

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Физический факультет
Кафедра общей физики

ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКЕ

Сборник избранных курсовых работ

Новосибирск
2016

УДК 535.41, 535.42, 53.082.5
ББК В34я73-1
П 691

Под редакцией
д-ра. физ.-мат. наук, проф. КОФ НГУ А. А. Павлова

Рецензенты:
д-р физ.-мат. наук В. М. Бойко;
канд. физ.-мат. наук М. Ф. Ступак

Издание подготовлено в рамках реализации *Программы развития государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Новосибирский государственный университет»* на 2009–2018 годы.

П 691 Практикум по физической оптике: сборник избранных курсовых работ /
Новосиб. гос. ун-т. – Новосибирск : ИПЦ НГУ, 2016. – 106 с.

ISBN 978-5-4457-0569-9

Сборник подготовлен по материалам избранных курсовых работ, выполненных студентами 2-го курса (4-й семестр) физического факультета Новосибирского государственного университета. Работы выполнены в институтах СО РАН и лабораториях НГУ в рамках практикума по физической оптике и посвящены изучению оптических явлений и применению оптических методов. Цель издания сборника заключалась в ознакомлении студентов с возможными темами курсовых работ по физической оптике и примерами их оформления. Наряду с работами, посвященными более глубокому изучению оптических явлений и закономерностей, в сборнике имеется ряд работ выполненных по тематике научных исследований институтов СО РАН.

Целевая аудитория – студенты 2-го курса ФФ, преподаватели практикума по физической оптике, научные сотрудники – руководители курсовых работ.

Сборник издан при поддержке Центра нелинейной фотоники и квантовых технологий НГУ.

УДК 535.41, 535.42, 53.082.5
ББК В34я73-1

ISBN 978-5-4457-0569-9

© Новосибирский государственный университет, 2016

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	4
1. Владимиров В. Ю. Панорамная спектроскопия комбинационного рассеяния пламени с использованием фильтра Лио-Эмана	5
2. Гафурова П. С. Изучение линий поглощения в спектре солнца	10
3. Глазнев Р. К. Оптическая система стабилизации поверхности горения полимера на противотоке с воздухом	15
4. Долгих И. А. Точность измерения размеров жировых частиц молока для синего и красного излучения	21
5. Козиненко В. П. Измерение конфигурации зоны нуклеации в проточной термо-конденсационной камере с помощью лазерного светорассеяния	27
6. Котюшев М. Ю. Измерение характеристик волоконных брэгговских решеток с различным перекрытием сердцевины волокна, записанных фемтосекундным излучением	34
7. Кудлаев Я. В. Исследование нагрева стенки линейным источником тепла	41
8. Литвинцев А. С. Исследование контроля погрешности изготовления дифракционных элементов на основе синтезированных голограмм	49
9. Мельников А. Д. Измерение оптических характеристик негомогенизированного молока по одновременно измеренному светорассеянию на двух длинах волн	54
10. Овчеренко С. С. Исследование спектров стационарной фотolumинесценции низкоразмерных InSb/AlAs гетероструктур	60
11. Патлай Д. С. Кинетические исследования ранних стадий процесса апоптоза лимфоцитов крови человека с помощью сканирующей проточной цитометрии	64
12. Садовский И. А. Исследование влияния акустического поля на развитие плоской микроструи пропана при диффузионном горении	71
13. Ульшин Н. В. Применение метода лазерно-индуцированной флуоресценции для визуализации потоков жидкости	76
14. Федотова С. А. Измерение концентрации оксигемоглобина в эритроцитах методом сканирующей проточной цитометрии	80
15. Хомченко И. В. Использование малого углового рассеяния света для измерения дисперсности частиц	86
16. Черепанов Д. Е. Расчет распределения плотности по интерферометрическим данным с использованием алгоритма Пирса	92
17. Чирятьева А. Е. Оптическая модель активированных тромбоцитов	100

Предисловие

В Новосибирском государственном университете, в рамках обучения в бакалавриате, студенты физического факультета обязаны выполнить три курсовые работы: в третьем, четвертом и шестом семестрах. Курсовые работы в четвертом семестре выполняются в рамках прохождения Практикума по физической оптике. Работы могут выполняться в институтах СО РАН и лабораториях НГУ и должны быть посвящены изучению оптических явлений и / или применению оптических методов.

В начале выполнения Практикума студенты и их руководители были поставлены в известность о возможности опубликовании результатов курсовых работ в данном сборнике. Для этого работа должна быть выполнена на оценку отлично, с соблюдением соответствующих требований к оформлению. Для включения работы в сборник, она должна быть рекомендована научным руководителем и преподавателем практикума. При необходимости работа направлялась на дополнительное рецензирование. Окончательное решение о включении работы в сборник принимал куратор практикума. В итоге, из 132 выполненных курсовых работ, 29 было рекомендовано к публикации.

Авторам отобранных работ было предложено оформить их в стиле приближенном к редакционным требованиям журнала "Вестник НГУ". Этим достигалась цель дополнительного обучения студентов правилам оформления публикаций. Был ограничен объем итоговой публикации до 10-ти страниц. Поэтому работы, приведенные в сборнике, несколько отличаются от оригинальных. Однако обязательным условием было включение в итоговый вариант только тех данных и выводов, которые имеются в оригинальной работе.

В итоге, с поставленной задачей справилось 17 человек, чьи работы и представлены в данном сборнике. Коллектив преподавателей Практикума по физической оптике надеется, что сборник будет полезен студентам (а также научным руководителям курсовых работ и преподавателям практикума) как наглядное пособие по оформлению работ. Позволит получить представление о возможных темах курсовых работ по оптической тематике. Следует отметить, что включение работы в сборник является в некотором роде поощрением автору.

Куратор Практикума по физической оптике,
профессор КОФ НГУ, д. ф.-м. н.

Павлов А. А.

Владимиров В. Ю. , группа № 14332

ПАНОРАМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ПЛАМЕНИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФИЛЬТРА ЛИО-ЭМАНА

В работе рассматривается спонтанное комбинационное рассеяние (СКР) лазерного излучения импульсно-периодического Nd:YAG лазера, с длиной волны излучения $\lambda = 532$ нм на продуктах горения метана в обеднённом пламени ($\phi = 0.9$). Для спектрального анализа рассеянного света применяются полосно-блокирующий «Notch» фильтр, жидкокристаллический фильтр Лио-Эмана с изменяемой полосой пропускания, а также интенсифицированная ПЗС камера, работающая в режиме накопления. В ходе работы получена оценка поля плотности и температуры для молекул азота.

Ключевые слова: фильтр Лио-Эмана, спонтанное комбинационное рассеяние.

Работа выполнена в лаборатории «Физических основ энергетических технологий» ИТ СО РАН.

Научный руководитель: Дулин В. М., к. ф.-м. н.

Введение.

Спонтанным комбинационным рассеянием (СКР) называется рассеяние на молекулах, при котором происходит изменение их энергетического уровня. Исследование СКР представляет интерес для изучения пространственного распределения плотности и температуры в потоке с горением. При изучении линий спектра вещества используются фильтры различных конструкций. Одним из наиболее широко используемых фильтров является фильтр Лио-Эмана. Такой фильтр состоит из набора чередующихся пластин анизотропных кристаллов и поляризаторов. В рамках данной работы рассматривается рассеяние лазерного излучения на продуктах горения метана. Для спектрального анализа рассеянного света применялись полосно-блокирующий «Notch» фильтр, жидкокристаллический фильтр Лио-Эмана с изменяемой полосой пропускания, а также интенсифицированная ПЗС камера в режиме накопления. Цель работы - оценить распределение плотности и температуры азота в пламени, используя соотношения между сигналами линий СКР.

Краткая теория СКР

При прохождении лазерного пучка через среду (газ) происходит рассеяние света на пыли и крупных частицах. Примером является рассеяние на водяном паре в облаках, это так называемое рассеяние МИ. Кроме него, излучение подвергается рассеянию Рэлея (упругому), с частотой индуцирующей его волны, а также СКР (рассеяние Рамана), которое используется в данной работе. Комбинационное рассеяние в отличие от упругого происходит с изменением энергетического уровня атома и соответственно с выделением и (или) поглощением энергии падающей волны. Таким образом, возникает сдвиг спектра рассеянного излучения относительно индуцирующего. Поглощение атомами энергии вызывает стоксов сдвиг (частота меньше частоты лазера), а переход атома на более низкий энергетический уровень – антистоксов сдвиг. Зная относительные интенсивности рассеянного света обоих сдвигов в некоторой точке пространства, можно рассчитать температуру вещества по следующему соотношению:

$$\frac{I_s}{I_{as}} = \left[\frac{\omega_0 - \omega_k}{\omega_0 + \omega_k} \right]^3 \cdot \exp\left(\frac{hc\omega_k}{kT}\right),$$

Панорамная спектроскопия комбинационного рассеяния пламени с использованием фильтра Лио-Эмана

где ω_0 - частота индуцирующего излучения, ω_k - величина сдвига, h - постоянная Планка [1]. Кроме того можно провести оценку температуры другим способом. Отношение интенсивности суммы стоксовой и антистоксовой линий концентрации молекул практически не меняется при достигаемых в работе температурах. Следовательно, эта сумма зависит от концентрации молекул почти линейно. Зная сигнал на воздухе и в пламени, можно найти распределение плотности в пламени. Далее, т. к. в процессе горения метана количество молей вещества не меняется, для вычисления температуры можно использовать уравнение идеального газа.

Фильтр Лио-Эмана

Большая часть веществ имеет анизотропное строение кристаллической решётки. Следовательно, анизотропия проявляется и в свойствах этих материалов. По оптическим свойствам выделяют группу веществ, у которых оптические свойства не изменяются при повороте вокруг некоторой оси. Такая ось называется оптической осью, а кристаллы – одноосными. При попадании луча в одноосный кристалл можно выделить две компоненты электрического вектора. Первая компонента совершает колебания перпендикулярно плоскости между оптической осью и вектором \mathbf{k} первоначального луча. Она не испытывает анизотропии и называется обыкновенным лучом. Вторая компонента лежит в плоскости оптической оси и вектора \mathbf{k} и называется необыкновенной т. к. для нее проявляются анизотропные свойства кристалла. Эти два луча имеют разные коэффициенты преломления n_o и n_e соответственно.

Пусть кристалл изготовлен в виде пластины так, чтобы оптическая ось была параллельна поверхностям. Пусть монохроматический луч падает перпендикулярно поверхности, и его проекции описываются уравнениями:

$$E_x(\mathbf{r}, t) = E_x \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t);$$

$$E_y(\mathbf{r}, t) = E_y \sin(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t + \varphi_0),$$

где φ_0 – разность фаз, а ось x направлена параллельно оптической оси. Тогда при прохождении луча через кристалл между проекциями набегают дополнительная разность фаз $\Delta\varphi = 2\pi(n_e - n_o)d / \lambda$. Если d таково, что $\Delta\varphi = \pi$ для некоторой длины волны, то такую пластинку называют пластинкой $\lambda / 2$. Её действие сводится для линейно-поляризованного света к увеличению в два раза угла между электрическим вектором и оптической осью, а для эллиптически поляризованного – к смене левой поляризации на правую и наоборот. Если составить оптическую систему, состоящую из N пластин с толщинами: $d, 2^1d, 2^2d, 2^{N-1}d$, расположить их так, чтобы оптические оси совпадали и поместить между ними поляризаторы с осями поляризации, повернутыми на 45° относительно оптических осей пластин, то получится система с коэффициентом пропускания:

$$K = \prod_{m=1}^N \cos^2 \left(\frac{\pi 2^{m-1} d (n_e - n_o)}{\lambda} \right);$$

$$K = \left(\frac{\sin(2^N \Delta\varphi/2)}{2^N \sin(\Delta\varphi/2)} \right)^2$$

На рис. 1 показана зависимость пропускания фильтра от разности фаз $\Delta\varphi$ при $N = 1, 2, 3, 4$. Расстояние между главными максимумами определяется наиболее тонкой пластиной. Расстояние между главным максимумом и ближайшим ми-

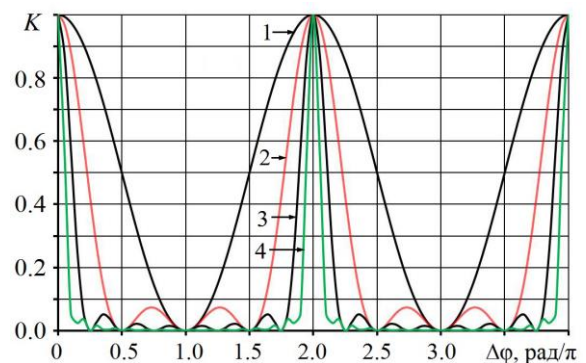


Рис. 1. Характерный вид спектра пропускания фильтра Лио-Эмана; номер графика соответствует значению N

Владимиров В. Ю.

нимумом зависит от пластины $2^{N-1}d$. Величина $\delta\lambda = \lambda^2 / 2^N d(n_e - n_o)$ называется шириной пропускания. Подробнее с принципом действия подобных фильтров можно ознакомиться, например, в работе [2].

Главное отличие применяемого в нашем случае фильтра, заключается в возможности изменять величину n_e , благодаря использованию жидких кристаллов и, соответственно, возможности изменять длину волны, при которой будет достигаться максимум пропускания.

Экспериментальная установка

В ходе выполнения экспериментальной части работы исследовалась концентрация и температура молекулярного азота в продуктах горения метана в обеднённом пламени. Исследовалось пламя, с коэффициентом избытка топлива $\phi = 0.9$.

Схема установки приведена на рис. 2. Линейно поляризованный пучок излучения от импульсного лазера 1, пройдя систему призм и зеркал 2, проходит через полуволновую пластину 3. Она необходимо для поворота изначально вертикальной поляризации излучения на 90° , для нахождения шума. Далее, коллимирующей оптикой 4 пучок разворачивается в лазерный нож, проходящий через пламя горелки 5, и попадает в ловушку 6. Координатное устройство горелки позволяет с высокой точностью настраивать положение сопла. Излучение рассеяния, пройдя блокирующий фильтр 7 и фильтр Лио-Эмана 8, регистрируется телекамерой 9. Полученные изображения сохраняются и впоследствии обрабатываются на компьютере 10. Камера расположена в горизонтальной плоскости пламени перпендикулярно направлению зондирующего пучка лазерного излучения. Фильтр 7 блокирует излучение на длине волны лазера и предотвращает выход из строя фильтра Лио-Эмана и телекамеры. Фильтр Лио-Эмана необходим для выделения из спектра рассеянного излучения частот соответствующих стоксовому и антистоксовому сдвигу.

Внешний вид экспериментальной установки приведён на рис. 3. Камера работала в режиме накопления 250 кадров для стоксовой линии азота и 500 кадров для антистоксовой ли-

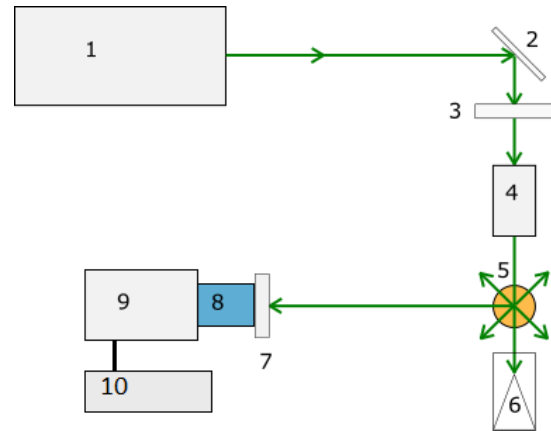


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер; 2 – система призм и зеркал; 3 – пластинка $\lambda / 2$; 4 – коллимирующая оптика; 5 – горелка; 6 – ловушка; 7 – полосо-блокирующий фильтр; 8 – фильтр Лио-Эмана; 9 – ПЗС камера; 10 – ПК



Рис. 3. Внешний вид экспериментальной установки: а – коллимирующая оптика; б – привод координатного устройства; в – горелка; г – фильтр Лио-Эмана с «Notch» фильтром

Панорамная спектроскопия комбинационного рассеяния пламени с использованием фильтра Лию-Эмана

нии с бинингом 8×8 (с объединением сигнала с квадратов 8×8 в матрице камеры, в один пиксель изображения). В качестве источника света использовался Nd:YAG лазер (фирма изготовитель Quanta-Ray), с длиной волны излучения $\lambda = 532$ нм, работающий в импульсно-периодическом режиме, с частотой повторения импульсов 10 Гц. Энергия импульсов составляла 340 мДж, длительность импульса ≈ 10 нс. Ширина пропускания фильтра Лию-Эмана составляла $\delta\lambda \approx 10$ нм.

Основные результаты и выводы

Было получено по десять кадров для стоксовой и антистоксовой линий в воздухе и в пламени при вертикальной и горизонтальной поляризациях. Типичный вид необработанных изображений представлен на рис. 4. Можно заметить наличие артефактов, связанных, скорее всего, с особенностями камеры. Для усреднения серий по 10 изображениям, вычета шумового сигнала и избавления от артефактов, была написана программа обработки данных. Результаты обработки представлены на рис. 5. Видно, что в воздухе отсутствует антистоксовый сигнал. Это следует из того, что при комнатных температурах практически все молекулы находятся на нижних уровнях энергии и не способны совершить антистоксов переход.

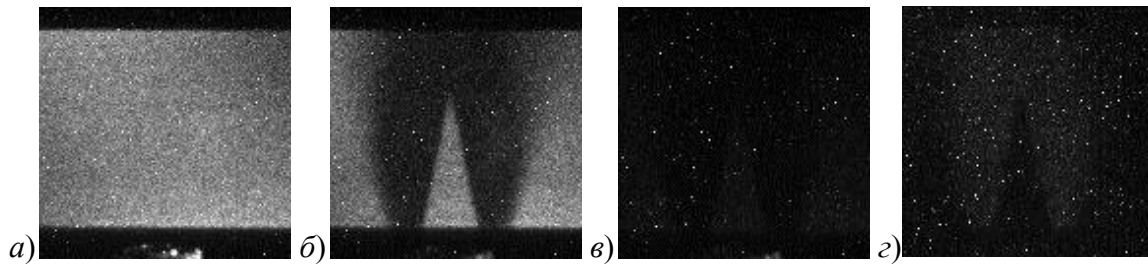


Рис. 4. Необработанный сигнал: *a)* – стоксова линия в воздухе; *б)* – стоксова линия в пламени; *в)* – шум стоксового сигнала в пламени; *г)* – антистоксовый сигнал в пламени

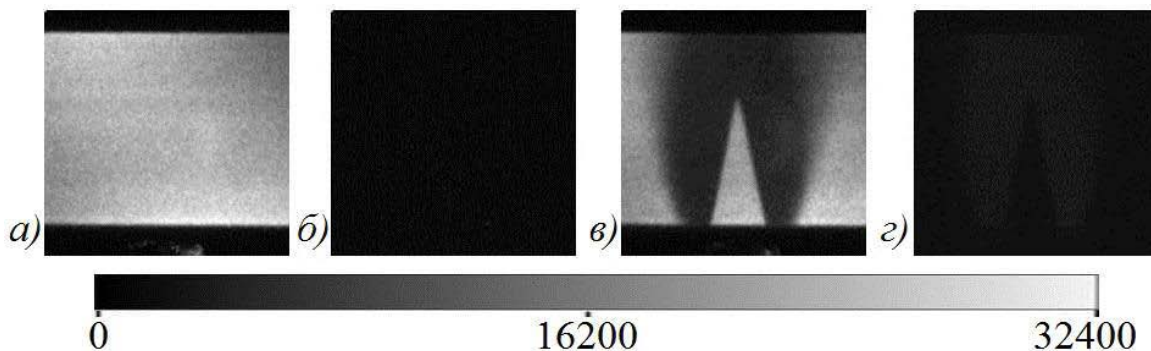


Рис. 5. Обработанный сигнал: *a)* – стоксова линия в воздухе; *б)* – антистоксова линия в воздухе; *в)* – стоксовый сигнал в пламени; *г)* – антистоксовый сигнал в пламени

Белый конус в стоксовом сигнале для пламени (рис. 5, *в*) – это исходная горючая смесь (воздух с метаном). Температура смеси комнатная. Более низкая яркость конуса по сравнению с сигналом стоксовой линии в воздухе вызвана пониженной счетной концентрацией азота из-за добавления метана. Образующие конуса совпадают с фронтом горения. В результате химической реакции продукты нагреваются. Падает их плотность и, соответственно, концентрация азота. Этим объясняется область низкого уровня сигнала вокруг конуса (за фронтом горения).

Распределение интенсивности антистоксового сигнала в пламени практически прямо противоположно стоксовому сигналу. Азот при комнатной температуре в конусе и области по краям изображения не даёт сигнала. Однако вокруг конуса в области высоких температур, несмотря на низкую концентрацию азота, присутствует антистоксовый сигнал. Делением

Владимиров В. Ю.

суммы сигналов с изображения стоксовой и антистоксовой линий в пламени на сигнал стоксовой линии в воздухе была получена оценка распределения плотности молекул азота в пламени относительно плотности в воздухе $\rho_N^* = \rho_N / \rho_{N0}$ (рис. 6, а).

С использованием кода RAMSES [3; 4] были смоделированы спектры комбинационного рассеяния для различных температур в аналогичных условиях. Построена зависимость отношения стоксовой линии спектра к антистоксовой от температуры. Получена оценка поля температур азота в пламени. Температура вещества над конусом фронта пламени составила порядка $T \approx 1800$ К (см. рис. 6, б), с относительной погрешностью не более 15%.

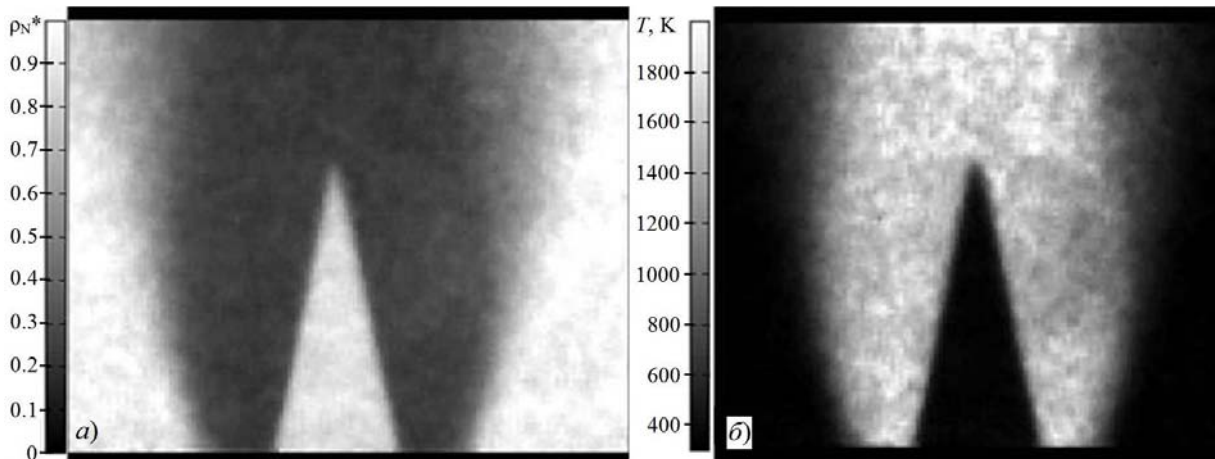


Рис. 6. Распределение плотности молекул азота в пламени относительно плотности в воздухе (а) и распределение температуры в пламени (б)

Список литературы

1. Tropea C., Yarin A., Foss J. Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics // 2007.
2. Захаров М. И., Ступак М. Ф., Топорков Д. К. Поляризация света // Новосибирский государственный университет. 2008. 102 с.
3. Rabenstein F., Leipertz A. Two-dimensional temperature determination in the exhaust region of a laminar flat-flame burner with linear Raman scattering // Applied Optics. 1997. Vol. 36. No. 27. P. 6990-6996.
4. Hassel E Ultraviolet Raman-scattering measurements in flames by the use of a narrow-band XeCl excimer laser // Applied Optics. 1993. Vol. 32 No. 21. P. 4058-4065.

Гафурова П. С., группа № 14352

ИЗУЧЕНИЕ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА

Работа посвящена изучению спектра Солнца в диапазоне длин волн 350-700 нм. Произведена идентификация фраунгоферовых линий поглощения. Для исследования спектра солнечного излучения использовался спектрометр на основе дифракционной решетки, построенный по оптической схеме Черне-Тернера. Для его калибровки использовалось излучение ртутно-гелиевой лампы. В результате были определены линии поглощения 6 химических элементов.

Ключевые слова: Фраунгоферовы линии, калибровочный спектр, спектр Солнца, спектрометр OceanOptics HR4000, ртутно-гелиевая лампа.

Работа выполнена в "Межфакультетской лаборатории атомной физики и спектроскопии" кафедры общей физики, Физического факультета НГУ (МЛАФиС КОФ НГУ).

Научный руководитель: **Нестеренко Альфия Рашитовна.**, зав. лаб. МЛАФиС и УААК КОФ ФФ НГУ.

Введение

Солнце представляет собой раскаленный плазменный шар, создающий излучение за счет термоядерных реакций. Почти все излучение, испускаемое Солнцем в пространство, формирует фотосферу. Фотосфера – это слой протяженностью около 400 км. Температура в фотосфере падает по мере перехода к внешним слоям. Среднее ее значение порядка 5760°К, на границе фотосферы около 4200°К. Именно в фотосфере формируется спектр Солнца, наблюдаемый нами. Спектр Солнца – это непрерывный спектр, на который наложено несколько десятков тысяч линий поглощения (фраунгоферовых линий). На кривой зависимости интенсивности излучения от длины волны они имеют вид узких впадин. Большая их часть отождествлена со спектральными линиями известных химических элементов путем сравнения длин волн и относительной интенсивности.

Изучение фраунгоферовых линий дает сведения не только о химическом составе атмосферы Солнца, но и о физических условиях в тех слоях, в которых образуются те или иные линии поглощения. Знание химического состава необходимо для того, чтобы рассчитывать физические модели Солнца и анализировать наблюдаемые явления. Кроме того, правильные представления о распространенности химических элементов, особенно об отношении количеств гелия и водорода, очень существенны для понимания эволюции нашей Галактики и всей Вселенной [1].

Цель курсовой работы заключалась в ознакомлении с основными принципами оптической спектроскопии и в изучении спектра Солнца в диапазоне длин волн от 350 до 700 нм. Была произведена идентификация фраунгоферовых линий поглощения. Для исследования спектра солнечного излучения использовался спектрометр на основе дифракционной решетки. Для его калибровки использовалось излучение ртутно-гелиевой лампы. В результате были идентифицированы линии поглощения 6 химических элементов.

Теоретическая часть

Оптическая спектроскопия является одним из важнейших разделов прикладной физики. Ее основой является оптика. Исследование спектральных линий не было бы возможным без применения устройств, разработанных на основе знания законов физической оптики. В более широком смысле понятие спектроскопия относится к изучению спектров различных видов излучения. Методы спектроскопии используются для исследования энергетической структу-

Гафурова П. С.

ры атомов, молекул и макроскопических тел, образованных из них. Они применяются при изучении таких макроскопических свойств тел как температура и плотность, а в аналитической химии – для обнаружения и определения веществ.

Одним из простейших устройств, для разложения белого излучения в спектр, которым пользовался еще И. Ньютон, является призма. Действие призмы основано на явлении дисперсии, т. е. зависимости показателя преломления n вещества от длины волны света $n = n(\lambda)$. Одна из возможных схем разложение излучения в спектр при помощи призмы показана на рис. 1. Щель S , на которую падает исследуемое излучение, находится в фокальной плоскости линзы L_1 . Эта часть прибора называется коллиматором. Выходящий из линзы параллельный пучок света падает на призму. Вследствие дисперсии свет разных длин волн выходит из призмы под разными углами. У всех прозрачных твердых веществ (стекло, кварц), из которых изготавливаются призмы, показатель преломления в видимом диапазоне убывает с увеличением длины волны λ . Поэтому, чем меньше длина волны, тем на больший угол θ отклоняется пучок света. Наиболее сильно отклоняются от первоначального направления синие и фиолетовые лучи и наименее – красные [2]. В фокальной плоскости P линзы L_2 располагается экран или фотопластинка, на которой фокусируется излучение. В результате в разных местах экрана возникает изображение входной щели в свете разных длин волн.

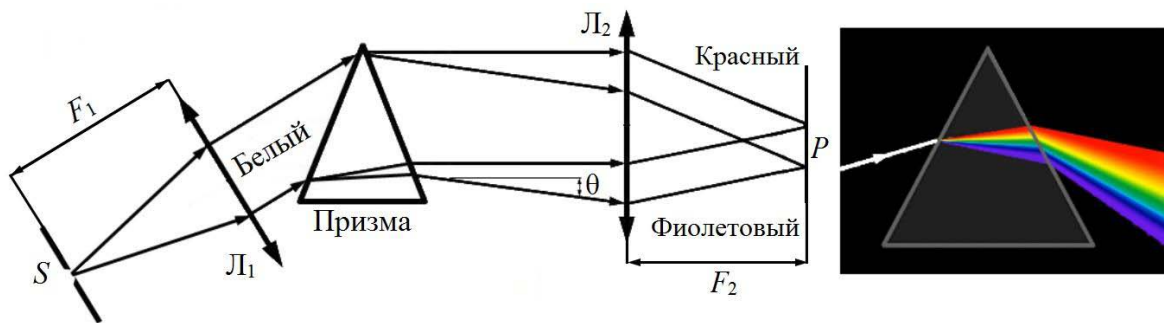


Рис. 1. Разложение пучка белого света в спектр

В спектральных приборах высокого класса в качестве диспергирующей системы вместо призм применяются дифракционные решетки. Решетки представляют собой периодические структуры, выгравированные специальной делительной машиной на поверхности стеклянной или металлической пластинки. Фронт световой волны, падающей на неё, её штрихами разбивается на отдельные когерентные пучки, которые, претерпев дифракцию на штрихах, интерферируют, образуя результирующее пространственное распределение интенсивности света – спектр излучения. В современных спектральных приборах используются как плоские, так и вогнутые дифракционные решетки. Основные спектроскопические характеристики дифракционных решеток: угловая дисперсия $D_\varphi = d\varphi / d\lambda$; разрешающая способность $R = \lambda / d\lambda$. Данные параметры не зависят от формы штриха решетки. В нашей работе для регистрации спектров, использовался спектрограф с дифракционной решеткой OceanOptics.

Как известно, в атмосфере Солнца есть пары элементов, которые поглощают кванты света, которые они испускали бы в нагретом состоянии. Эти элементы и оставляют свои следы в виде фраунгоферовых линий. Естественно, что часть линий образуется за счет элементов в атмосфере Земли. Фраунгоферов спектр позволяет судить о химическом составе звёздных атмосфер, так как в 1859 году Кирхгоф и Бунзен доказали, что спектральные линии однозначно характеризуют химические элементы их излучающие. Так было показано, что в атмосфере Солнца присутствуют такие элементы, как водород, железо, хром, кальций, натрий и др. в разных стадиях ионизации. В частности, именно на Солнце впервые спектроскопическими методами был открыт гелий.

Изучение линий поглощения в спектре солнца

Таблица 1. Основные линии излучения Солнца

Лин.	Эл-т	λ , Å	Лин.	Эл-т	λ , Å	Лин.	Эл-т	λ , Å	Лин.	Эл-т	λ , Å
Y	O II	8987,65	D3 или d	He	5875,618	C	Fe	4957,61	H	Ca II	3968,47
Z	O II	8226,96	E	Hg	5460,73	F	H β	4861,34	K	Ca II	3933,68
A	O II	7593,70	E2	Fe	5270,39	D	Fe	4668,14	L	Fe	3820,44
B	O II	6867,19	b1	Mg	5183,62	E	Fe	4383,55	N	Fe	3581,21
C	Ha	6562,81	b2	Mg	5172,70	G'	H γ	4340,47	P	Ti II	3361,12
A	O II	6276,61	b3	Fe	5168,91	G	Fe	4307,90	T	Fe	3021,08
D1	Na	5895,92	b4	Fe	5167,51	G	Ca	4307,74	T	Ni	2994,44
D2	Na	5889,95	b4	Mg	5167,33	H	H δ	4101,75			

Условные обозначения: Лин. – обозначение линии спектра;
Эл-т – химический элемент или ион; λ – длина волны.

В настоящее время спектральные линии обозначаются длиной волны и химическим элементом, которому они принадлежат. Например, Fe I 4383,547 Å обозначает линию нейтрального железа с длиной волны $\lambda = 4383,547$ Å. Но для наиболее сильных линий сохранились обозначения, введенные Фраунгофером, приведенные в *таблице 1*. Так, самыми сильными линиями солнечного спектра являются линии водорода и ионизованного кальция. В таблице символами Ha, H β , H γ и H δ обозначены первые четыре линии Бальмеровской серии атома водорода. Линии D1 и D2 – это широко известный «натриевый дублет», пара хорошо различимых солнечных линий.

Краткое описание спектрометра OCEANOPTICS HR4000

Для регистрации спектров Солнца и ртутно-гелиевой лампы в работе использовался спектрометр OceanOptics HR4000, строение которого представлено на рис. 2. Принцип работы прибора состоит в следующем: солнечный свет через адаптер для световода *1* входит в прямоугольную щель *2* шириной 25 мкм и высотой 1 мм. Далее расходящийся пучок проходит через поглощающий фильтр *3*, ограничивающий диапазон излучения для устранения второго и третьего порядков, и попадает на вогнутое зеркало *4*. Отразившийся от зеркала параллельный пучок падает на жестко закрепленную дифракционную решетку *5*. Характеристики решетки: 300 штрихов на мм; спектральный диапазон 900 нм; рабочий диапазон 300-1000

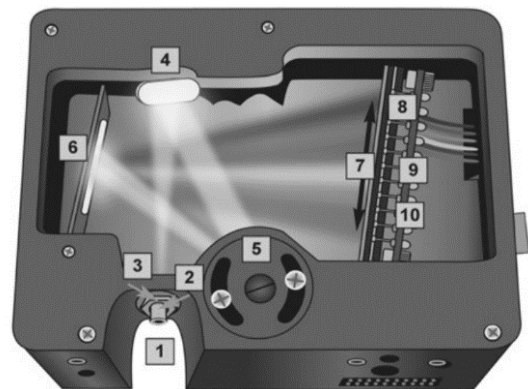


Рис. 2. Строение спектрометра OCEANOPTICS HR4000 (изображение взято с сайта производителя [3])

Гафурова П. С.

нм; дифракционная эффективность более 40 %. График зависимости отражательной способности представлен на рис. 3.

Разложенный в спектр пучок попадает на отражающее зеркало 6 и далее на цилиндрическую линзу 7, которая фокусирует свет от щели на более мелкие детали детектора. Это увеличивает эффективность накопления света. Детектором 8 является ПЗС линейка на 3648 пикселей. Фильтр 9 служит для отсеивания излучения более высоких дифракционных порядков. Регистрируемый спектр сохраняется на компьютере для дальнейшей обработки, с использованием прилагаемого к прибору программного обеспечения. Прибор имеет отношение сигнал/шум 300:1 и разрешение около $\Delta\lambda \approx 1.5$ нм. Расхождение между предсказанной длиной волны и реальной не превосходит $\delta\lambda \approx 0.09$ нм [3].

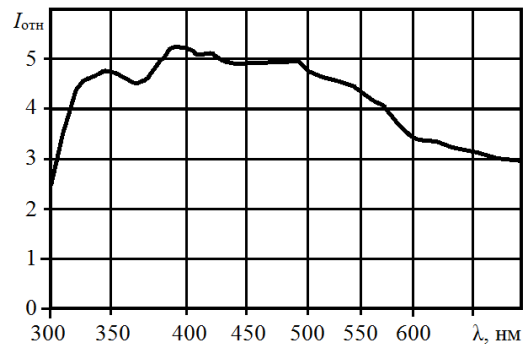


Рис. 3. Отражающая способность решетки

Результаты экспериментов и выводы

Несмотря на то, что спектрометр не имеет подвижных частей, т. е. стабилен механически, для получения более точного спектра, методически правильно перед измерениями проводить его калибровку [4]. Нами калибровка проводилась по спектру излучения ртутно-гелиевой лампы. Оптическая схема установки для калибровки, показана на рис. 4, а. Излучение от лампы 1, запитанной от источника рабочего напряжения 2, линзой 3 фокусировалось на входную щель спектрометра 4. Зарегистрированные спектры сохранялись и в дальнейшем обрабатывались на компьютере 5. На рис. 4, б представлен полученный в ходе калибровки спектр ртутно-гелиевой лампы.

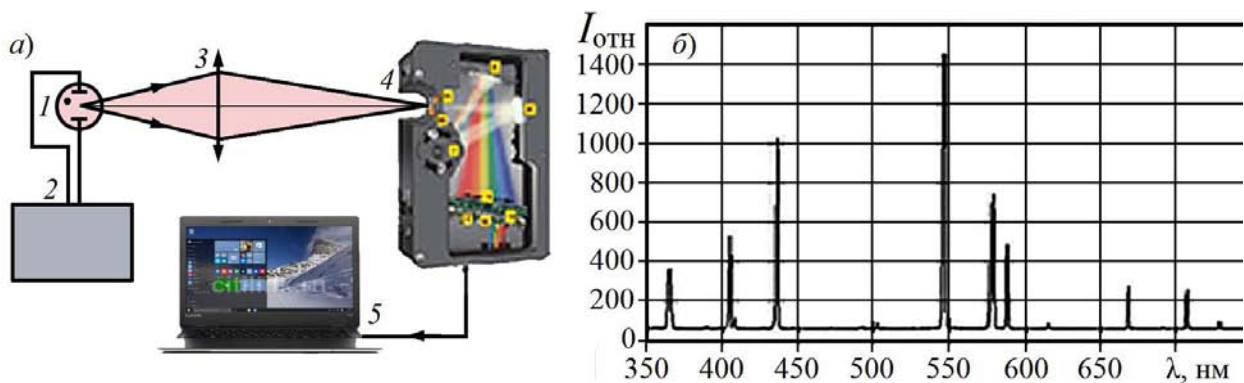


Рис. 4. Схема установки для калибровки (а) и калибровочный спектр ртутно-гелиевой лампы (б)

После проведения калибровки регистрировался спектр солнечного излучения. Схема регистрации практически не отличалась от представленной на рис. 4, а. Просто вместо излучения ртутно-гелиевой лампы на линзу 3, с помощью дополнительных зеркал подавалось солнечное излучение, которое и фокусировалось на входную щель спектрометра.

На рис. 5. представлен полученный спектр Солнца без учета поглощения атмосферой Земли и влияния дифракционной решетки. В таблице 2 приведен анализ соответствия провалов зарегистрированного спектра и возможных линий поглощения некоторых элементов фотосферы Солнца. При анализе спектра выбирались наиболее интенсивные линии, по возможности находящиеся на достаточном расстоянии от других, менее интенсивных линий. В результате были определены линии поглощения 6 химических элементов H, Fe, Ca, Mg, Na, O.

Изучение линий поглощения в спектре солнца

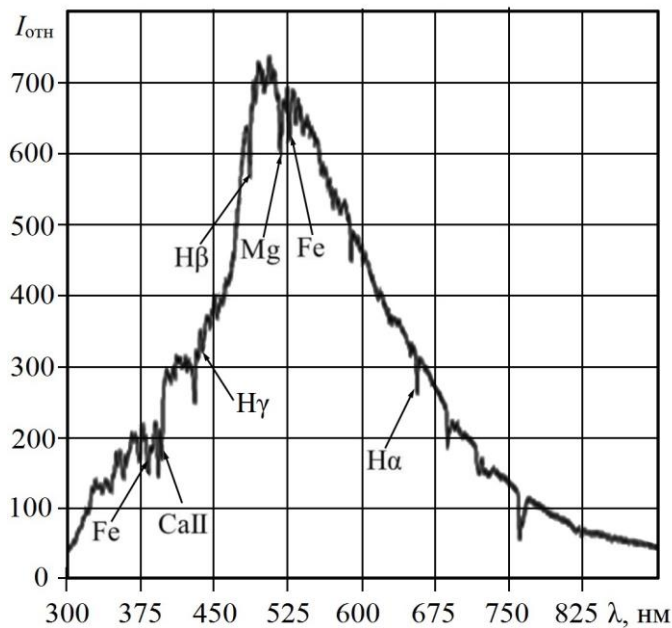


Рис. 5. Спектр Солнца и таблица сравнения табличных и измеренных линий поглощения

Таблица 2. Анализ линий поглощения

Эл-т	$\lambda_{\text{изм}}, \text{нм}$	$\lambda_{\text{таб}}, \text{нм}$	$\Delta\lambda, \text{нм}$
Fe	382,8	382,0	0,8
Ca II	393,0	393,4	-0,4
Ca II	396,4	396,8	-0,4
Fe	430,0	430,8	-0,8
Fe	438,3	438,4	-0,1
H β	485,6	486,1	-0,5
Fe	491,7	491,6	0,1
Mg	516,7	516,7	0,0
Fe	526,3	527,0	-0,7
Na	589,0	589,0	0,1
H α	655,7	656,3	-0,6
O II	686,8	686,7	0,1

Для линии $\lambda = 589 \text{ нм}$ нашлось два элемента: He и Na. У натрия на этой длине находится хорошо известный жёлтый дублет ($\lambda_1 = 588.9950 \text{ нм}$ и $\lambda_2 = 589.5924 \text{ нм}$). Из-за того, что разрешение спектрометра примерно $\Delta\lambda = 1.5 \text{ нм}$, этот дублет должен наблюдаться одной широкой линией. Возможно, линия гелия сливается с ней.

Литература

1. Нестеренко И. Н., Нестеренко А. Р. Спектральная классификация звезд и спектроскопия Солнца, учебное пособие. Новосибирск, Изд-во НГУ 2010 г.
2. Тарасов К.И. Спектральные приборы, Л.: Машиностроение, 1968 г.
3. Спектроскоп OceanOptics (Инструкция по эксплуатации) <http://www.oceanoptics.com>
4. Мешков О. И., Нестеренко М. И. Спектр щелочных металлов на примере цезия, учебное пособие. Новосибирск, Изд-во НГУ.

Глазнев Р. К., группа № 14372

ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ ПОЛИМЕРА НА ПРОТИВОТОКЕ С ВОЗДУХОМ

В ходе работы была разработана и создана оптическая система стабилизации поверхности горения полимеров, состоящая из лазера и фоторезистора, которые были интегрированы в электрическую схему подачи образца полимера во время его горения. С её помощью были измерены линейная и массовая скорости горения чистого и с добавкой 5 масс.% трифенилфосфата и трифенилфосфиноксида сверхвысокомолекулярного полиэтилена и чистого полиметилметакрилата. Результаты согласуются с произведёнными ранее измерениями для соответствующих веществ, полученными с помощью визуального контроля положения поверхности горения. Разработанная система позволит автоматизировать процесс изучения скорости горения конденсированных веществ. Скорость горения является одним из важных параметров для конденсированных веществ, которые характеризуют горючесть материалов.

Ключевые слова: оптическая система, фоторезистор, автоматизация, горение.

Работа выполнена в лаборатории "Кинетика процессов горения" института Химической кинетики и горения СО РАН.

Научный руководитель: **Гончикжапов М. Б.**, аспирант, ИХКиГ СО РАН.

Введение

Автоматизация процессов исследования является неотъемлемой атрибутом в современной науке. Автоматизация существенно упрощает сбор информации, обеспечивает однотипность измерений и позволяет исключить человеческий фактор, тем самым повышает ценность и качество полученных данных. Установки с оптическими элементами применяются во многих областях науки и техники, где требуется детальное изучение поверхности веществ, их пространственной плотности, оптических свойств. Так же оптические системы применяются для измерения скорости потоков частиц, плотности дыма, регистрации движения и др.

Целью работы была разработка и создание оптической системы стабилизации поверхности горения полимеров в горелке на противотоке с воздухом. Установка используется для изучения пламени конденсированных веществ методами молекулярно-пучковой масс-спектрометрии и влияния на него различных антипиренов, веществ, понижающих горючесть материала.

Экспериментальная часть

Измерения скорости горения полимеров проводились с помощью горелки на противотоках с оптической системой стабилизации поверхности горения, изображённой на рис. 1. Горелка представляет собой термостатируемый металлический стакан, в который помещён образец, и установленное над ним сопло Витошинского, через которое подаётся поток окислителя (воздуха) на поверхность горения. Сопло Витошинского позволяет получить практически равномерное распределение скоростей в выходном сечении сопла.

Исследуемый образец имеет цилиндрическую форму с диаметром 13,4 мм и высотой 200 мм. Однородность образцов с примесями контролировалась в работе [1] методами термогравиметрии. Об однородности свидетельствует постоянная от времени картина пламени. Верхний торец образца на 0.5 мм выступает над поверхностью стакана. Его верхняя часть (4 мм) изолирована от стенок металлического стакана термоизолирующим фторопластовым кольцом во избежание охлаждения расплава полимера. Образец зажигался раскаленной нихромовой спиралью. В работе горелки были задействованы 2 шаговых

Оптическая система стабилизации поверхности горения Полимера на противотоке с воздухом

двигателя (ДШИ-200-1-1), один из которых отвечал за вращение образца, второй – за его линейное перемещение. Вращение образца необходимо для равномерного зажигания. Образец вращался с частотой 1 Гц.

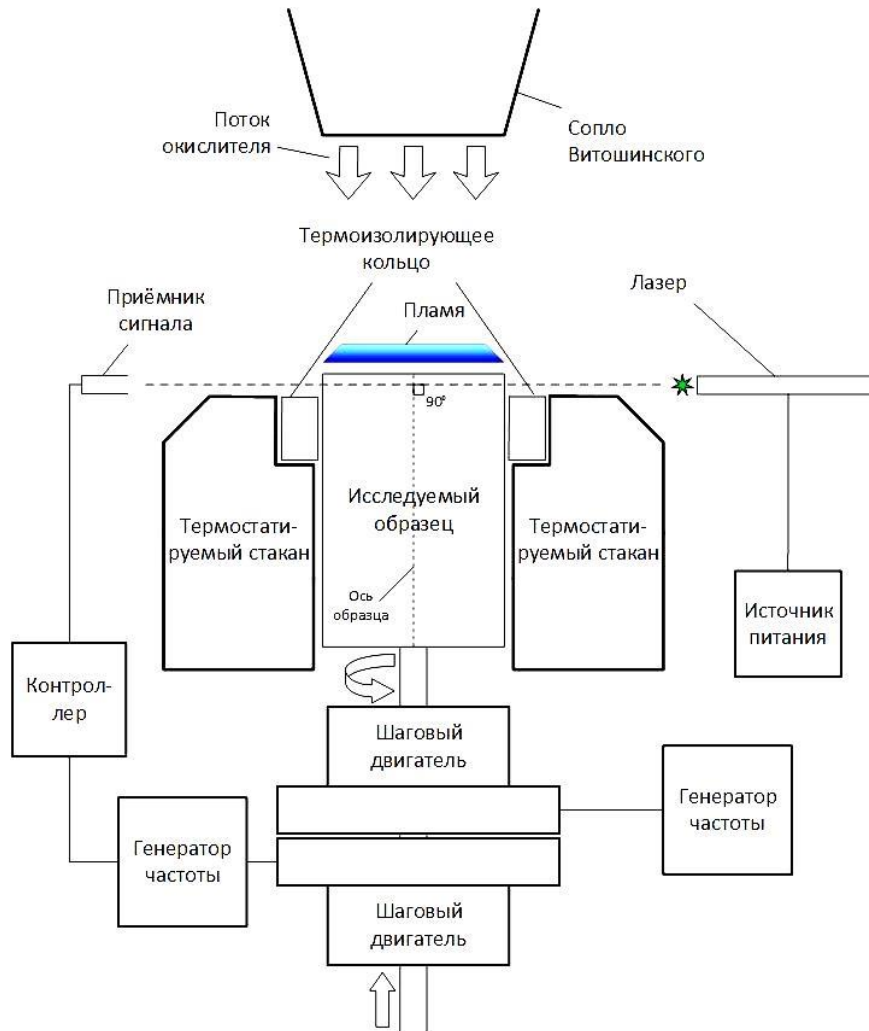


Рис. 1. Схема установки

Последний шаговый двигатель был включён в оптическую систему, состоящую из пучка лазерного излучения, проходящего на высоте 1 мм над краем горелки, фотоприёмника и контроллера, управляющего шаговым двигателем [2]. Диаметр луча $\approx 3,7$ мм, он измерялся в соответствующем эксперименте. По мере сгорания образца его часть, находившаяся над поверхностью горелки, уменьшалась. Когда поверхность горения опускалась ниже уровня свечения лазера, излучение попадало на фотоприёмник.

Фотоприёмник представлял собой металлическую трубку, в конце которой находился фоторезистор СФЗ-1. Фоторезистор обладает следующими характеристиками: рабочее напряжение $U_{\text{раб}} = 15$ В; световой ток $I_{\text{сф}} = 750$ мкА; темновой ток $I_{\text{т}} = 0,5$ мкА; темновое сопротивление $R_{\text{т}} = 30$ МОм; пороговая длина волны $\lambda_{\text{п}} = 0,79$ мкм; постоянная времени по спаду тока $t_{\text{ст}} = 20$ мс; постоянная времени по нарастанию тока $t_{\text{нт}} = 60$ мс. Фотоприёмник фиксировал наличие излучения, передавая сигнал на контроллер, который приводил в действие ДШИ-200, поднимающий образец вертикально вверх. Перемещение образца за один полный оборот вала двигателя составляло 500 мкм. Когда образец поднимался шаговым двигателем достаточно высоко, чтобы перекрыть пучок, фотоприёмник прекращал

Глазнев Р. К.

передачу сигнала, и работа ДШИ-200 останавливалась. Частота вращения была 80 Гц (максимальная для источника питания). При данной частоте до очередной остановки двигатель совершал около 1/12 оборота, что соответствует перемещению примерно на 40 мкм. Поверхность горения считалась плоской в силу того, что верхний слой образца во время горения составлял его расплав, принимающий плоскую форму под действием силы тяжести. Оптическая система нечувствительна к излучению пламени. В ходе данной работы эффекты преломления лазерного излучения не учитывались. Необходимо отметить, что ось приемника была максимально опущена ниже оси луча настолько, насколько было допустимо для регистрации сигнала. Это позволяло добиться высокой точности стабилизации поверхности горения. Настройка оптической системы (положение пучка излучения относительно датчика) производилась заранее в предварительных экспериментах.

В результате поверхность образца оставалась в одном положении над краем горелки на протяжении всего времени горения. Это позволяет корректно определить скорости горения образца. Линейная скорость горения ($V_{л}$) определялась как отношение разности длины образца до и после горения к времени горения. Массовая скорость горения ($V_{м}$) определялась как отношение сгоревшей массы образца к времени горения. Время горения, определяемое как время между моментами зажигания и гашения пламени, измерялось секундомером.

Было проведено измерение ширины лазерного пучка. Используемая схема измерений представлена на рис. 2. Фотодиод ФД-24к заслонялся пластиковой диафрагмой, непронускающей излучение лазера, с отверстием диаметра ≈ 350 мкм. Диаметр измерялся на

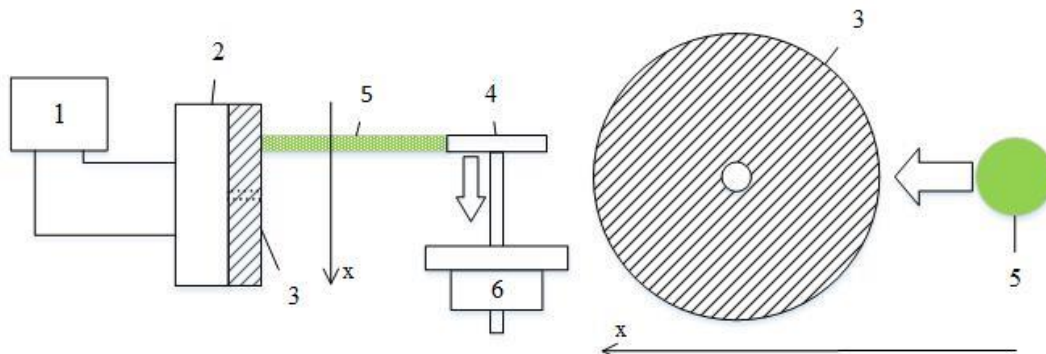


Рис. 2. Схема эксперимента по измерению ширины луча лазера: 1 – АЦП; 2 – фотодиод; 3 – диафрагма с отверстием; 4 – лазер; 5 – пучок лазерного излучения; 6 – шаговый двигатель

микроскопе. Лазер устанавливался напротив фотодиода на измеренном расстоянии, после чего запускался шаговый двигатель, перемещающий лазер к отверстию в диафрагме. Отверстие в диафрагме имело диаметр много меньше ширины пучка лазера для наиболее точного определения границ пучка. Напряжение с фотодиода оцифровывалось аналогово-цифровым преобразователем (АЦП) Е14-140-М. В результате была получена зависимость напряжения на фотодиоде от времени, которое возрастало при попадании на него пучка. Исходя из скорости перемещения лазера, была получена зависимость напряжения от расстояния, которая представлена на рис. 3. По полученной зависимости, учитывая известную ширину отверстия, был рассчитан диаметр пучка, который составил $\approx 3,7$ мм.

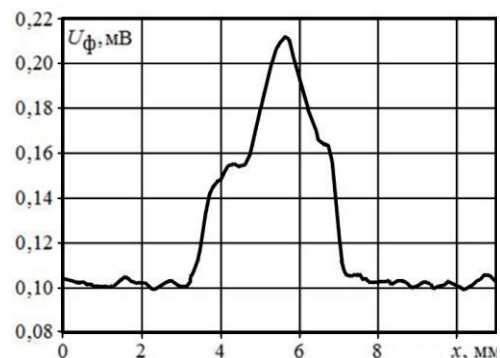


Рис. 3. График зависимости напряжения на фотодиоде от расстояния

Оптическая система стабилизации поверхности горения Полимера на противотоке с воздухом

Важную роль в установке играет контроллер управления шаговым двигателем (рис. 4). Он был собран на интегральной схеме К1401ДУ1. Схема контроллера представлена на рис. 4. Приём лазерного излучения происходит фоточувствительным датчиком 1. После усиления сигнала цепью с операционным усилителем 2, он подается на один из входов компаратора 3. На второй вход компаратора подается опорное напряжение $U_{оп.1}$, регулируемое переменным сопротивлением 4. Тем самым устанавливается порог чувствительности системы. Сигнал с выхода первого компаратора подается на следующий компаратор 5. Уровень срабатывания этого компаратора регулируется напряжением $U_{оп.2}$. На выходе из компаратора формируется напряжение включения шагового двигателя. Сигнал с компаратора 3 подается также на светодиод 6, который сигнализирует о работе контроллера горящим светодиодом.

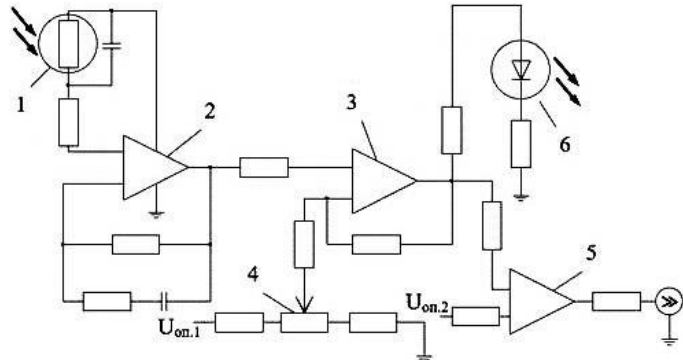


Рис. 4. Электронная схема контроллера управления работой шагового двигателя

Результаты экспериментов

В ходе работы была определена чувствительность оптической системы стабилизации поверхности горения. Для этого было измерено минимальное расстояние от края лазерного пучка до края светочувствительной площадки приёмника сигнала Δx , при котором контроллер начинал формировать сигнал включения шагового двигателя. Схема измерений приведена на рис. 5. Лазер 1 устанавливался напротив фотоприёмника 2, подключенного к контроллеру с фоторезистором внутри. Напротив светодиода контроллера (ввиду невозможности получения сигнала непосредственно со светодиода) был расположен фотодиод ФД-24к, напряжение на котором возрастало с включением светодиода и снималось АЦП Е14-140-М (рис. 4). Переменное напряжение контроллера было выкручено для большей чувствительности системы. Измерялось расстояние между краем пучка и краем фотоприёмника. Затем лазер с известной скоростью перемещался шаговым двигателем в сторону фоторезистора.

В момент включения системы загорался светодиод контроллера, что фиксировалось изменением напряжения на фотодиоде (рис. 6). Из графика зависимости напряжения на фотодиоде от расстояния видно, при каком смещении луча контроллер передаёт сигнал на ша-

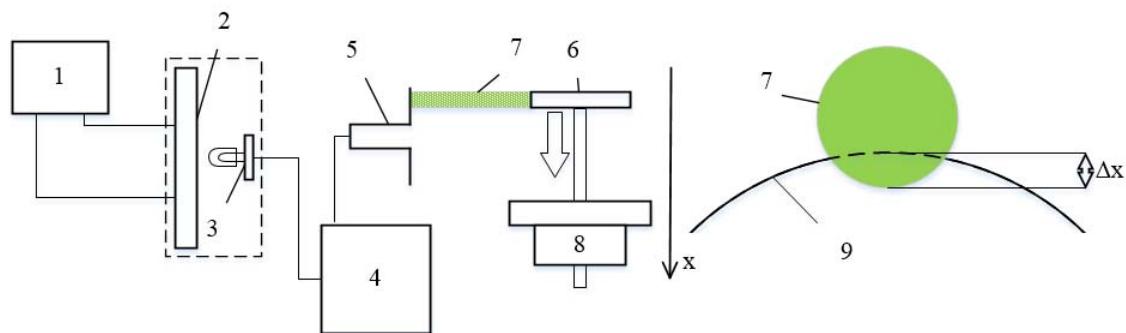


Рис. 5. Схема измерения чувствительности системы; 1 – АЦП; 2 – фотодиод; 3 – светодиод контроллера; 4 – контроллер; 5 – приёмник сигнала; 6 – лазер; 7 – пучок лазерного излучения; 8 – шаговый двигатель; 9 – край светочувствительной площадки фотоприёмника

Глазнев Р. К.

говый двигатель, поднимающий образец. Зная расстояния между пучком и фоторезистором в начальный момент времени, было рассчитано, что система приходит в движение при попадании на фоторезистор приблизительно 0.2 мм пучка лазерного излучения.

С помощью оптической системы стабилизации поверхности горения были измерены скорости горения сверхвысокомолекулярного полиэтилена (СВМПЭ), СВМПЭ с 5%-ной добавкой по массе трифенилфосфата (ТФФ) и трифенилфосфиноксида (ТФФО) и чистого полиметилметакрилата (ПММА). Исходя из однородности плотности образцов по всему объёму и постоянства пламени [1], их скорости горения считались постоянными от времени. Измерялись линейная скорость горения ($V_{л}$), которая есть отношение изменения длины образца к времени горения, а также массовая скорость горения ($V_{м}$), которая есть отношение изменения массы образца, нормированной на площадь поверхности, к времени горения.

Разделив массовую скорость на плотность образца, получаем линейную скорость ($V_{л/м}$), которая должна совпадать с $V_{л}$, при условии, что на протяжении горения вся масса сгорела, и не наблюдалось стекания расплава с поверхности. Результаты измерений приведены в *таблице 1* и согласуются с результатами работы [3].

Выраженная через массовую линейная скорость $V_{л/м}$ является более точным показателем скорости сгорания образца. Линейная скорость $V_{л}$ является, фактически, показателем убывания длины исследуемого объекта по времени. Эта характеристика не учитывает, что не вся масса после эксперимента сгорела, т. к. часть ее (перешедшая в жидкое состояние) стекала по краям горелки. При этом при расчёте $V_{л/м}$ происходил учёт стекающей массы вычитанием её из общей оставшейся после эксперимента массы образца.

Таблица 1. Сравнение измеренных скоростей горения исследуемых веществ

Исследуемое в-во	$V_{л}$, мкм/с	$V_{м}$, г/(м ² ·с)	$V_{л/м}$, мкм/с	Отклонение, %
СВМПЭ	10,8±1	8,8±1	10±1	7±1
СВМПЭ + 5% ТФФ	20,7±1	6,8±1	7,4±1	64,4±1
СВМПЭ + 5% ТФФО	17,5±1	7,4±1	7,8±1	55,6±1
ПММА	13,8±1	17,3±1	15,1±1	9,6±1

Таким образом, по процентному отклонению линейной скорости $V_{л}$ от выраженной через массовую линейной скорости $V_{л/м}$ можно судить о текучести жидкой фазы образца и избежать ошибочных суждений о влиянии добавок на процесс горения. Если бы выводы о роли добавок составлялись бы только на основании $V_{л}$, то по полученным результатам можно было бы утверждать, что добавление ТФФ и ТФФО увеличивает скорость горения. На самом деле они являются антипиренами и должны её уменьшать. Но если производить учёт стекающих масс и сравнивать $V_{л/м}$ образцов, то скорость действительно уменьшается с добавлением веществ, препятствующих горению.

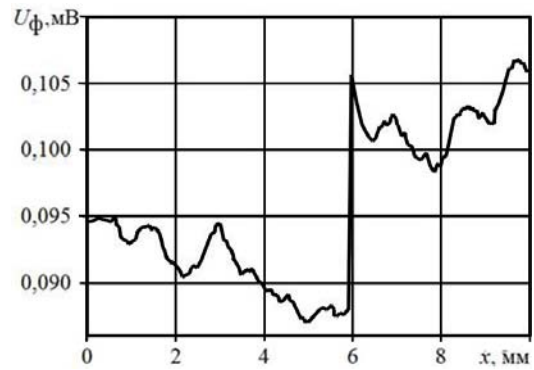


Рис. 6. Зависимость напряжения на фотодиоде от расстояния

Оптическая система стабилизации поверхности горения Полимера на противотоке с воздухом

Основные результаты

С помощью созданной оптической системы стабилизации поверхности горения полимера на противотоке с воздухом были получены данные о скорости горения исследуемого объекта. Именно эта характеристика в первую очередь необходима для исследования химического состава газовой фазы пламени на противотоке. Она позволяет экспериментатору подобрать необходимую скорость подачи образца. Благодаря этому пламя находится на одном и том же расстоянии от поверхности горелки.

До настоящего времени измерения скоростей горения проводились путём ручной подборки скорости подачи образца с многократным повторением. Это требовало значительных затрат времени и материала [3]. Создание оптической системы стабилизации поверхности горения значительно упростило и ускорило процесс измерения скорости горения конденсированных веществ.

Литература

1. Counterflow flames of ultrahigh-molecular-weight polyethylene with and without triphenylphosphate / Korobeinichev O. P., Gonchikzhapov M. B., Paletsky A. A., Tereshchenko A. G., Shundrina I. K., Kuibida L. V., Shmakov A. G. // *Combustion and Flame*. – 2016. – Vol. 169. – P. 261-271. – DOI: 10.1016/j.combustflame.2016.04.019.
2. Pitz W.J. The Structure of a Poly(ethylene) Opposed Flow Diffusion Flame / Pitz W.J., Brown N.J., Sawyer R.F. // *Proc. Symp. (Int.) Comb.* – 1981. – Vol. 18 - P.1871-1879.
3. Гончикжапов М. Б. Структура пламени сверхвысокомолекулярного полиэтилена в противотоке воздуха / Гончикжапов М. Б., Палецкий А. А., Терещенко А. Г., Шундрин И. К., Куйбида Л. В., Шмаков А. Г., Коробейничев О. П. // *Физика горения и взрыва*, 2016. – том. 52, №3. С. 8-22.

Долгих И. А., группа №14371

ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ РАЗМЕРОВ ЖИРОВЫХ ЧАСТИЦ МОЛОКА ДЛЯ СИНЕГО И КРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В работе представлен метод измерения размеров и показателя преломления жировых частиц молока с помощью сканирующего проточного цитометра. Эксперимент можно считать уникальным, т. к. впервые все измерения проводились одновременно для двух длин волн $\lambda = 405$ нм и $\lambda = 660$ нм зондирующего излучения. Для каждой частицы были получены одновременно два сигнала для этих длин волн в широком диапазоне углов. Были получены индикатрисы отдельных жировых частиц молока и использован метод глобальной оптимизации для определения их характеристик. В среднем диаметр частиц составил $d = 0.8 \div 0.9$ мкм, а показатели преломления $n = 1.46$ для красного ($\lambda = 660$ нм) и $n = 1.48$ и синего ($\lambda = 405$ нм) излучения.

Ключевые слова: сканирующий проточный цитометр, индикатриса рассеяния, теория Ми, жировые частицы молока.

Работа выполнена в лаборатории цитометрии и биокинетики ИХКГ СО РАН.

Научный руководитель: **Строкозов Д. И.**, к. ф.-м. н., н. с. ИХКГ СО РАН.

Введение

В настоящее время известно, что жировые частицы молока (ЖЧМ) оказывают влияние на различные области здоровья человека. Кроме того, ЖЧМ ответственны за некоторые свойства и явления, наблюдаемые в жидких молочных продуктах, и являются самой значимой компонентой в производстве большинства молочных продуктов. В данной работе продемонстрировано использование сканирующего проточного цитометра (СПЦ) для определения размера и показателя преломления ЖЧМ.

Изучение ЖЧМ началось в 1674 году, когда Ван Левенгук наблюдал их, используя простейший световой микроскоп. С тех пор их физические и коллоидные свойства изучаются с помощью различных физических методов. Для этого могут использоваться: световой микроскоп [1], голографическая [2] и конфокальная микроскопия [3], динамическое светорассеяние [4], ультразвуковое тестирование [5], сканирующая проточная цитометрия [6], рассеяние лазерного света в малые углы [7], метод электрического импеданса [8]. Эти методы анализируют либо все частицы одновременно, либо одиночные частицы последовательно. Например, метод регистрации рассеяния в малые углы реализован в анализаторе размера по дифракции на частице. Этот метод в настоящее время является самым распространенным для измерения распределения по размеру ЖЧМ. Методы, анализирующие отдельные частицы, напротив, ведут к лучшей точности определения параметров частиц, поскольку используют только оптическую модель частицы и ничего не предполагают о распределении по размеру. Все перечисленные методы предполагают, что ЖЧМ можно моделировать однородной сферой. Современные направления исследования требуют измерения распределения ЖЧМ по размеру с нанометровой точностью. Такая точность может быть достигнута только одновременным измерением, как размера, так и показателя преломления отдельной частицы. В противном случае неточность в показателе преломления будет вызывать неточность в размере.

В основном используются два метода, позволяющих определить оба параметра однородной сферы: сканирующая проточная цитометрия [6, 11, 13, 14] и голографическая микроскопия [2]. Последний метод был использован для измерения размера и показателя преломления ЖЧМ с высокой точностью. Наиболее важное применение сканирующей

Точность измерения размеров жировых частиц молока для синего и красного излучения

проточной цитометрии относится к характеристике морфологии биологических клеток, в частности клеток крови. Он был применен для анализа сферизации красных кровяных телец, одноядерных клеток, тромбоцитов и палочкообразных бактерий. Агрегаты, образованные двумя сферами, были успешно проанализированы на сканирующем проточном цитометре с определением шести параметров агрегата. В настоящее время сканирующий проточный цитометр позволяет характеризовать отдельные несферические и неоднородные частицы со скоростью 1000 частиц в секунду.

На основе микроскопических исследований в качестве модели ЖЧМ можно использовать однородную сферу. Для моделирования светорассеяния от однородной сферы использовалась теория Ми [9, 10]. Эта, разработанная Густавом Ми в начале 20-го столетия, теория представляет собой полное решение уравнений Максвелла для рассеяния электромагнитных волн на сферических частицах. С ее помощью можно анализировать индикатрисы рассеяния для очень маленьких, с размерами сравнимыми с длиной волны излучения λ , частиц. В отличие от теории Фраунгофера данная теория не ограничивается углом рассеяния $\theta < 90^\circ$ (рассеяние вперед), позволяет описать рассеяние и для углов $\theta > 90^\circ$ (рассеяние назад). Нижний предел размерного диапазона, охватываемого теорией Ми, находится на уровне примерно 10 нм.

Учитывая круговую поляризацию света от лазера и аксиальную симметрию сферы, теоретическая интенсивность рассеянного излучения $I_{LSP,th}$ может быть промоделирована следующим соотношением [10]:

$$I_{LSP,th}(\theta, d_{ev}, \varepsilon, n, \beta) = k \int_0^{2\pi} S_{11}(\theta, \varphi) d\varphi, \quad (1)$$

где S_{ij} – матрица Мюллера, θ и φ – полярный и азимутальный углы рассеивания, k – масштабный коэффициент, β – угол между падающим светом и осью симметрии сфероида, d_{ev} – диаметр сферы, ε – соотношение осей, n – показатель преломления [1]. Значение коэффициента k определяется по результатам калибровки прибора (СПЦ).

Для решения обратной задачи светорассеяния использовалась глобальная оптимизация [12]. Это необходимо ввиду сложной зависимости профиля светорассеяния (ПСР) от характеристики частицы. Для проведения глобальной оптимизации необходимо выбрать диапазоны изменения характеристик ЖЧМ. Согласно известным данным, использовались следующие диапазоны: $d_{ev} = 0.5 \div 6$ мкм; $\varepsilon = 1 \div 1.4$; $n = 1.44 \div 1.55$; $\beta = 0^\circ \div 90^\circ$. Далее использовался алгоритм глобальной оптимизации DiRect. Данный алгоритм определяет параметры сферических частиц по индикатрисе светорассеяния, подбирая наиболее близкую теоретическую индикатрису, рассчитанную по теории Ми [9; 10]. Важным компонентом алгоритма минимизации является целевая функция S . Она определяет разницу между экспериментальной и теоретической индикатрисами рассеяния:

$$S(d_{ev}, \varepsilon, n, \beta) = \sum_{i=1}^N \{w(\theta_i) \cdot [I_{LSP,th}(\theta_i, d_{ev}, \varepsilon, n, \beta) - I_{LSP,exp}(\theta_i)]\}^2.$$

Здесь $w(\theta_i) = \exp[-2 \ln^2(\theta_i / 54)] / \theta_i$ – весовая функция, $I_{LSP,exp}$ – экспериментальная ПСР.

Экспериментальная установка и методика измерения

Схема СПЦ представлена на рис. 1, а. Лазеры 1 и 2 с $\lambda_1 = 660$ нм (40 мВт) и $\lambda_2 = 405$ нм (30 мВт) предназначены для измерения светорассеяния, а направленный перпендикулярно потоку лазер 3 с $\lambda_3 = 488$ нм (15 мВт) используется для возбуждения флуоресценции и

Долгих И. А.

запуска электронного блока. Лазерные Пучки от лазеров 1 и 2 собираются дихроичным фильтром 4 и направляется коаксиально потоку с помощью линзы 5 через отверстие в зеркале 6. Свет, рассеянный одиночной частицей, отражается зеркалом 6 и направляется линзой 7 к светоделительному кубу 8, разделяющему пучок на две части. Одна регистрируется фотомножителем (ФЭУ) 9, вторая – ФЭУ 10. Пучок от лазера 3, рассеянный в направлении вперед, собирается объективом 11 на ФЭУ 12. Излучение флуоресценции от окрашенных частиц объективом 13 подается на ФЭУ 14. Полосовой оптический фильтр обеспечивает выделение излучения флуоресценции. Триггерный сигнал, запускающий электронный блок СПЦ, может подаваться от ФЭУ 12 или ФЭУ 14.

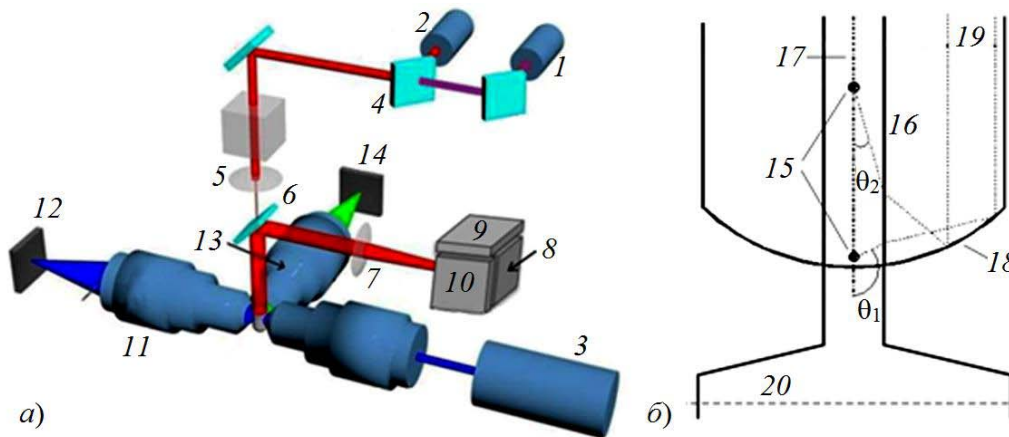


Рис. 1. Оптическая схема сканирующего проточного цитометра (а) и упрощенная схема оптической кюветы (б)

Одним из основных элементов цитометра является оптическая кювета, упрощенная схема которой показана на рис. 1, б. В ходе измерений, частицы исследуемого вещества 15, взвешенные в прозрачной жидкости, движутся в потоке по капилляру 16. При исследовании клеток этой жидкостью является, как правило, физиологический раствор. Вдоль оси капилляра проходит пучок зондирующего излучения 17 от лазера 1 и /или 2. Фокусировка пучка в капилляре обеспечивает постоянную освещенность движущейся частицы во время измерения сигнала светорассеяния. Излучение, рассеянное одиночной частицей отражается от сферического зеркала 18. Для любой точки на оси потока внутри рабочей области существует определенный угол рассеяния θ , для которого рассеянное в виде конуса излучение отразится зеркалом параллельно оси потока. Этот световой цилиндр 19, покинув оптическую кювету и отразившись от зеркала 6, проходит через линзу 7, в фокальной плоскости которой расположен пространственный фильтр в виде диафрагмы с малым отверстием. Таким образом, рассеянное излучение распространяющееся не параллельно оси потока будет отрезаться этим фильтром, и на измерительные ФЭУ 9 и 10 пройдет только излучение, рассеянное под соответствующим углом θ .

Таким образом, в каждый момент времени на ФЭУ попадает свет, рассеянный частицей под углом θ . Этот угол θ непрерывно и монотонно меняется от θ_1 до θ_2 при движении частицы внутри области измерений. Сигналы с ФЭУ 9, 10 непрерывно поступают на АЦП и далее на компьютер. В результате происходит сканирование интенсивности рассеяния в зависимости от угла θ , т. е. регистрируется индикатриса рассеяния. При входе в рабочую зону, частица пересекает пучок "триггерного" лазера 3. Кратковременные импульсы рассеянного излучения регистрируется ФЭУ 12 и /или 14, сигнал с которого является импульсом запуска начало измерения. Этот же импульс служит для отбраковки измерений, когда в измерительной области одновременно присутствует две и более частицы.

Точность измерения размеров жировых частиц молока для синего и красного излучения

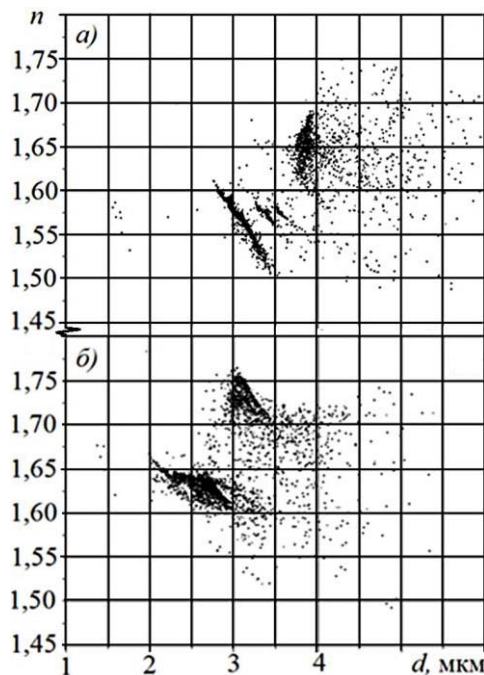


Рис. 2. Зависимость показателя преломления n от размера d :
а) $\lambda_1 = 660$ нм; б) $\lambda_2 = 405$ нм

Данная схема СПЦ позволяет проводить измерения одновременно на двух длинах волн. Основным преимуществом сканирования на двух длинах волн, помимо получения большего количества информации и ускорения процесса проведения эксперимента, является возможность изучения таких популяций частиц, которые не удаётся идентифицировать с использованием одной длины волны зондирующего излучения.

Перед началом работы с образцами молока производилась настройка СПЦ с помощью сферических калибровочных частиц полистирола диаметром $d \approx 3$ мкм, для определения масштабного коэффициента k (см. соотношение (1)). Результаты калибровки представлены на рис. 2. Далее проводились измерения ЖЧМ одновременно на двух длинах волн. В эксперименте использовалось гомогенизированное молоко с разной степенью ультразвуковой обработки (УЗО): без обработки (б/о), одиночной обработки (о/о) и двойной обработки (д/о). Затем, с помощью алгоритма глобальной оптимизации DiRect определялись параметры ЖЧМ по профилям светорассеяния.

Результаты экспериментов и выводы

В ходе экспериментов были получены индикатрисы рассеяния одиночной ЖЧМ. На рис. 3 даны экспериментальные результаты в сравнении с теоретическими, рассчитанными по теории Ми. Показана зависимость интенсивности $I_{\text{отн}}(\theta)$ для углов рассеяния в диапазоне $\theta = 10 \div 60^\circ$ (верхняя шкала оси абсцисс). Нижняя шкала $N_{\text{ащп}} = 0 \div 525$ соответствует номеру отсчёта АЦП в процессе записи сигнала от отдельной частицы.

На рис. 4 представлены гистограммы распределения по размеру d и показателю преломления n ЖЧМ (N – кол-во частиц) с разной степенью УЗО. Исходя из результатов экспериментов, были определены диаметр d и показатели преломления n ЖЧМ со стандартными ошибками для $\lambda_1 = 660$ нм и $\lambda_2 = 405$ нм. На рис. 5 даны зависимости показателя преломления n от размера ЖЧМ d с разной степенью ультразвуковой обработки (УЗО). Были получены индикатрисы отдельных ЖЧМ и использован метод глобальной оптимизации для измерения их характеристик. В среднем диаметры ЖЧМ d

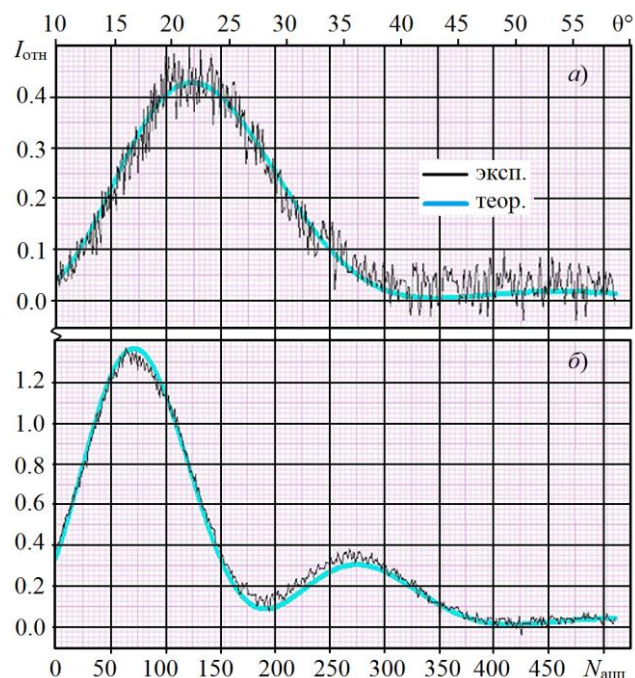


Рис. 3. Индикатрисы одиночной ЖЧМ:
а) $\lambda_1 = 660$ нм; б) $\lambda_2 = 405$ нм

Долгих И. А.

и показатели преломления n составили: $d = 0.8$ мкм, $n = 1.46$ для $\lambda_1 = 660$ нм; $d = 0.9$, $n = 1.48$ для $\lambda_2 = 405$ нм.

Из рис. 3 видно, что погрешность измерения размера частицы при $\lambda_2 = 405$ нм больше по сравнению с погрешностью при $\lambda_1 = 660$ нм. Это связано с тем, более коротковолновое излучение сильнее реагирует на отклонение от сферической модели ЖЧМ. Однако, можно заметить, что погрешности в измерении показателя преломления на λ_2 меньше, чем на λ_1 . Это связано с тем, что индикатриса рассеяния излучения с меньшей длиной волны имеет более сложную структуру, то есть более информативна.

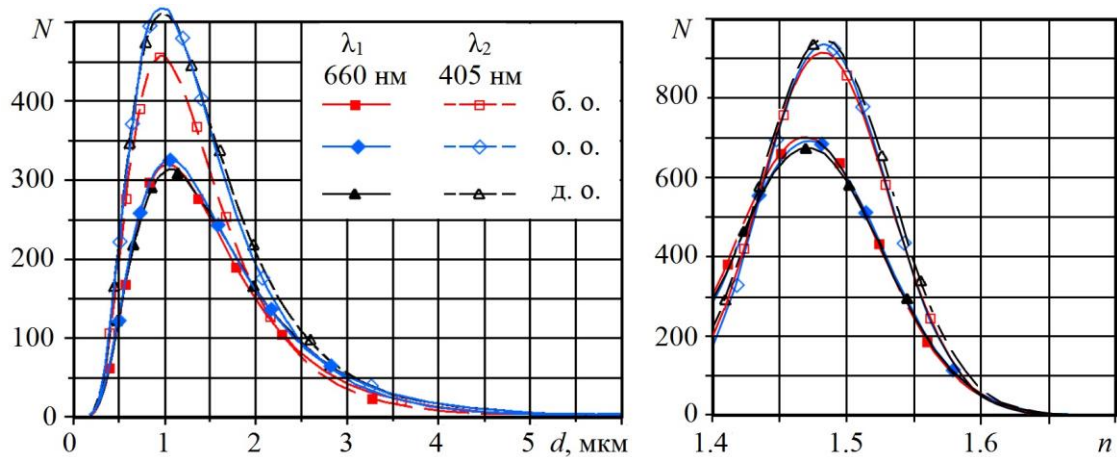


Рис. 4. Гистограммы распределения по размеру d и показателю преломления n ЖЧМ с разной степенью УЗО для $\lambda_1 = 660$ нм и $\lambda_2 = 405$ нм: "б. о." – без УЗО; "о. о." – однократная УЗО; "д. о." двойная УЗО

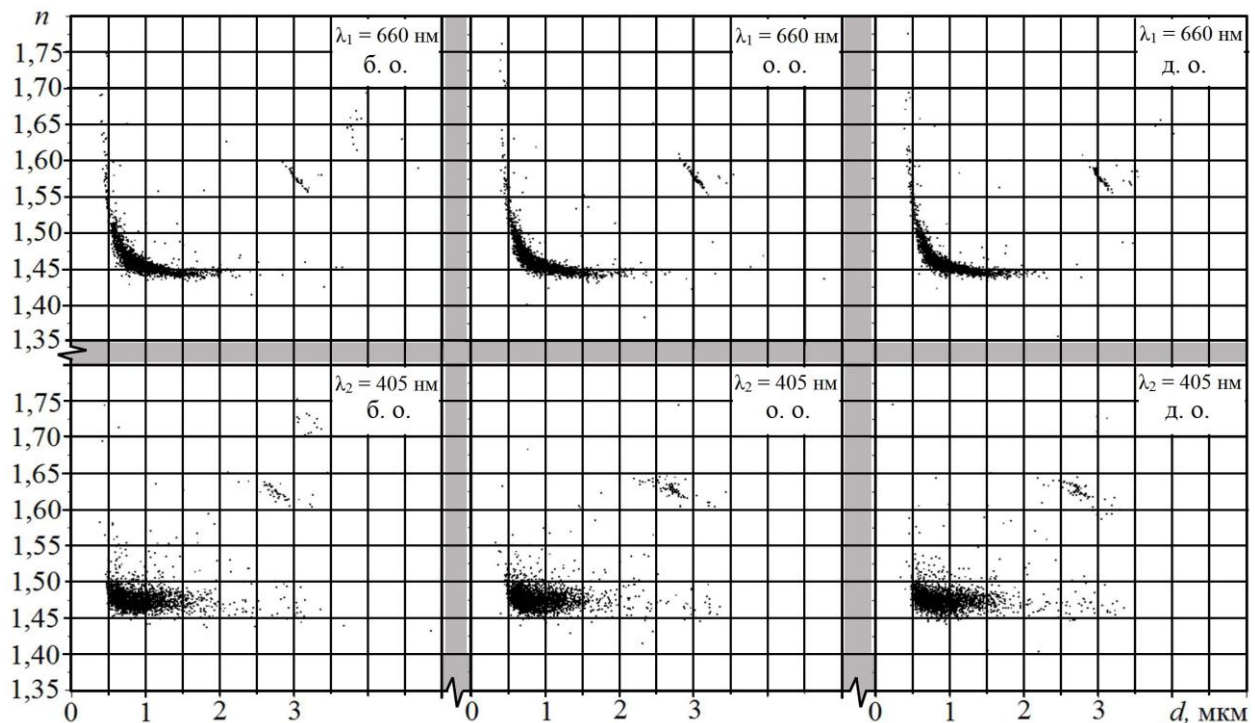


Рис. 5. Зависимость показателя преломления n от размера d ЖЧМ: "б. о." – без УЗО; "о. о." – однократная УЗО; "д. о." двойная УЗО

Точность измерения размеров жировых частиц молока для синего и красного излучения

Список литературы

Таблица. Результаты измерений

$\lambda_1 = 660 \text{ нм (б/о)}$ $d = 0.91 \pm 0.07 \text{ мкм}$ $n = 1.46 \pm 0.04$	$\lambda_2 = 405 \text{ нм (б/о)}$ $d = 0.8 \pm 0.3 \text{ мкм}$ $n = 1.48 \pm 0.03$
$\lambda_1 = 660 \text{ нм (о/о)}$ $d = 0.91 \pm 0.07 \text{ мкм}$ $n = 1.46 \pm 0.04$	$\lambda_2 = 405 \text{ нм (о/о)}$ $d = 0.8 \pm 0.2 \text{ мкм}$ $n = 1.48 \pm 0.03$
$\lambda_1 = 660 \text{ нм (д/о)}$ $d = 0.91 \pm 0.06 \text{ мкм}$ $n = 1.46 \pm 0.04$	$\lambda_2 = 405 \text{ нм (д/о)}$ $d = 0.8 \pm 0.3 \text{ мкм}$ $n = 1.48 \pm 0.03$

1. Van Kreveld A. (1942). The size distribution of fat globules in milk // *Recueil des Travaux Chimiques des Pays-Bas*, 61(1), 29–40.
2. Cheong F. C., Xiao K., & Grier D. G.. Technical note: Characterizing individual milk fat globules with holographic video microscopy // *Journal of Dairy Science*, 92(1), 2009.
3. Ong L., Dagastine R. R., Kentish S. e., & Gras S. l.. The Effect of Milk Processing on the Microstructure of the Milk Fat Globule and Rennet Induced Gel Observed Using Confocal Laser Scanning Microscopy // *Journal of Food Science*, 75(3), 2010.
4. Robin O., & Paquin P. Evaluation of the Particle Size of Fat Globules in a Milk Model Emulsion by Photon Correlation Spectroscopy // *Journal of Dairy Science*, 74(8). 1991.
5. Miles C. A., Shore D., & Langley K. R. Attenuation of ultrasound in milks and creams. *Ultrasonics*, // 28(6), 1990. P. 394–400.
6. Maltsev V. P., Chernyshev A. V., Semyanov K. A., & Soini E. Absolute real-time determination of size and refractive index of individual microspheres // *Measurement Science & Technology*, 8(9), 1997. P. 1023–1027.
7. Michalski M.-C., Briard V., & Michel F. Optical parameters of milk fat globules for laser light scattering measurements // *Le Lait*, 81(6), 2001. P. 787–796.
8. Hillbrick G., McMahon D., & Deeth H. Electrical Impedance Particle Size Method (Coulter Counter) Detects the Large Fat Globules in Poorly Homogenized UHT Processed Milk // *Australian Journal of Dairy Technology*, (53), 1998. P. 17–21.
9. Wriedt T.. Mie theory 1908, on the mobile phone 2008 // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 109(8), 2008. P. 1543–1548.
10. Bohren C. F., & Huffman D. R. Absorption and scattering of light by small particles. Wiley. 1983.
11. Maltsev V. P. Scanning flow cytometry for individual particle analysis // *Review of Scientific Instruments*, 71(1), 2000. P. 243–255.
12. Maltsev V. P., Chernyshev A. V., & Strokotov D. I. Light-Scattering Flow Cytometry: Advanced Characterization of Individual Particle Morphology. In S. Papandreou (Ed.) // *Flow Cytometry: Principles, Methodology and Applications* (pp. 79–103). New York, NY, USA: Nova Science Publishers. 2013.
13. Strokotov D. I., Yurkin M. A., Gilev K. V., van Bockstaele D. R., Hoekstra A. G., Rubtsov N. B., & Maltsev V. P. Is there a difference between T- and B-lymphocyte morphology // *Journal of Biomedical Optics*. 2009.
14. Konokhova A. I., Rodionov A. A., Gilev K. V., Mikhaelis I. M., Strokotov D. I., Moskalensky A. E., Yurkin M. A., Chernyshev A.V., & Maltsev V. P. Enhanced characterization of milk fat globules by their size, shape and refractive index with scanning flow cytometry // *Journal of Biomedical Optics*.

Козиненко В. П., группа № 14371

ИЗМЕРЕНИЕ КОНФИГУРАЦИИ ЗОНЫ НУКЛЕАЦИИ В ПРОТОЧНОЙ ТЕРМО-КОНДЕНСАЦИОННОЙ КАМЕРЕ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ

В работе выполнено экспериментальное исследование гомогенной нуклеации паров ибупрофена в проточной термоконденсационной камере. Для визуализации зоны нуклеации был использован оптический метод лазерного светорассеяния на аэрозольных частицах. Приведены теоретические основы и описаны практические преимущества предлагаемой методики. В ходе эксперимента и последующей обработки его результатов были получены данные о положении и конфигурации зоны нуклеации-конденсации в трубке-реакторе экспериментальной установки.

Ключевые слова: гомогенная нуклеация, ибупрофен, лазерное светорассеяние, проточная термоконденсационная камера.

Работа выполнена в лаборатории Наночастиц ИХКГ СО РАН.

Научный руководитель: **Валиулин С. В.**, к. х. н., н. с. ИХКГ СО РАН.

Введение:

Объектом исследования данной работы являлся процесс нуклеации-конденсации наноаэрозоля ибупрофена, широко применяемого противовоспалительного лекарственного вещества. В работе [1] наноаэрозоль ибупрофена, полученный путем гомогенной нуклеации в термоконденсационной проточной камере, был применен для лечения группы лабораторных мышей. Полученные результаты говорят об уменьшении на несколько порядков необходимой лекарственной дозы при использовании аэрозоля препарата в сравнении с пероральным приемом. Необходимость в снижении дозы препарата часто обусловлена индивидуальной непереносимостью лекарственного вещества. Поэтому изучения процесса генерации наноаэрозолей является актуальной научной задачей. Экспериментальная задача состояла в разработке оптической методики для визуализации зоны нуклеации-конденсации в проточной термоконденсационной камере.

Определение конфигурации нуклеационной зоны возможно путем проведения численных расчетов с использованием известных параметров и функциональных зависимостей исследуемой системы. Непосредственное измерение положения зоны нуклеации проводилось с помощью метода отсечки пересыщения. Однако данная методика может вносить некоторое возмущение в исследуемую систему. Используемый в работе оптический метод позволяет получать данные о конфигурации нуклеационной зоны путем прямого измерения, не внося при этом возмущения в процесс.

Образование аэрозолей, нуклеация.

Конденсация пара представляет собой фазовый переход вещества пара в дисперсную фазу – капли жидкости или твердые частицы. Нуклеацией называется процесс образования первичных частиц новой стабильной фазы, или критических зародышей, на поверхности которых будет происходить дальнейшая конденсация. В зависимости от того, где начинается первичная конденсация, на молекулярных агрегатах самого вещества пара, или на сторонних частицах, определяют соответственно гомогенную и гетерогенную нуклеации. Начало процесса образования зародышей возможно только при достижении паром определенного уровня метастабильности вызванного его пересыщением [2].

Условие энергетического баланса для конденсирующейся капли и окружающего пара определяется Уравнением Кельвина $\ln(S) = 2\sigma M / (\rho R T r_s)$, где S – пересыщение, σ – коэффициент поверхностного натяжения капли, M – молярная масса, R – газовая постоянная, T – абсолютная температура, ρ – плотность, r_s – радиус капли. Оно определяет потенциальный ба-

Измерение конфигурации зоны нуклеации в проточной термо-конденсационной камере в помощью лазерного светорассеяния

рьер для образующихся капель – капли с размерами меньше критического будут стремиться уменьшить свою свободную энергию и испаряться. Для крупных капель, напротив, энергетически выгодно продолжить рост. Благодаря уточнению теоретических представлений о процессе нуклеации получено наиболее полное современное уравнение для скорости нуклеации [3]. По определению скорость нуклеации есть число частиц критического размера, образующихся в единице объема в единицу времени. Скорость нуклеации является функцией основных параметров системы и полностью определяет конфигурацию нуклеационной зоны.

Светорассеяние в аэрозольных системах

В данной работе рассматривается теория упругого рассеяния (частота рассеянного света равна частоте падающего) электромагнитных волн видимого диапазона на сферических частицах в однородных средах. Ослабление светового пучка после прохождения слоя толщины L определяет закон Бугера-Ламберта-Бера [4]:

$$I = I_0 e^{-(b+k)L} = I_0 e^{-\gamma L}, \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность исходного пучка, γ – коэффициент экстинкции, b – коэффициент рассеяния, k – коэффициент поглощения, L – длина пути.

Для монодисперсных систем коэффициент экстинкции определяется как:

$$\gamma = n Q_{ext} A, \quad (2)$$

где n – концентрация частиц, Q_{ext} – фактор эффективности экстинкции, A – геометрическое сечение проекции частицы на плоскость перпендикулярную к падающему пучку. Для определения коэффициента экстинкции систем, содержащих частицы разных типов необходимо в соотношении (2) перейти к суммированию или интегрированию по всем типам частиц:

$$\gamma = \sum_{i=1}^{\infty} n_i Q_{ext i} A_i; \quad \gamma = \int_0^{\infty} \frac{\pi}{4} d^2 n(d) Q_{ext} dd. \quad (3)$$

Диаметр частицы и длину волны падающего излучения часто связывают с помощью безразмерного коэффициента $\alpha = \pi d / \lambda$. Мощность света, рассеянного частицей в единицу телесного угла в направлении θ определяется как:

$$S_{\lambda}(\theta, \varphi, d, \lambda, m) = I_0 \frac{\lambda^2}{4\pi^2} i(\theta, \varphi, \alpha, m).$$

Различные установки, используемые для регистрации процесса светорассеяния, в общем случае определяются главным углом рассеяния θ_0 , апертурой приемника $\Delta\Omega$, поляризацией и длиной волны падающего излучения λ . При использовании для освещения частицы линейно поляризованного света, мощность света, падающего на регистрирующее устройство может быть посчитана с помощью интеграла [5]:

$$P_{\lambda}(\theta_0, \Delta\Omega, d, \lambda, m) = I_0 \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \iint_{\Delta\Omega} i(\theta, \varphi, \alpha, m) \sin \theta d\theta d\varphi.$$

Методика измерений

Процесс нуклеации – энергетически чувствительный процесс, начинающийся при достижении паром критической степени пересыщения. Любые воздействия на систему в виде энергетических возмущений не допустимы. Следовательно, выбранная методика не должна непосредственно влиять на процесс, проходящий в камере. Бесконтактный оптический метод

Козиненко В. П.

может полностью удовлетворить данному требованию. Нашим исследуемым объектом является ибупрофен. Его показатель преломления в видимой области $n = 1.52$ не имеет мнимой части, т.е. поглощение излучения в системе отсутствует. Таким образом, используя излучение видимого диапазона для зондирования зоны нуклеации, мы не вносим возмущения в процесс и не искажаем картины фазового перехода. Визуализация процесса нуклеации возможна благодаря образующимся в результате конденсации из пара аэрозольным наночастицам, рассеивающим лазерное излучение.

Для понимания процесса фазового перехода в проточной камере можно считать, что нуклеация начинается при определенном уровне пересыщения, которое в свою очередь является функцией распределений по объему температуры и концентрации пара. Отметим, что скорость нуклеации имеет резкую функциональную зависимость от степени пересыщения пара (рис. 1) [3].

Вторым принципиально важным фактором, позволяющим реализовать данный метод, является конденсационный рост молекулярных кластеров при их движении вдоль оси трубки. На рис. 2 в качестве примера приведена зависимость диаметра d наночастиц серы от координаты при конкретном поле пересыщений в реакторе [3]. Отметим, что частицы быстро достигают размеров, позволяющих регистрировать сигнал светорассеяния.

В данной работе в качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазер с $\lambda = 0,65$ мкм. В качестве фотоприемника – цифровая фотокамера, поскольку, регистрируемый процесс пространственно представляет собой стационарную картину.

Предварительные расчеты

Перед проведением экспериментов с исследуемыми аэрозольными частицами, необходимо было провести предварительные расчеты и оценки различных факторов, имеющих место в исследуемой системе и способных внести погрешности в результаты. Теоретические оценки светорассеяния на сферических частицах были получены с помощью программы ScatLab 1.2 и пакетов OriginPro и Excel. Расчет проводился для частиц ибупрофена различных размеров и неполяризованного лазерного излучения с $\lambda = 650$ нм. В некоторых оценках для описания распределения частиц по размерам было использовано логнормальное распределение, плотность вероятности которого определяется как:

$$\frac{1}{x\sigma(2\pi)^{1/2}} \exp\left[-\log^2(x/m)/(2\sigma^2)\right], \quad (4)$$

где $\sigma = \ln(\sigma_g)$ – стандартное отклонение логарифма случайной величины, $m = d_{50}$ – значение среднего [6]. Были приняты следующие значения параметров: $\sigma = 1.5$ и среднее $d_{50} = 0.2$ мкм. Это приближенно соответствует области начала роста частиц для реального аэрозоля.

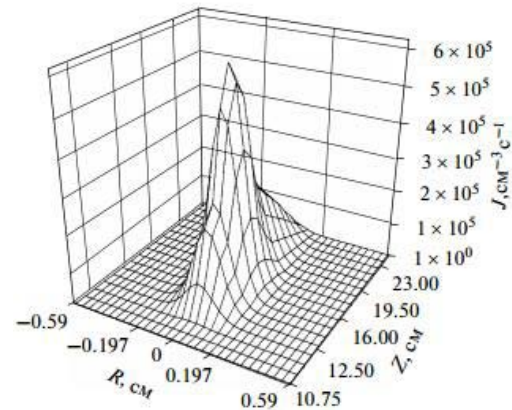


Рис. 1. Скорость гомогенной нуклеации серы в трубке проточной камеры

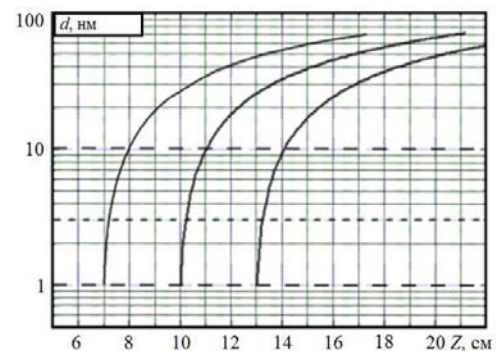


Рис. 2. Зависимость диаметра частиц серы от координаты в проточной камере

Измерение конфигурации зоны нуклеации в проточной термо-конденсационной камере в помощью лазерного светорассеяния

В ходе эксперимента в первую очередь требовалось определить характер потока аэрозоля в трубке термоконденсационной камеры. Оценка турбулентности потока аргона в установке производилась путем определения числа Рейнольдса $Re = QD_h / (\nu A)$, где Q [см³/с] – объемная скорость потока, D_h [см] – гидравлический диаметр, ν – кинематическая вязкость среды, A – поперечное сечение трубки. Полученное для потока аргона ($Q = 8,3$ см³/с, $\nu = 34,5 \cdot 10^{-2}$ см²/с) в цилиндрической трубке с диаметром 0,5 см ($A = 0,2$ см², $D_h = 0,5$ см) число Рейнольдса $Re = 60$ ($\ll 2000$), что соответствует ламинарному протеканию газа.

Чтобы удостовериться в том, что растущие частицы при движении по трубке будут оставаться в пределах линий тока, требовалось оценить скорости седиментации и термофореза для частиц ибупрофена в потоке аргона. Используя соотношения для равновесной скорости седиментации $U = gV\Delta\rho / (6\pi r\eta)$ и для скорости термофореза $U_t = 0.55\nabla T / T$ (здесь g – ускорение свободного падения, V – объем частицы, $\Delta\rho$ – разность плотностей частицы и фазы, η – динамическая вязкость фазы, r – радиус частицы, T – температура), найдены скорости седиментации и термофореза для частиц размером 0,3 мкм. Были получены следующие значения: $U = 9 \cdot 10^{-5}$ см/с; $U_t = 1,8 \cdot 10^{-3}$ см/с. При этом параметры системы были следующие: $\Delta\rho = 1,03$ г/мл; $\eta = 28,5 \cdot 10^{-5}$ г/см/с; $\nu = 34,5 \cdot 10^{-2}$ см²/с; $T = 308$ К; $\nabla T = 30$ К·см⁻¹. Средняя скорость частиц в газовом потоке для нашей установки составляла 23 см/с. Это существенно больше полученных значений для скоростей седиментации и термофореза. Следовательно, их эффектом можно пренебречь.

Отклонение частиц от линий тока может быть вызвано также их диффузией вследствие броуновского движения. Коэффициент диффузии $D = RT / (6dN_a\pi\eta)$, рассчитанный для частиц размером $d = 0.1$ мкм, составил $D = 0.8 \cdot 10^{-6}$ см²/с. (R – газовая постоянная, N_a – постоянная Авогадро). С учетом средней линейной скорости частиц 23 см/с, время нахождения частицы в границах регистрируемого кадра составляет 0.25 сек. Для полученного значения D это соответствует смещению частицы на 6 мкм. В условиях нашего эксперимента данную поправку можно считать малой.

На результаты измерения может влиять ослабление светового пучка при прохождении двухфазной аэрозольной среды. Оценка данного влияния производится с помощью закона Бугера-Ламберта-Бера (1). Для расчета коэффициента экстинкции были использованы факторы эффективности экстинкции, полученные в программе ScatLab для частиц размеров 0,1-0,9 ибупрофена. Парциальные концентрации для частиц были получены путем интегрирования графика для плотности вероятности логнормального распределения по размерам (4), при этом суммарная концентрация частиц была принята равной 10^7 см⁻³, что несколько превышает рабочую концентрацию в нуклеационной зоне установки равную $4 \cdot 10^6$ см⁻³. С помощью соотношения (3) был определен коэффициент экстинкции для полидисперсного аэрозоля. В результате, отношение интенсивности пучка, прошедшего путь длиной в 10 см к интенсивности исходного пучка, составило 0.97, что соответствует крайне слабому ослаблению пучка аэрозольной средой, и позволяет нам пренебречь ослаблением интенсивности падающего излучения при обработке результатов эксперимента.

Для правильной постановки эксперимента и обработки результатов была оценена зависимость интенсивности рассеянного излучения от ширины лазерного пучка. Для оценки использовалось соотношение $I_{scat} = W_{scat} / S = W_0 f(d)nlS / S$, где W_{scat} – мощность рассеянного света, I_{scat} – интенсивность рассеянного света, W_0 – мощность лазерного пучка, $f(d)$ – функция размера, n – концентрация частиц, S – площадь сечения лазерного пучка, l – продольный размер объема. Отсюда следует, что интенсивность рассеянного излучения не зависит от ширины лазерного пучка. Это позволяет при обработке данных оперировать областями, заведомо включающими всю ширину пучка, вне зависимости от вида его профиля.

Козиненко В. П.

С целью определения оптических свойств исследуемой системы частиц была произведена оценка индикатрис рассеяния для несколько дискретных размеров частиц ибупрофена в диапазоне 0.1-0.6 мкм. Были получены диаграммы, характеризующие зависимость логарифма интенсивности рассеянного света от полярного угла рассеяния θ (отсчитывается от направления распространения лазерного луча). Показано, что индикатрисы рассеяния в обчисленном диапазоне углов $\theta = 60-120^\circ$ для частиц с размером 0.1-0.2 мкм имеют монотонный характер. Это связано с тем, что для частиц данного размера наблюдается релеевское рассеяние света. При увеличении размеров частиц в диапазоне размеров 0.3-0.6 мкм имеет место не монотонный ход кривых связанный с появлением у индикатрис особенностей. Это связано с тем, что для данных размеров частиц (сравнимых и превышающих длину волны рассеянного излучения) наблюдается так называемое рассеяние Ми.

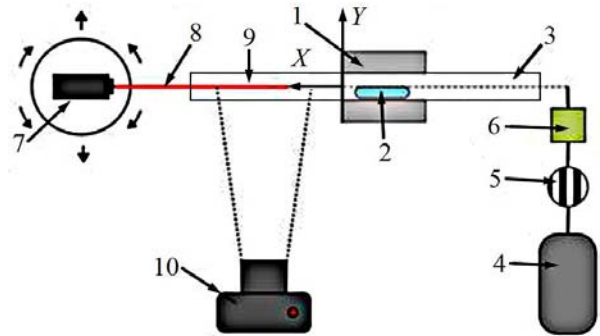


Рис. 3. Схема экспериментальной установки

Результаты экспериментов

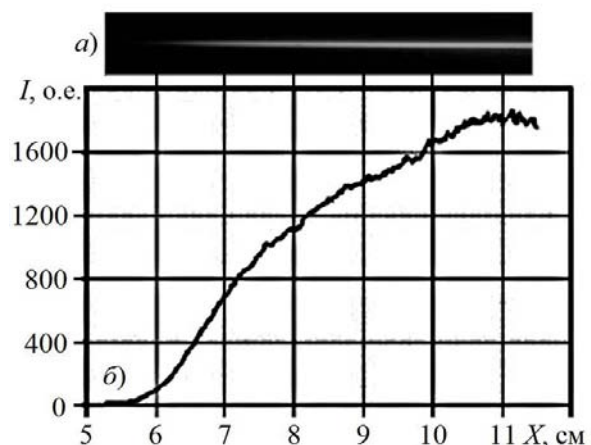
Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 3. Ее основной частью является проточная термо-конденсационная камера, которая состоит из электрического нагревателя 1, кюветы с исследуемым веществом 2, стеклянной трубки реактора 3 расположенной горизонтально. В камеру подается поток аргона из баллона 4 через аэрозольный фильтр 5 и регулятор потока 6. Для продольного просвечивания исследуемого объема используется лазер 7, с возможностью изменения положения пучка 8 по вертикали и горизонтали как поступательно, так и по углам. Излучение лазера фокусируется в области нуклеации 9. Регистрирующим устройством является фотокамера 10 (Canon EOS 350D, с фотообъективом МИР-1В 2,8/37). Оптическая ось объектива перпендикулярна оси трубки и находится в горизонтальной плоскости.

Выбор конфигурации установки с продольным просвечиванием объема трубки был обусловлен следующими особенностями исследуемого процесса:

1. При предлагаемой геометрии наименьшее влияние имеет фоновый шумовой сигнал рассеяния на слое ибупрофена, конденсирующегося гетерогенно на стенках трубки-реактора.

2. Из оцененного значения числа Рейнольдса следует, что характер течения газа в трубке ламинарный. Следовательно, газ движется строго по линиям тока вдоль оси трубки.

3. Проведенные оценки эффектов диффузии, седиментации и термофореза указывают на то, что сконденсировавшиеся в потоке частицы слабо отклоняются от линий тока газа, т. е. движутся параллельно оси трубки.

Рис. 4. Изображение лазерного пучка в рассеянном свете для положения $Y = 0.05$ см (а), и полученная для данного случая зависимость интенсивности рассеянного излучения $I(X)$ (б)

Измерение конфигурации зоны нуклеации в проточной термо-конденсационной камере в помощью лазерного светорассеяния

Таким образом, луч сканирует выбранный объем строго вдоль линии тока, следовательно, интенсивность рассеяния характеризует эволюцию размеров и концентрации частиц в этой же линии тока.

Кювета с исследуемым веществом ибупрофена помещается в реактор, в зону нагревателя, температура в котором достигает 383 К, что достаточно для испарения ибупрофена. По мере движения вдоль трубки с потоком аргона, за счет постепенного охлаждения, пар ибупрофена становится все более насыщенным и на некотором расстоянии от среза нагревателя наступает его пересыщение. Начинается процесс нуклеации и конденсации частиц ибупрофенового аэрозоля.

В ходе экспериментов были зарегистрированы серии изображений лазерного пучка, рассеивающегося на аэрозольных частицах. Полученные кадры соответствуют различным положениям пучка в вертикальной плоскости, проходящей через ось трубки. Для получения количественных результатов была выбрана серия из двенадцати снимков для различных положений пучка по оси Y в диапазоне от $-0,23$ до $0,25$ см относительно оси реактора. Пример для положения пучка $Y = 0,05$ см по оси приведен на рис. 4, а.

В результате суммирования интенсивности рассеянного излучения по ширине лазерного пучка для каждой координаты X вдоль оси трубки, были получены графики зависимости интенсивности рассеяния от координаты X . Пример для положения пучка $Y = 0,05$ см приведен на рис. 4, б. Для каждого из двенадцати графиков, были получены координаты X точек, соответствующих выбранным значениям интенсивности рассеяния $I_{0.e.}$ равным 20, 40, 60, 80, 100 и 120. Полученный массив данных был использован для построения двумерных (X, Y) изолиний интенсивности рассеяния (эквиденсит) в вертикальной плоскости, проходящей через ось трубки реактора (см. рис. 5).

Обсуждение результатов и выводы

Начало области светорассеяния в данном реакторе локализовано в окрестности точки, смещенной на 1 мм вниз относительно оси реактора на расстоянии $Y = 5$ см от среза нагревателя. Форма светорассеивающей зоны приближенно представляет собой квази-параболоид вращения, что обусловлено характером поля пересыщения газа и, соответственно, распределением концентрации и размеров частиц в объеме трубки реактора. Из конфигурации эквиденсит видно, что функция скорости нуклеации имеет максимум вблизи оси реактора и резко спадает при приближении к стенкам трубки. Полученная картина связана с асимметрией конвективного теплоотвода от боковых стенок трубки и, соответственно, отклонением поля температур газа и концентрации пара вещества в реакторе от осевой симметрии.

На результаты экспериментов может влиять ряд параметров-факторов. Погрешности в результатах могут быть вызваны неточностями и нестабильностями в величине этих параметров. К параметрам проточной термоконденсационной камеры относятся: скорость потока буферного газа; температура нагревателя; температура, влажность и давление окружающего воздуха; положение кюветы с веществом внутри нагревателя; масса ибупрофена в кювете; степень чистоты реактора и навески вещества (в результате отжига). К параметрам оптиче-

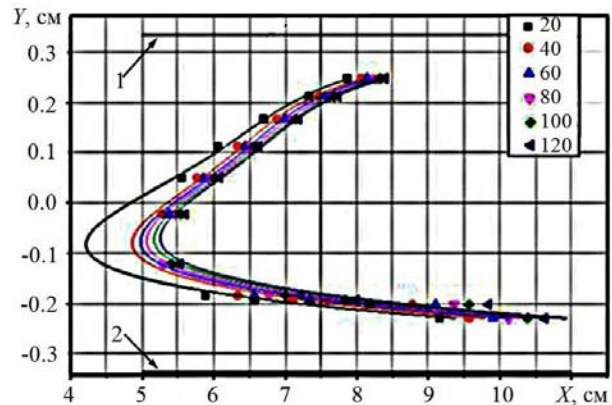


Рис. 5. Положение эквиденсит для уровней интенсивности 20, 40, 60, 80, 100 и 120; 1 – верхняя; 2 – нижняя поверхность трубки реактора

Козиненко В. П.

ской части установки относятся: положение луча лазера (отклонение от вертикальной плоскости, проходящей через ось трубки); мощность и фокусировка лазера.

Результаты экспериментов существенно образом зависят от перечисленных выше параметров. Однако, функциональные зависимости описывающие процесс конденсации с учетом этих параметров не всегда известны. По этой причине, наиболее рациональным способом оценки погрешностей является статистический анализ, а именно проведение серии экспериментов в идентичных условиях и статистическая оценка получаемой погрешности.

Опыт, полученный при выполнении данной курсовой работы, позволяет сформулировать новые подходы к методике экспериментов и выработать дальнейший план для построения полуэмпирической модели процесса нуклеации и конденсационного роста аэрозоля ибупрофена в условиях данного термоконденсационного реактора. Для этого необходимо провести подгонку результатов эксперимента с учетом реальных функциональных зависимостей, а именно: скорости нуклеации; скорости конденсационного роста; профиля скорости потока в реакторе; угловой функции интенсивности рассеяния. Решение этих задач подразумевает большой объем компьютерного моделирования.

Список литературы

1. Onischuk, A.A., Tolstikova, T.G., Sorokina, I.V., Zhukova, N.A., Baklanov, A.M., Karasev, V.V., Borovkova, O.V., Dultseva, G.G., Boldyrev, V.V., and Fomin, V.M. Analgesic Effect from Ibuprofen Nanoparticles Inhaled by Male Mice // *J. Aerosol Med. Pulm. Drug Delivery*, 2009, vol. 22, p. 245.
2. Reist P. C. Introduction to aerosol science. New York: A division of Macmillan, Inc, 1993. 365 p.
3. Валиулин С. В., Карасев В. В., Восель С.В., Онищук А.А. Исследование гомогенной нуклеации серы из пересыщенного пара: определение поверхностного натяжения наночастиц серы // *Коллоидный журнал*. 2013, Т. 75, вып. 1, С. 1-13
4. Bohren C. F., Huffman D. R. Absorption and scattering of light by small particles. New-York: John Willey and Sons, Inc, 1983. 664 p.
5. Baron P. A., Willeke K. Aerosol measurement. New-York: John Willey and Sons, Inc, 2001. 1172 p.
6. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. М.: Издательство академии наук СССР, 1995. 351 с.

Котюшев М. Ю., группа № 14305

ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК С РАЗЛИЧНЫМ ПЕРЕКРЫТИЕМ СЕРДЦЕВИНЫ ВОЛОКНА, ЗАПИСАННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В работе было проведено исследование зависимости параметров волоконных брэгговских решеток, изготовленных различными методами, от внешних факторов, таких как температура и растяжение волокна. Так же исследовалась и сравнивалась устойчивость к высоким температурам ($T \approx 350$ С), долговременным высокотемпературным нагрузкам ($t \approx 20$ часов, T в пределах от 100 С до 350 С) и механическая прочность у различных типов решеток. Исследовались решетки с различными спектральными характеристиками и различным перекрытием сердцевинного волокна, изготовленные с помощью фемтосекундной модификации показателя преломления.

Ключевые слова: волоконная оптика, волоконные брэгговские решетки, зависимость резонансной длины волны волоконных брэгговских решеток от температуры и растяжения волокна.

Работа выполнена в лаборатории волоконной оптики ИАиЭ СО РАН.

Научный руководитель: **Вольф А. А.**, аспирант ИАиЭ СО РАН.

Введение

Сенсоры на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР) являются одним из важнейших приложений волоконной оптики ввиду своих уникальных свойств: малого размера, невосприимчивости к электромагнитным полям, химической инертности, устойчивости к высокой температуре и др. Стандартный метод создания ВБР основан на модификации показателя преломления сердцевинного волокна ультрафиолетовым (УФ) лазерным излучением. Такие решетки хорошо изучены и имеют ряд известных ограничений: низкий температурный порог деградации индуцированной модуляции показателя преломления, высокие требования к фоточувствительности, необходимость удаления защитного покрытия волокна перед записью и др. Метод фемтосекундной (фс) записи, впервые продемонстрированный в 2004 г. [1], позволяет снять некоторые ограничения и снизить требования к волокну. Но он имеет ряд недостатков, в частности относительно высокие потери интенсивности проходящего через ВБР излучения (5-20 %). В 2013 г. был продемонстрирован метод записи со сканированием сердцевинного волокна [2]. Метод позволил значительно снизить потери (до 1 %) за счет более эффективного перекрытия световода. Такой тип решеток еще не изучен в сенсорных приложениях, поэтому исследование его свойств является важной задачей, поскольку потенциально этот метод позволяет получить лучшие характеристики.

Данная работа посвящена сравнению характеристик решеток, записанных фс-лазером различными методами: методом поточечной записи и методом сканирования сердцевинного волокна. Была измерена чувствительность решеток к растяжению волокна и изменению температуры. Были проведены испытания на долговременные температурные воздействия и разрыв. Для проведения экспериментов было написано несколько программных модулей, позволяющих автоматизировать процесс получения и обработки больших объемов данных, а также построение графиков.

Оптическое волокно

Оптическим волокном называется цилиндрический диэлектрический волновод, состоящий из сердцевинного радиуса a и оболочки радиуса b (рис. 1). Сердцевина имеет показатель преломления n_1 немного превышающий показатель преломления оболочки n_2 . Лучи, попа-

Котюшев М. Ю.

дающие в сердцевину волокна под углами к оси θ меньше критического угла $\theta_c = \arcsin(n_2 / n_1)$, испытывают полное внутреннее отражение и движутся дальше по волноводу (луч 1 на рис. 1). Лучи, имеющие больший наклон, при отражении теряют часть мощности на прохождение в оболочку и впоследствии быстро затухают (луч 2 на рис. 1).

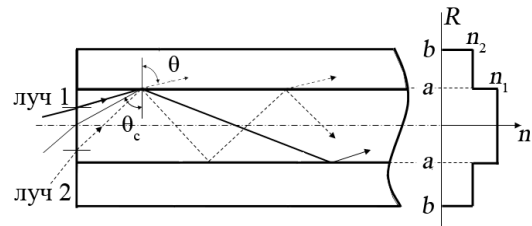


Рис. 1. Ход лучей в оптическом волокне

Сердцевина и оболочка оптического волокна часто изготавливаются из одного и того же материала. Уменьшение или увеличение показателя преломления достигается путем легирования. Основным материалом для изготовления является кварцевое стекло (SiO_2). Легирующие материалы – германий, бор и др. [3]. Дробный показатель преломления оптических волокон Δ всегда мал:

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \ll 1.$$

Типичные величины n_1 лежат в пределах от 1.44 до 1.46, Δ – от 0.001 до 0.02. Стандартное телекоммуникационное волокно SMF-28 имеет диаметр оболочки $2b = 125$ мкм и диаметр сердцевины $2a = 8.2$ мкм.

В зависимости от параметров оптические волокна делятся на одномодовые (обычно с малым диаметром сердцевины) – в них может существовать только одна мода волны, и многомодовые (с большим диаметром сердцевины) – в них может существовать одновременно несколько мод.

Волоконные брэгговские решетки и их применение в качестве датчиков

Волоконная брэгговская решетка – объемная отражающая дифракционная решетка, сформированная в сердцевине оптического волокна вдоль направления распространения волны. ВБР имеет узкий спектр отражения. Она формируется периодическим изменением показателя преломления сердцевины волокна вдоль длины решетки. Схематично распределение показателя преломления в ВБР показано на рис. 2. Более темный цвет соответствует более высокому показателю преломления.

Условие Брэгга позволяет из параметров ВБР определить резонансную длину волны λ_B спектра отражения [4]:

$$\lambda_B = n_{eff}^i \cdot \Lambda, \quad (1)$$

где n_{eff}^i – эффективный показатель преломления i -ой моды волны (отношение фазовой скорости моды в волокне к скорости света в вакууме), Λ – период ВБР.

Величина сдвига резонансной длины волны при температурных и механических воздействиях описывается следующей формулой:

$$\Delta\lambda_B = 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial l} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial l} \right) \Delta l + 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \quad (2)$$

где l – длина, T – температура решетки.

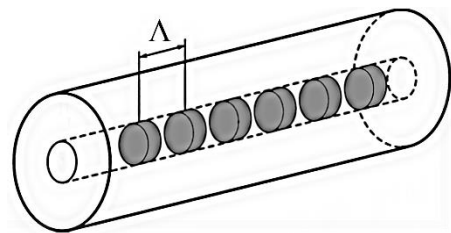


Рис. 2. Распределение показателя преломления в ВБР

Измерение характеристик волоконных брэгговских решеток с различным перекрытием сердцевины волокна, записанных фемтосекундным излучением

Существует несколько различных способов изготовления ВБР, дающих на выходе отличающиеся по своим характеристикам решетки. Методы изготовления фотоиндуцируемых ВБР классифицируют по используемому для записи типу лазерных излучателей (УФ и фс-лазеры), по распределению показателя преломления в объеме сердцевины (метод поточечной записи и метод непрерывного сканирования волокна). При выполнении данной работы использовались преимущественно решетки, записанные фс-лазером. Качественное изображение распределения показателя преломления по объему волокна представлено на рис. 3.

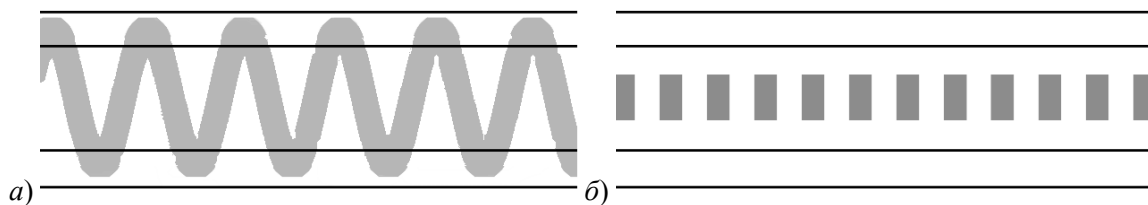


Рис. 3. Схематическое распределение показателя преломления в центре объема волокна для ВБР с различным перекрытием сердцевины (вид сверху): а) ВБР, полученная методом сканирования сердцевины волокна; б) ВБР, полученная методом поточечной записи

Поточечный метод записи ВБР имеет существенный недостаток – относительно высокое рассеяние проходящего через ВБР излучения (5-20 %). Это накладывает ограничения на количество решеток, записанных в одном волокне, что снижает потребительскую ценность ВБР, записанных таким методом. Метод записи со сканированием сердцевины волокна позволяет значительно снизить потери (до 1 %) за счет более эффективного перекрытия сердцевин фс модификацией.

Одно из основных применений волоконных решеток заключается в использовании их в качестве сенсоров. Эта возможность обусловлена тем, что при растяжении и/или изменении температуры резонансная длина волны ВБР изменяется в соответствии с формулой (2). Регистрируя изменение λ_B , можно получить информацию об изменении температуры и/или длины (а тем самым о механических напряжениях) ВБР.

По сравнению с электрическими датчиками, ВБР имеют ряд существенных преимуществ, таких как нечувствительность к электромагнитному излучению, стойкость к радиации, высокой температуре и давлению и т. д [6]. Ярким примером области, где ВБР используются в качестве датчика, является нефтедобывающая отрасль. Волокно с решетками опускается в скважину, где находится под большим давлением, информация поступает в систему управления, находящуюся в комфортных для электроники условиях.

Методика эксперимента

В ходе экспериментов была измерена зависимость $\lambda_B(T, \Delta l)$ для ВБР, имеющих различную отражательную способность и изготовленных различными методами: поточечной записью или сканированием сердцевины волокна, записанные УФ-излучением или фемтосекундным лазером. Также для таких решеток были исследованы температурная стойкость и механическая предельная прочность. Было проведено сравнение предельной прочности волокна с ВБР с волокном, не содержащим ВБР, для оценки изменения прочности волокна при модификации. Так как в работе использовались ВБР длиной $L \approx 3$ мм, изгиб волокна не оказывал существенного влияния на спектры решеток и соответствующие тесты не проводились.

Для анализа спектра отражения ВБР в работе использовался оптический анализатор спектров Yokogawa Optical Spectrum Analyzer AQ6370 (OSA). Пользовательский интерфейс данного прибора не предусматривает режима автоматического сохранения и обработки спектров через заданный интервал времени, как это было необходимо для проведения эксперимента. Однако существует возможность производить управление и передачу данных посред-

Котюшев М. Ю.

ством протокола HTTP с помощью управляющих команд, посылаемых с компьютера через интерфейс Ethernet. Для этого был написан скрипт на языке Python 3 с использованием библиотек NumPy и matplotlib, реализующий доступ к управлению OSA, автоматическую запись, а также обработку спектров.

Реализованная программа позволяет с заданным интервалом времени опрашивать анализатор, сохранять данные и в реальном времени строить полученный спектр на мониторе компьютера. Вместе со спектром в отдельный файл для последующего анализа записываются координаты главных максимумов решеток, вычисленные с помощью аппроксимации методом наименьших квадратов. В ходе экспериментов было получено несколько тысяч спектров для различных моментов времени. Для анализа этих данных был написан скрипт, который позволял строить график зависимости $\Delta\lambda_B(t)$.

Исследование температурного воздействия

Для проведения эксперимента при исследовании температурного на λ_B были использованы: электропечь, оптический циркулятор, широкополосный источник излучения (суперлюминесцентный лазерный диод), анализатор спектра Yokogawa OSA AQ6370, оптическое волокно Fibercore SM1500 ($2a = 5.3$ мкм, $2b = 80$ мкм, 10 мкм – толщина полиимидного покрытия) с ВБР, полученными различными методами.

Использовались решетки со следующими характеристиками:

P-I: $R > 90$ % (сильная), фс-лазер, поточечной записи, $\lambda_B = 1544$ нм;

P-II: $R \approx 50$ % (средняя), фс-лазер, поточечной записи, $\lambda_B = 1552$ нм;

P-III: $R \approx 95$ % (сильная), УФ-лазер, поточечной записи, $\lambda_B = 1560$ нм;

P-IV: $R \approx 30-40$ % (средняя), фс-лазер, сканирования волокна, $\lambda_B = 1575$ нм, где R – коэффициент отражения для λ_B . На рис. 4 представлен спектр отражения группы из этих 4-х решеток, сваренных в одну линию, до их помещения в печь.

Схема эксперимента изображена на рис. 5. В печь были помещены последовательно сваренные участки волокна с ВБР, подключенные к источнику и анализатору. Чем выше отражательная эффективность (чем "сильнее" решетка), тем выше потери при рассеивании. Поэтому для минимизации потерь в эксперименте решетки были расположены по убыванию амплитуды отражения.

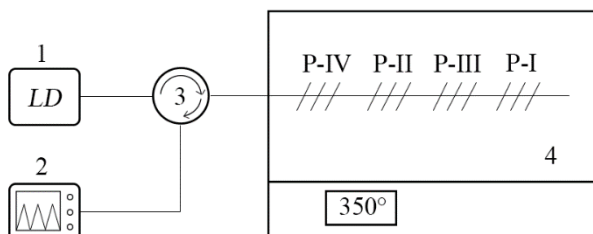


Рис. 5. Схема эксперимента. 1 – лазерный диод, 2 – оптический анализатор спектра, 3 – циркулятор, 4 – печь, P-I–IV – решетки

Долгий период установления равновесия и колебания $\Delta\lambda$ в течение этих периодов обусловлены особенностями терморегулятора печи. В течение эксперимента кроме изменения

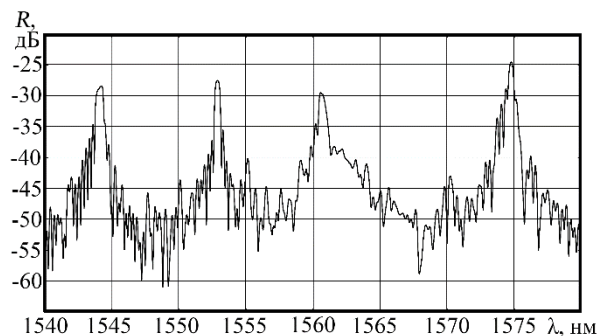


Рис. 4. Спектры решеток до помещения в печь

Подключение выполнялось через циркулятор – оптический элемент с тремя портами, пропускающий прямой свет из порта 1 (источник) только на порт 2 (решетки), а отраженный свет из порта 2 – только на порт 3 (анализатор).

В течение эксперимента (≈ 20 часов) непрерывно через равные интервалы времени (≈ 60 секунд) анализатором записывались спектры отраженного сигнала. По полученным данным была построена зависимость изменения резонансной длины волны от времени нагрева, изображенная на рис. 6.

Измерение характеристик волоконных брэгговских решеток с различным перекрытием сердцевинны волокна, записанных фемтосекундным излучением

λ_B также наблюдалось незначительное изменение интенсивностей пиков отражения. Чувствительность и максимальные средние отклонения λ_B для используемых решеток были следующими: P-I: $\Delta\lambda_{\max} = 3.96$ нм, $\Delta\lambda / \Delta T = 11.93$ нм/град; P-II: $\Delta\lambda_{\max} = 3.90$ нм, $\Delta\lambda / \Delta T = 11.75$ нм/град; P-III: $\Delta\lambda_{\max} = 4.20$ нм, $\Delta\lambda / \Delta T = 12.65$ нм/град; P-IV: $\lambda_{\max} = 3.80$ нм, $\Delta\lambda / \Delta T = 11.45$ нм/град. Полученные результаты позволяют сделать предварительный вывод о пригодности решеток к сенсорным приложениям.

Для более полного представления об эффективности ВБР в качестве датчика температуры необходимо было проверить устойчивость решетки к экстремальным температурам. В результате нагрева индуцированный показатель преломления волокна релаксирует со временем. Согласно формуле (2), зависимость можно считать линейной, что подтверждается графиком на рис. 6.

Были получены следующие значения остаточного сдвига резонансной длины волны и сдвига интенсивности пика:
 P-I: $\Delta\lambda_{\text{ост}} = 0.091$ нм, $\Delta P_{\text{ост}} = -0.208$ дБ;
 P-II: $\Delta\lambda_{\text{ост}} = 0.191$ нм, $\Delta P_{\text{ост}} = 0.912$ дБ;
 P-III: $\Delta\lambda_{\text{ост}} = 0.221$ нм, $\Delta P_{\text{ост}} = -1.229$ дБ;
 P-IV: $\Delta\lambda_{\text{ост}} = 0.125$ нм, $\Delta P_{\text{ост}} = 1.814$ дБ.

Полученные данные дают поверхностное понятие о температурной устойчивости решеток I–IV. Для более полного представления ситуации необходимо провести аппроксимацию и вычислить $\partial\lambda/\partial t$ – величину, характеризующую температурную релаксацию сдвига резонансной длины волны. При использовании для аппроксимации последних приблизительно 6 часов нагрева при $T \approx 350$ С, для резонансной длины волны были получены следующие коэффициенты релаксации: P-I: $\partial\lambda/\partial t = -5.44 \cdot 10^{-2}$ нм/час; P-II: $\partial\lambda/\partial t = -2.93 \cdot 10^{-2}$ нм/час; P-III: $\partial\lambda/\partial t = -3.66 \cdot 10^{-2}$ нм/час; P-IV: $\partial\lambda/\partial t = -3.40 \cdot 10^{-2}$ нм/час.

Величина $\partial\lambda/\partial t$ для данных условий характеризует устойчивость ВБР к долговременным высокотемпературным воздействиям. Более отрицательные значения означают большую релаксацию, а значит более быстрый выход сенсора из строя. Сравнение спектров системы до и после помещения в печь представлено на рис. 7. Из этих графиков следует, что

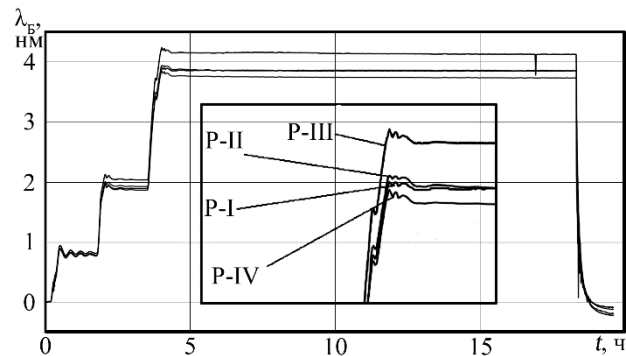


Рис. 6. Изменение λ_B от времени нагрева

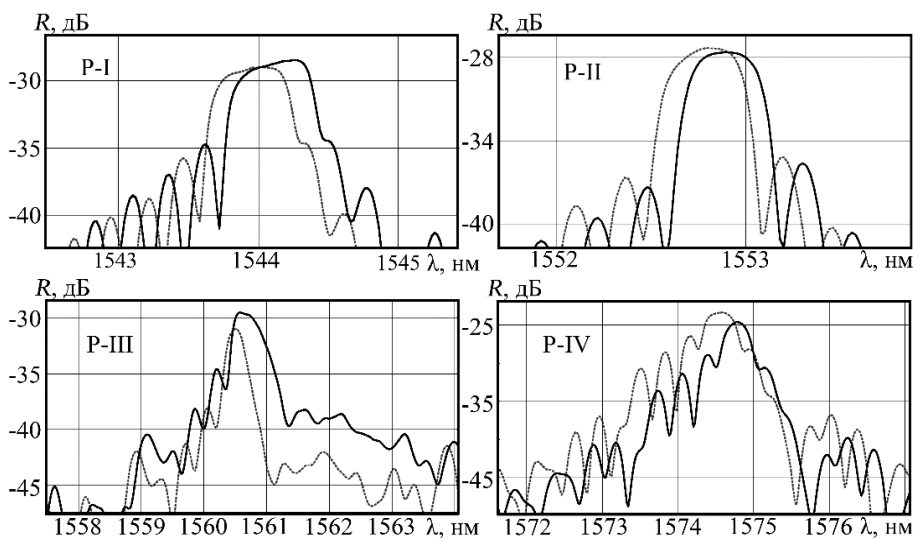


Рис. 7. Пики решеток до (толстая линия) и после (тонкая линия) помещения в печь

Котюшев М. Ю.

для каждой из рассмотренных решеток наблюдается уменьшение эффективного показателя преломления. Это согласуется с соотношением (1).

Исследование механического воздействия

Для исследования механического воздействия на ВБР, было проведено две серии экспериментов: исследование зависимости резонансной длины волны от растяжения ВБР, а также статистическое определение предельной прочности волокна без решеток и с решетками, записанными различными методами. Целью данных экспериментов было:

1. Сравнение прочности волокна без решетки и волокна с нанесенной решеткой.
2. Получение коэффициента связи между сдвигом резонансной длины волны и растяжением решетки.
3. Получение распределения длин разрывов как случайной величины.

Ввиду отсутствия (на момент проведения экспериментов) достаточного количества образцов ВБР, записанных методом непрерывного сканирования сердцевины волокна, исследование предельной прочности для этого типа решеток не представлялось возможным. Поэтому в экспериментах участвовали только решетки, записанные методом поточечной записи.

Схема установки изображена на рис. 8. В течение эксперимента сила на единицу площади сечения волокна достигала нескольких десятков ГПа, поэтому для крепления волокна использовался специальный клей ($T_{\text{плав}} \approx 100$ С, при комнатной температуре клей находится в твердом состоянии). Клей плавился с помощью нагревательного фена и заливался внутрь керамических ферул – цилиндрических креплений с отверстием для волокна. В ферулы помещалось волокно, клей затвердевал, и конструкция крепилась к подвижным столикам, обеспечивающим линейное перемещение и растяжение волокна. Для исследования зависимости параметров ВБР от растяжения использовались решетки следующих типов: P-V: $R \approx 50$ % (средняя), фс-лазер, поточечной записи, $\lambda_B = 1543.43$ нм; P-VI: $R \approx 90$ % (сильная), фс-лазер, поточечной записи, $\lambda_B = 1572.76$ нм.

Полученная в ходе эксперимента зависимость, в соответствии с формулой (2), укладывается на прямую с коэффициентами 11.87 и 12.19 нанометров на один процент удлинения волокна ($\Delta l / l$) для P-V и P-VI соответственно. Коэффициент детерминации показал отличие от единицы в пятом знаке после запятой для обеих решеток. Это означает, что на всем интервале допустимых растяжений зависимость продолжает оставаться линейной.

Для проведения эксперимента с волокном без нанесенных на него ВБР было выбрано пять отрезков волокна одного типа длиной $l \approx 30$ см. Однако, вследствие ошибки эксперимента, достоверными оказались результаты только для трех из них. Длины образцов l и значения критических растяжений для них $\Delta l_{\text{разр}}$ были следующие:

- эксп. № 1: $l = 244$ мм, $\Delta l_{\text{разр}} = 13.57$ мм, $\Delta l_{\text{разр}}/l = 5.56$ %;
 эксп. № 2: $l = 243$ мм, $\Delta l_{\text{разр}} = 13.32$ мм, $\Delta l_{\text{разр}}/l = 5.48$ %;
 эксп. № 3: $l = 243$ мм, $\Delta l_{\text{разр}} = 14.30$ мм, $\Delta l_{\text{разр}}/l = 5.88$ %.

Длины разрыва решеток, для которых была рассмотрена зависимость приращения резонансной длины волны от растяжения были следующие: P-V: $l = 245$ мм, $\Delta l_{\text{разр}} = 5.90$ мм, $\Delta l_{\text{разр}}/l = 2.41$ %; P-VI: $l = 244$ мм, $\Delta l_{\text{разр}} = 5.25$ мм, $\Delta l_{\text{разр}}/l = 2.15$ %. Эти данные позволяют судить о характерной длине разрыва для волокна и ВБР соответственно. Видно, что нанесение

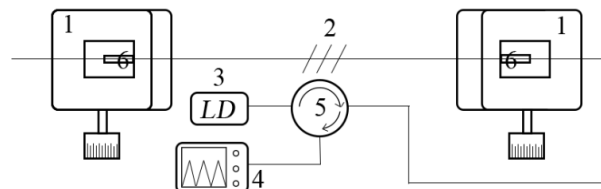


Рис. 8. Схема эксперимента: 1 – подвижные столики, 2 – волокно с решеткой, 3 – лазер, 4 – анализатор, 5 – циркулятор, 6 – ферулы

Измерение характеристик волоконных брэгговских решеток с различным перекрытием сердцевины волокна, записанных фемтосекундным излучением

решетки снижает предел прочности волокна (отношение удлинения разрыва к длине волокна) более чем в два раза.

Для получения распределения длин разрывов решеток было выбрано по 13 решеток двух видов – записанные методом поточечной записи сильные и слабые решетки, со следующими характеристиками: 1: $R \approx 50-70\%$ (средняя), фс-лазер; 2: $R > 90\%$ (сильная), фс-лазер.

Полученная в ходе эксперимента зависимость кумулятивной вероятности разрыва от напряжения описывается распределением Вейбулла [5]. График, на рис. 9, позволяет утверждать, что чем выше отражательная способность решетки, тем ниже ее механическая прочность. Это вполне закономерно, поскольку потери в отражении обусловлены неоднородностями в веществе, которые способствуют образованию микротрещин, ведущих к разрыву волокна при растяжении.

Основные результаты

В работе были проведены исследования и сравнения чувствительности к температурным и механическим воздействиям ВБР, записанных методом поточечной записи и методом сканирования сердцевины волокна. Также были проведены испытания на температурную устойчивость и механическую прочность.

Показано, что решетки, записанные методом сканирования сердцевины, не имеют существенных отличий по характеристикам от решеток, записанных методом поточечной записи. Однако, в силу меньших потерь на решетках, записанных методом сканирования сердцевины волокна, при их использовании в качестве сенсоров может быть увеличено число решеток в одном волокне и, соответственно, увеличена производительность.

Показано, что ВБР, записанные с помощью фс-излучения методом сканирования сердцевины волокна, имеют более высокую механическую прочность и температурную устойчивость – это позволяет использовать их в качестве датчиков для экстремальных условий.

Список литературы

1. A. Martinez et al. Direct writing of fibre bragg gratings by femtosecond laser // *Electronics Letters*, 40(19):1170–1172, 2004.
2. R. J. Williams, R. G. Kramer, S. Nolte, M. J. Withford. Femtosecond direct-writing of low-loss fiber bragg gratings using a continuous core-scanning technique // *Optics Letters*, 38(11):1918–1920, 2013.
3. Bahaa E. A. Saleh, M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics* // Academic Press, USA, 2001.
4. S. Yin, P. B. Ruffin, Francis T.S. Yu. *Fiber Optic Sensors* // CRC Press, USA, 2002.
5. R. M. Measures. *Structural Monitoring with Fiber Optic Technology* // John Wiley & Sons, Inc, USA, 2001.
6. Г. Я. Буймистряк. Волоконно-оптические датчики для экстремальных условий // *Control Engineering*, 3(45):34–40, 2013.

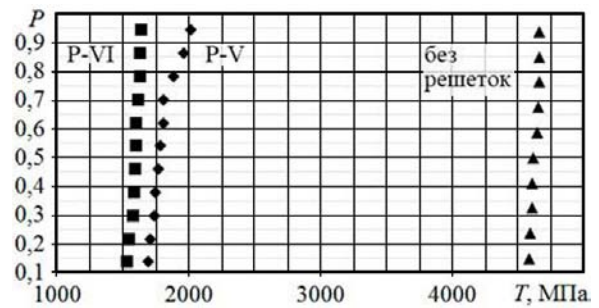


Рис. 9. Кумулятивная вероятность (P) от напряжения $T = F / S$.

Кудлаев Я. В., группа № 14361

ИССЛЕДОВАНИЕ НАГРЕВА СТЕНКИ ЛИНЕЙНЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА

В данной работе кратко описаны теоретические основы инфракрасного излучения нагретых тел, принципы работы тепловизионных приборов. С использованием тепловизора исследован процесс нагрева тонкой стенки из нержавеющей стали переменным электрическим током. Получены распределения полей температуры тонкой стенки, в зависимости от подводимой мощности, зависимости средней температуры стенки от мощности, распределения усредненной температуры стенки, из которых была определена неравномерность распределения теплового поля по поверхности. В режиме высокочастотной съемки, благодаря высокой чувствительности прибора, выявлена частотная зависимость излучения стенки, обусловленная питанием нагревателя от сети переменного напряжения.

Ключевые слова: ИК термография, тепловизор, радиационная теплоотдача, разогреваемая электрическим током тонкая стенка, нестационарные поля температуры.

Работа выполнена в лаборатории Свободноконвективного теплообмена ИТ СО РАН.

Научный руководитель: **В.С. Бердников**, д.ф.-м.н., зав. лаб. ИТ СО РАН.

Введение

Современное высокотехнологичное производство не обходится без высокоточных расчетов термических напряжений в узлах агрегатов, таких как летательные аппараты и прочая техника, к которой предъявляются требования высокой надежности при работе в экстремальных температурных условиях. Термические напряжения могут возникать в тонкостенных элементах конструкции, например, в неравномерно нагретых стенках наполненных горючим топливных баков летательного аппарата. Здесь распределения температуры и градиентов температуры зависят от локальных характеристик конвективного теплообмена [1, 2]. Для точной оценки термических напряжений необходимо знание о локальном теплообмене в узлах аппарата при нестационарных температурных условиях. Исследования распределений температуры на элементах конструкций могут быть выполнены с использованием тепловизионной визуализации, с помощью инфракрасной (ИК) камеры – тепловизора [1, 3].

Работа посвящена исследованию нестационарных полей температуры на поверхности тонкой плоской металлической стенки методом ИК термографии. Нагрев стенки обеспечивался внутренним электрическим источником тепла (выделение джоулева тепла при пропускании переменного электрического тока). Использовался тепловизор FLIR X6530sc от компании FLIR Systems с сенсором на базе матрицы 640x512 пикселей, основанной на ИК детекторе из теллурида кадмия-ртути. Система обеспечивает регистрацию ИК излучения в диапазоне от 1,5 до 5,1 мкм. Тепловизор оснащен интерфейсами Gigabit Ethernet и Cameral Link, для обеспечения его управления от персонального компьютера. Рассмотрен случай применения тепловизора в качестве рапидной камеры, для регистрации быстропротекающих тепловых процессов (изменение выделяемой мощности при питании нагревателя от сети переменного тока) со скоростью регистрации около 500 кадр./сек. Целью работы являлось также изучение природы инфракрасного теплового излучения и методов его регистрации.

Теория излучения

Электромагнитное излучение возникает в результате излучательных энергетических переходов электронов в возбужденных атомах (молекулах). Излучение ИК спектра соответствует излучению вещества при температурах близких к температурам, наблюдаемым на поверхности Земли. Описание спектра излучения тел опирается на понятие абсолютно черного

Исследование нагрева стенки линейным источником тепла

тела (далее АЧТ). Это объект поглощающий все падающее на него излучение любой длины волны. АЧТ является также идеальным излучателем. Есть два конструктивных приближения АЧТ: почти полностью замкнутая поверхность (ловушка излучения) и идеально поглощающая поверхность (идеально обработанная и окрашенная поверхность).

Спектральная интенсивность плотности энергии излучения АЧТ $u(\lambda, T)$ в зависимости от длины волны λ и температуры T описывается формулой Планка [3]:

$$u(\lambda, T) = \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}. \quad (1)$$

Уравнение (1) для $u(\lambda, T)$ описывает спектральную поверхностную плотность потока излучения (доля мощности излучения $dR(\lambda, T)$ испускаемого единицей площади черного тела на единицу длины волны); h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, c – скорость света. Соотношение (1) эквивалентно зависимости спектральной поверхностной плотности потока излучения от частоты ν :

$$u(\nu, T) = \frac{dR(\nu, T)}{d\nu} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Функция $u(\lambda, T)$ имеет максимум при фиксированном значении температуры T , положение которого меняется при варьировании T , в соответствии с законом смещения Вина (см. рис. 1). Дифференцируя соотношение (1) и подставляя значения констант, получим для положения этого экстремума $\lambda_{\max} = 2898 / T$ мкм. Закон Вина дает наглядное объяснение смещения длины волны излучения λ в сторону более коротких длин волн с ростом температуры.

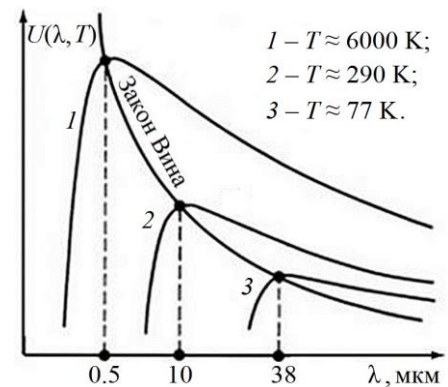


Рис. 1. Закон Вина

Интегрируя соотношение (1) в пределах от λ_1 до λ_2 получим плотность потока излучения АЧТ в спектральном диапазоне $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ при заданной температуре. Интеграл от нуля до бесконечности дает закон Стефана – Больцмана, определяющий полную плотность потока излучения АЧТ при заданной температуре:

$$R_{0-\infty}(T) = \int_0^{\infty} u(\lambda, T) d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4, \quad (3)$$

где $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ – постоянная Стефана-Больцмана.

Реальные тела не являются абсолютно черными и поглощают лишь часть попадающего на него излучения $\alpha(\lambda)$, отражая часть $\rho(\lambda)$ и пропуская $\tau(\lambda)$. Параметры α , ρ , τ называются коэффициентами поглощения, отражения и пропускания, соответственно. В общем случае они зависят от длины волны, температуры и свойств тела. Для этих коэффициентов выполняется соотношение $\alpha + \rho + \tau = 1$. Если тело находится в условии термодинамического равновесия, с внешним излучением возвращенная в среду энергия компенсируется за счет поглощения.

Для описания излучательных свойств реальных объектов вводится спектральный коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda)$ (здесь не указана возможная зависимость от температуры). Именно зависимость коэффициентов поглощения и отражения от длины волны позволяет нам различать цвета и их оттенки, даже при одинаковой температуре тел. Различные тела обладают разными соотношениями данных коэффициентов. Очевидно, что для черного тела $\varepsilon(\lambda) = 1$, $R(\lambda) = 0$, $T(\lambda) = 0$. Широко используемым в научно-технических приложениях при-

Кудлаев Я. В.

ближением является, так называемое, приближение серого тела. При этом предполагается, что в рабочем диапазоне длин волн $\varepsilon(\lambda) = \text{const}$, $R(\lambda) = \text{const}$.

Регистрация теплового излучения

Мощность (интенсивность) излучения F – единственная величина, измеряемая приемником (в нашем случае это тепловизионная камера) является заранее неизвестной функцией от температуры. Эта функция также зависит от направления, в котором излучение наблюдается, а также от состояния поверхности исследуемого тела. Спектральная плотность потока излучения любого тела связана с таковой для черного тела через следующее соотношение:

$$\frac{dR}{d\lambda}(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda) \frac{dR}{d\lambda}(\lambda, T)$$

Мощность излучения в спектральном интервале $\Delta\lambda$ от поверхности тела площадью S при температуре T определяется интегральной формулой:

$$F(\Delta\lambda) = \int_{\Delta\lambda} \varepsilon(\lambda) \frac{dW_{\text{ч.т}}}{d\lambda}(\lambda, T) S d\lambda$$

Регистрация оптического излучения и измерение его характеристик является определяющим для успешного проведения эксперимента. Поэтому необходимо с большим вниманием относиться к выбору подходящего приемника излучения для решения каждой конкретной задачи. Приемником оптического излучения (ПОИ) или фотоприемником (ФП) называют элемент или устройство, способное обнаруживать наличие излучения путем преобразования его в энергию других видов. По способам преобразования энергии следует выделить приемники излучения следующих типов: тепловые, фотоэлектрические – преобразующие энергию излучения в электроэнергию, фотохимические, основанные на превращениях химического вещества (фотопленка), биологические (глаз) и т. д.

Тепловые приемники используют энергию излучения для нагрева вещества приемника. Способы регистрации изменения его температуры определяют тип приемника. В термоэлементе при нагреве принимающей площадки происходит появление электродвижущей силы на спае проводников, изготовленных из разных металлов. Болومتر основан на эффекте изменения сопротивления проводника (или полупроводника) при изменении его температуры. Существуют диэлектрические приемники, основанные на эффекте изменения диэлектрической проницаемости диэлектрика конденсатора, имеющего повышенную температурную зависимость, и, как следствие, регистрации изменения емкости этого конденсатора. Отдельно стоит отметить о пирозлектрических приемниках. В своей конструкции они имеют конденсаторы, диэлектриком в которых выступают сегнетоэлектрики (материалы, на поверхности которых появляется электрический заряд при их механических деформациях). Нагрев конденсатора приводит к деформации диэлектрика и появлению на обкладках конденсатора регистрируемого заряда.

Существуют приемники, основанные на внутреннем фотоэффекте. Они применимы при приеме инфракрасного излучения, так как внутренний фотоэффект требует небольшой энергии фотонов. Суть внутреннего фотоэффекта состоит в возникновении фотоэлектронной проводимости в полупроводнике при передаче электрону валентной зоны (электрон с энергией E_V) энергии кванта излучения $h\nu$ достаточной, чтобы преодолеть запрещенную зону $\Delta E_z = E_V - E_c$, где E_c – энергия свободного электрона (зона проводимости), или $h\nu > \Delta E_z$. Путем введения в полупроводник примесей возможно добавление дополнительных энергетических уровней. На данном эффекте основан принцип действия таких приемников излучения, как фоторезистор, фотодиод и фотогальванический приемник.

Исследование нагрева стенки линейным источником тепла

Фоторезистор – это фотоприемник, основанный на эффекте изменения собственной электропроводности путем увеличения концентрации электронов в зоне проводимости. Фотодиод – приёмник оптического излучения, который преобразует попавший на его чувствительную область свет в электрический заряд за счёт процессов в p - n -переходе. Фототок неосновных носителей, возникающий при световом поглощении, вызывает изменение общего тока через p - n переход, которое можно зарегистрировать. В фотогальваническом режиме работы p - n -переход работает как источник тока, который может быть измерен. В диодном же режиме к переходу приложено напряжение в заперном направлении, при этом через переход протекает фототок и ток основных носителей.

Фотоприемники могут быть локальными, регистрирующими интегральную по приемному зрачку интенсивность (фотоспротивления, болометры, фотодиоды, фотоэлектронные умножители – ФЭУ и др.), и панорамными, позволяющими регистрировать пространственное распределение интенсивности на площади фотоприемника (фотопленка, фототропные пленки, телекамеры и др.). При регистрации интенсивности излучения от исследуемого объекта его изображение с помощью объектива фокусируется на приемную светочувствительную площадку фотоприемника. Человеческий глаз очевидно можно отнести к панорамным фотоприемникам.

В современных оптических приборах в качестве панорамных фотоприемников наиболее часто используются приборы с зарядовой связью (ПЗС). ПЗС это системы полупроводниковых структур металл-диэлектрик-полупроводник, основной характеристикой которых является возможность собирать пакеты неосновных носителей в потенциальных ямах, локализованных на границе кремний – оксид кремния (Si-SiO_2). Квант излучения приводит к генерации носителей (электронов), попадающих в эту яму и увеличивающих ее заряд. ПЗС-матрица является системой ПЗС-ячеек с возможностью последовательной передачи заряда к считывающему устройству. Сдвиг заряда по цепочке реализуется с помощью возможности связанных ПЗС-элементов обмениваться зарядами своих потенциальных ям. То есть цепочка ПЗС элементов, по сути, является регистром сдвига.

Приемники инфракрасного излучения работают в основном на тех же принципах, что и фотоприемники видимого диапазона. Однако имеются существенные особенности и сложности в их использовании. Это связано, прежде всего, с тем, что при нормальных (комнатных) температурах максимум излучения тел лежит в области 10 мкм. При этом уровень излучения от конструктивных узлов приемника, в том числе и от самого чувствительного элемента, может быть сравним или даже превышать исследуемый сигнал. Ситуация аналогична той, которая возникла, если бы мы в видимом диапазоне регистрировали изображение на фотопленку при открытом боксе фотокамеры.

Для уменьшения собственного излучения оптической системы, а также для снижения избыточного нагрева чувствительных элементов применяется охлаждение. Оно может осуществляться с применением сжиженных газов, таких как жидкий азот ($T = 77$ К), жидкий водород ($T = 20,3$ К), жидкий гелий ($T = 4,2$ К). Применяется также способ охлаждения с помощью криогенных машин, основанных на разнообразных термодинамических циклах (цикл Стирлинга, цикл Джиффорда – Мак-Магона, цикл Виллюмье). Возможно применение термоэлектрического охлаждения, эффект которого состоит в поглощении теплоты на спае различных металлов или полупроводников при условии протекания по ним электрического тока. Используется и эффект Джоуля – Томсона [4].

Другая особенность регистрации инфракрасного излучения при измерениях температуры тел, связана с отражательной способностью исследуемого объекта. Тело помимо собственного теплового излучения, отражает часть энергии $R_a(\lambda)$, излучаемого окружающей средой, эквивалентной энергии, испускаемой черным телом с температурой T_a . Температура

Кудлаев Я. В.

T_0 обуславливает собственное излучение неидеального тела. Дополнительные трудности при измерении излучения тела могут быть привнесены наличием в окружении исследуемого тела других, более нагретых тел по сравнению с ним, тел.

И наконец, для оптических систем, работающих в ИК-диапазоне, необходимо использовать особые материалы для изготовления линз, призм, оптических окон и т. п. Это связано с тем, что, например, обычные стекла не прозрачны для ИК излучения. В качестве оптических ИК материалов используются различные кристаллы и стекла со специальным химическим составом. К ним относятся, например, монокристаллы германия, селенид цинка, оксид алюминия, сульфид цинка, хлорид натрия и многие другие. Каждый из подобных материалов обладает своими достоинствами и недостатками. Например, монокристаллы NaCl имеют широкий диапазон прозрачности (0.21-17 мкм при толщине 10мм), но обладают низкой прочностью и высокой гигроскопичностью. Это существенно ограничивает область применения оптических элементов из данного материала.

Как уже говорилось, для измерения собственной температуры тела, достаточно покрыть его слоем черного слабо отражающего вещества. Если же нам необходимо измерить также и коэффициент излучения тела, можно провести по два измерения исследуемого тела и идеально отражающего тела в двух разных диапазонах $\Delta\lambda$. Из полученной системы из четырех уравнений с четырьмя неизвестными T_0 , T_a , ϵ_0 , ϵ_a можно найти ϵ_0 .

Пространственное изучение термических свойств объектов называется термографией. Этот процесс представляет из себя последовательный мгновенный анализ точек рассматриваемого объекта радиометром. Распределение инфракрасной яркости объекта фиксируется сенсором и далее преобразуется в видеосигнал. Далее полученный приемником сигнал расшифровывается системой визуализации (в настоящее время эту задачу взяла на себя встроенная ЭВМ тепловизионной камеры).

При использовании тепловизоров для количественных измерений необходимо наличие точной информации о коэффициенте серости поверхности модели в регистрируемом спектральном диапазоне. Это требует проведения дополнительных калибровочных измерений. Непосредственно при регистрации полей температур возможно влияние на результаты экспериментов паразитного отраженного исследуемой поверхностью излучения от более нагретых участков, как самой модели, так и конструктивных узлов установки, а также отражения излучения от окружающей среды. Особенно остро этот эффект может проявляться при проведении экспериментов на высокоэнтальпийных установках.

Экспериментальная установка и результаты эксперимента

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2. Ее основным элементом является плоская металлическая пластинка 1. Пластина разогревается переменным электрическим током, пропускаемым через верхнюю ее границу. Внешний вид пластины представлен на этом же рисунке. Пластина закреплена на пластиковом постаменте 2. Изображения пластины в инфракрасном диапазоне излучения регистрировалось тепловизионной камерой 3, и сохранялись на персональном компьютере 4. Нагрев пластины регулировался с помощью автотрансформатора 5. Подключение к сети происходило через трансформатор 6. Протекающий через пластину ток измерялся индукционным амперметром 7. Выделенная на стенке

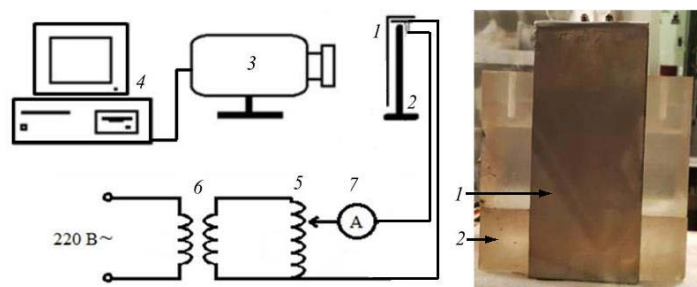


Рис. 2. Блок-схема установки и фотография пластины

мощность определялась по формуле

Исследование нагрева стенки линейным источником тепла

$P = I^2 R$, где I – ток, $R = 0.014$ Ом – сопротивление нагревателя. Размеры нагреваемой стенки $220 \times 93 \text{ мм}^2$ (на полученных с помощью тепловизора растрах одному пикселю соответствует $0,5$ мм ширины и высоты стенки).

В эксперименте применялась тепловизионная камера FLIR X6530sc, с чувствительностью около 0.025 С и точностью определения температуры не хуже ± 1 С. Камера позволяет измерять температуры от -20 С до $+2500^\circ\text{С}$. Управление осуществляется от компьютера с помощью специализированного программного обеспечения (была использована программа FLIR ResearchIR, шедшая в комплекте с прибором). Данный тепловизор позволяет снимать видеофильмы с частотой кадров до 145 Гц (благодаря функции бининга пикселей в группы 2×2 пикселя, возможно повышение частоты пропорционально: до 500 Гц) [5].

В ходе экспериментов, для измерения энергетической температуры, производилась видеосъемка процесса нагрева металлической стенки при разных значениях тока I . По полученным данным была построена зависимость средней температуры стенки от мощности, выделяемой на линейном нагревателе. Характерные термограммы представлены на рис. 3. На рис. 4 приведен график зависимости средней температуры стенки от выделяемой обогревателем мощности на единицу площади.

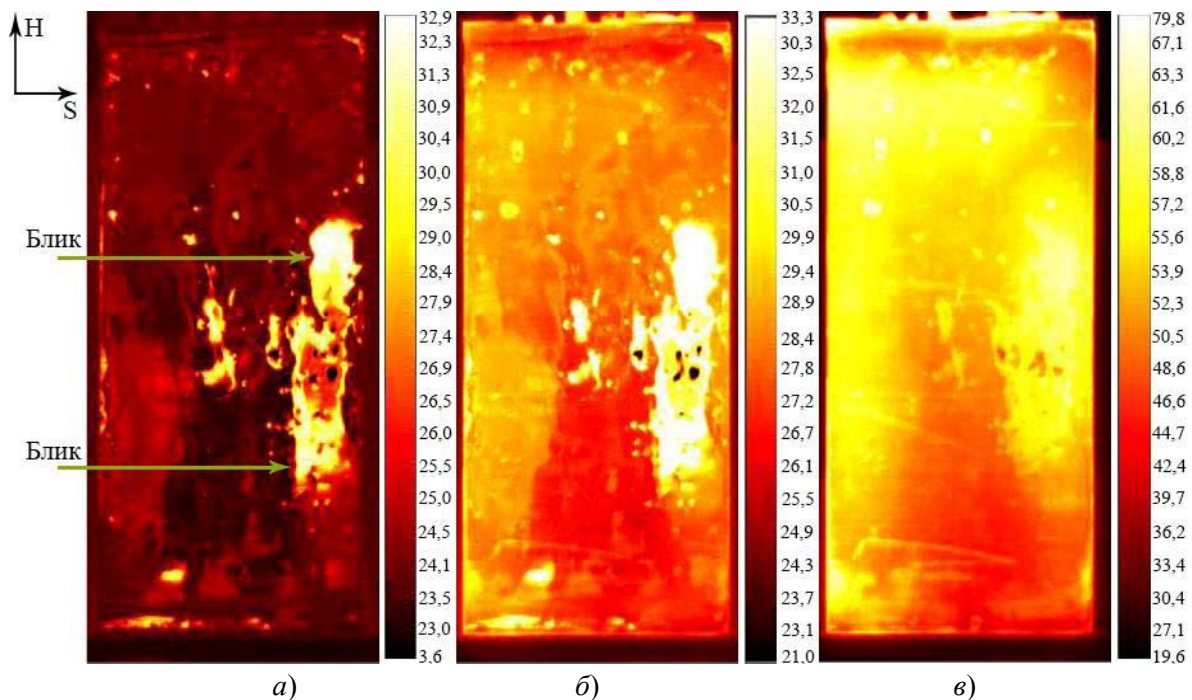


Рис. 3. Термограмма плоской стенки: а) при отсутствии нагрева; б) сила тока через нагреватель $I = 25$ А; в) $I = 50$ А. Справа от изображений показаны температурные шкалы

Первый эксперимент был проведен при отключенном нагревателе. Была получена термограмма стенки при комнатной температуре, которая показывает неоднородность оптических свойств поверхности в ИК диапазоне (рис. 3, а). Производителем тепловизор был откалиброван по черному телу. Поверхность стенки перед экспериментом не была зачернена, так как целью работы является ознакомление с принципами работы тепловизора, и дополнительная калибровка прибора, определение коэффициента серости поверхности стенки не были произведены. Так как эксперимент проводился в комнате с большим количеством оборудования, излучающего в тепловой области спектра, были зарегистрированы блики (отраженное излучение окружающих тел).

По изображению, для отдельных случаев нагрева при токе через нагреватель $I = 20$ А и $I = 50$ А, с помощью программы “ResearchIR”, были получены графики распределения

Кудлаев Я. В.

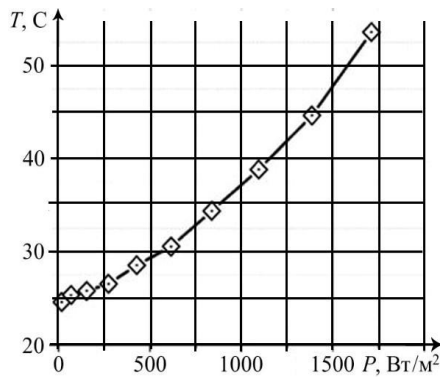


Рис. 4. Зависимость средней по площади температуры от мощности на нагревателе

существуют колебания на частотах $f \approx 25$ Гц и $f \approx 50$ Гц, обусловленные наличием неустойчивого конвективного пограничного слоя поднимающегося вдоль стенки нагретого газа.

Заключение

В ходе выполнения работы освоены принципы действия тепловизоров. Получены теоретические знания в области теплового излучения тел с различными оптическими свойствами поверхности в зависимости от абсолютной температуры и в области радиационного теплообмена.

Был исследован процесс нагрева тонкой стенки из нержавеющей стали. Получены термографические изображения и выявлена зависимость средней температуры стенки от мощности, выделяемой на линейном нагревателе. Получены графики температуры, усредненной по строкам и столбцам пикселей. Выявлена неравномерность распределения излучения по поверхности, связанная с неоднородным распределением коэффициента серости стенки. Отмечено влияние на результаты регистрации излучения от окружающих объектов, а также изменение распределения температуры вблизи нагретой вертикальной поверхности в результате развития конвективных течений.

Проведена высокоскоростная съемка термографического фильма, при помощи которого установлена зависимость температуры нагреваемого объекта от частоты переменного тока, нагревающего тонкую стенку.

При изучении теоретической части использовались работы [6-10].

Литература

1. Бердников В. С., Гапонов В. А., Гришков В. А., Лиханский П. М., Марков В. А. Влияние нестационарной тепловой гравитационно-капиллярной конвекции на распределения

усредненной по строкам (столбцам) пикселей температуры в зависимости от вертикального (горизонтального) положения (в пикселях). Графики этих зависимостей приведены на рис. 5.

Благодаря высокой частоте съемки (500 кадров в секунду) удалось наблюдать колебания температуры с удвоенной частотой сети 100 Гц. Данная частота соответствует эффективной частоте изменения мощности выделяемой на нагревателе. С помощью программы, написанной на языке MathLab, получен Фурье спектр колебаний температуры без учета постоянной составляющей (усреднение по малой площади) – рис. 6, б. В спектре присутствует частота 200 Гц. Это, по-видимому, связано с присутствием в выражении для выделяемой мощности члена квадратичного к эффективной частоте нагрева. Присут-

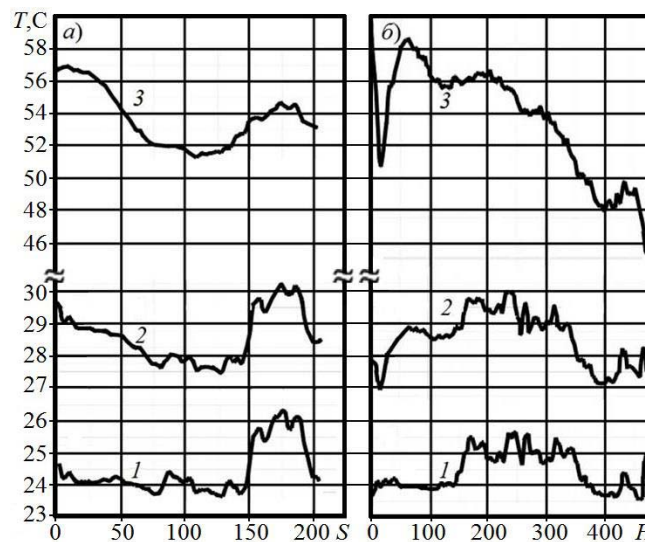


Рис. 5. Усредненные распределения температуры: а) по горизонтали, усреднение по вертикали; б) по вертикали, усреднение по горизонтали; 1 – нагрев отсутствует; 2 – $I = 25$ А; 3 – $I = 50$ А

Исследование нагрева стенки линейным источником тепла

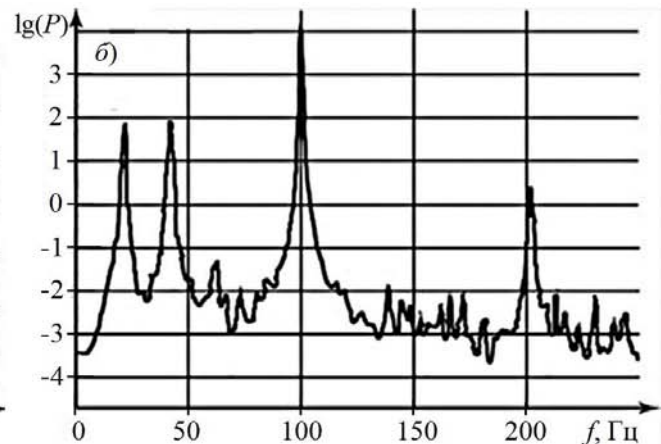
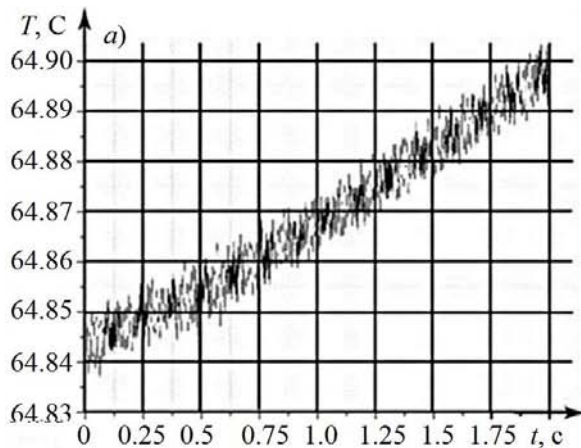


Рис.6. Зависимость средней температуры стенки от времени (сила тока 50 А) Рис.7. Фурье спектр колебаний температуры (сила тока 50 А)

температуры в тонкой вертикальной стенке // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Том 17. №2. с. 197 – 208.

2. Латыев Л.Н., Петров В.А., Чеховский В.Я., Шестаков Е.Н. Излучательные свойства твердых материалов. М.: Энергия, 1974. 472 с.

3. Госсорг Ж, Инфракрасная термография. М.: Мир, 1988. 416 с.

4. Бойко В.М., Оришич А.М., Павлов А.А., Пикалов В.В. Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте. Новосибирск: НГУ, 2009. 450 с.

5. FLIR X6530sc: руководство по эксплуатации. 2013.

6. Спэрроу Э. М, Сесс Р.Д. Теплообмен излучением. М.: Энергия, 1971. 294 с.

7. Блох А. Г, Журавлев Ю.А, Рыжков Л.Н. Теплообмен излучением. М.: Энергоатомиздат, 1991. 432 с.

8. Оцисик М.Н, Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976. 616 с.

9. Вавилов В. П. Инфракрасная термография и тепловой контроль. М.: Спектр, 2009. 544 с.

10. Сесс Р.Д. Теплообмен при совместном действии теплового излучения и теплопроводности или конвекции. Современные проблемы теплообмена. М.: Энергия, 1966. 140-170 с.

Литвинцев А. С., группа № 14372

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТРОЛЯ ПОГРЕШНОСТИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ СИНТЕЗИРОВАННЫХ ГОЛОГРАММ

Приведены результаты исследования метода контроля точности изготовления компьютерно-синтезированных голограмм с помощью лазерной записывающей системы, разработанной в ИАиЭ СО РАН. Метод основан на записи в процессе изготовления голограмм специальных меток, выполненных в виде нескольких микрорешеток, а затем измерении их характеристик. В процессе выполнения работы, с помощью микроскопа было проведено микрофотографирование и анализ записанных меток экспериментальной голограммы сферического зеркала. Анализ положения меток показал наличие погрешности записи. С помощью лазерного интерферометра Физо были зарегистрированы интерферограммы и фазовые карты волнового фронта, отраженного от экспериментальной голограммы и проведена их математическая обработка. Фазовые карты также показали погрешность изготовления. Проведено сравнение данных полученных с помощью измерения положения меток и данных, полученных с помощью интерферометра.

Ключевые слова: круговая лазерная записывающая система, компьютерно-синтезированные голограммы, контроль качества.

Работа выполнена в ИАиЭ СО РАН, лаборатория дифракционной оптики.

Научный руководитель: **Полещук А. Г.**, д. т. н., заведующий лабораторией.

Введение

Компьютерно-синтезированные голограммы (СГ) являются необходимым компонентом в высокоточной оптике, лазерной технике, измерительной технике, оптической связи и др. Их привлекательность заключается в том, что они могут преобразовывать заданный волновой фронт в практически любой другой. Это свойство, в частности, широко применяется при контроле формы поверхности больших асферических зеркал телескопов.

Для решения подобных задач обычно используются теневые или интерференционные методы. В последнем случае волна, отраженная от контролируемого зеркала (или прошедшая через линзу, для линзовых устройств) сравнивается с эталонной волной – плоской или сферической. При этом регистрируется интерференционная картина между эталонной и контролируемой волной в бесконечной полосе. При совпадении волновых фронтов, интерференционная картина представляет поле однородной яркости. Небольшие различия в форме волновых фронтов (что соответствует изменению разности фаз между интерферирующими волнами) будут проявляться в изменении яркости в соответствующих областях изображения. Современные методы, в принципе, позволяют регистрировать различия волновых фронтов на уровне менее $10^{-3}\lambda$, где λ – длина волны используемого когерентного источника света.

Для создания эталонной волны могут успешно использоваться синтезированные голограммы. Однако, при изготовлении СГ не всегда можно проверить точность создаваемого волнового фронта, поскольку не существует необходимого эталона. Для решения данной задачи в лаборатории дифракционной оптики ИАиЭ СО РАН был разработан «метод нанесения меток», заключающийся в том, что в процессе изготовления, одновременно с записью СГ проводится запись меток, а после окончания процесса, производится их изучение. При обнаружении сдвига контрольных меток от начального положения можно построить график погрешности СГ (а значит и искажения волнового фронта) от координаты записи.

Изготавливаются СГ несколькими способами: оптический, алмазное точение, запись сканирующим сфокусированными электронными или лазерными пучками. Первый метод

Исследование контроля погрешности изготовления дифракционных элементов на основе синтезированных голограмм

использовался на ранних этапах развития дифракционной оптики, и широко используется и по сей день. Алмазное точение – высокоточный метод, который применяется и в настоящее время и позволяет изготавливать СГ на поверхностях металлов и кристаллов. Сканирующий метод является наиболее универсальным. Сфокусированный электронный или лазерный пучок сканирует светочувствительную поверхность подложки будущей СГ. После химической или плазменной обработки экспонированных участков получается готовая СГ.

Цель работы заключалась в проверке точности «метода нанесения координатных меток», при контроле качества СГ. Голограммы были изготовлены с помощью круговой лазерной записывающей системы (КЛЗС) типа CLWS-300IAE, разработанной в ИАиЭ СО РАН. Данные исследования крайне важны, так как в области высокоточной оптики невозможно использовать приборы, не зная всех их характеристик.

Технология изготовления голограмм

При изготовлении СГ появляются неточности в нанесении дифракционных структур. Процесс изготовления голограммы длится порядка десяти часов и колеблется в зависимости от сложности рисунка, который необходимо нанести. Очень сложно поддерживать в течение такого времени параметры окружающей среды (например, температуру) в записывающей камере на постоянном уровне (± 0.1 С). Поэтому, несмотря на терморегуляцию и вибрационную защиту, происходит тепловой дрейф записывающей головки лазера, колебание всей установки, изменение длины гранитного основания КЛЗС. Температурный коэффициент линейного расширения гранита составляет $\alpha(T = 20 \text{ С}) = 8 \cdot 10^{-6} \text{ С}^{-1}$. При размере СГ 200 мм и уходе температуры на 0.1°С , погрешность будет составлять 0.16 мкм. В погрешность так же входит неточное определение центра координат, угла поворота и перемещения пишущей головки по радиусу. Все это понижает качество изготовления голограмм. Поэтому надо точно знать возникающие при записи погрешности, чтобы в дальнейшем их можно было учесть.

Одним из способов проверки сферической оптики на точность является ее проверка эталонным объективом в интерферометре. Но зачастую изготавливаемые голограммы, не имеют эталона, позволяющего проверить не сферичность волнового фронта. Поэтому был разработан «метод нанесения координатных меток», основанный на формировании при изготовлении СГ специальных меток. Метки представляют собой структуру из двух рядов полос с периодом, например, 2 мкм. Они записываются перед записью голограммы (рис. 1, а). Третий средний ряд полос записывается вместе с записью голограммы (рис. 1, б). На рис. 1, в представлен характерный вид реальной метки на фоне записанной голограммы. Характерные размеры метки составляют 30×30 мкм. Время записи одной метки составляет около 3 с, а запись 14 меток, использовавшихся в данной работе, около 42 с. Зная величину характерного дрейфа КЛЗС около 1 мкм за 2,5 часа работы, можно сказать, что величина дрейфа нанесения всех меток будет около 4 нм. Это много меньше требуемой точности записи (50 нм). Таким образом, можно считать, что координатные метки записываются без погрешностей.

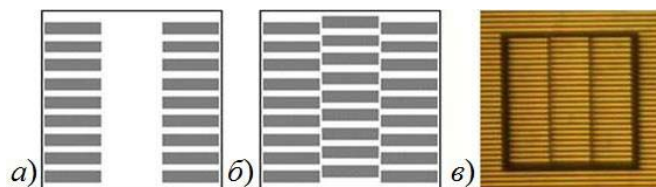


Рис. 1. Схематичное изображение метки: а) – до записи голограммы; б) – после записи голограммы; в) микрофотография метки на фоне СГ.

Запись СГ проводится в полярной системе координат, так же, как запись CD-диска. После каждого оборота шпинделя, управляющий компьютер изменяет радиус записи, постепенно двигаясь к центру пластинки, нанося дифракционную структуру, а когда доходит до меток, то заполняет пустое место. Таким образом, по окончании записи, в местах нанесения меток имеется три ряда полос. Две крайние из них идут без смещения относительно друг

друга, а средний ряд может быть сдвинут. Измеряя этот сдвиг, можно определить погрешность изготовления на данном радиусе. Проведение этой процедуры на всех метках позволяет определить погрешность записи на всей голограмме.

Экспериментальная часть

В эксперименте исследовалось, является ли предложенный метод контроля точности записи пригодным для практического применения при изготовлении СГ. Для этого, результаты по исследованию смещения меток необходимо было сверить с какими-либо эталонными измерениями. Для этого СГ была записана на оптической подложке в виде отражающей зонной пластинки Френеля, которая является аналогом сферического зеркала. Параметры зонной пластики были следующие: диаметр подложки 40 мм; материал – ситал; диаметр зонной пластинки 32 мм; радиус кривизны 25 мм; дифракционная структура – хром. Фотография СГ формирующая сферический волновой фронт показана на рис. 2.



Рис. 2. Голограмма

Использование СГ в виде зонной пластинки дает возможность использовать ее как эталон для измерения на интерферометре Физо. В ходе экспериментов были проведены измерения волнового фронта, отраженного и дифрагированного от голограммы. Измерения проводились, как по схеме со сферическим зеркалом (для определения сферических aberrаций), так и по схеме с плоским зеркалом, чтобы учесть влияние кривизны подложки. Получены данные приведенные на рис. 3. На рис. 3, а показан один из 6 результатов измерения кривизны подложки плоским эталоном. На рис. 3, б – результат измерения кривизны сферического фронта, а на рис. 3, в его усредненное значение. На изображении рис. 3, г дана итоговая карта погрешностей, полученная вычитанием из усредненного сферического фронта плоского. В итоге была построена карта aberrаций изготовленной СГ с вычетом искажений подложки. Справа от каждого изображения на рис. 3 дана шкала искажения фронта в долях длины волны. В нашем случае $\lambda = 632.8$ нм. Сечения карты погрешностей по (x, y) приведены на рис. 4.

Во второй части эксперимента с помощью микрофото съемки на микроскопе модели Axio Imager.D1m с установленной камерой moticam 5000 было определено положение всех

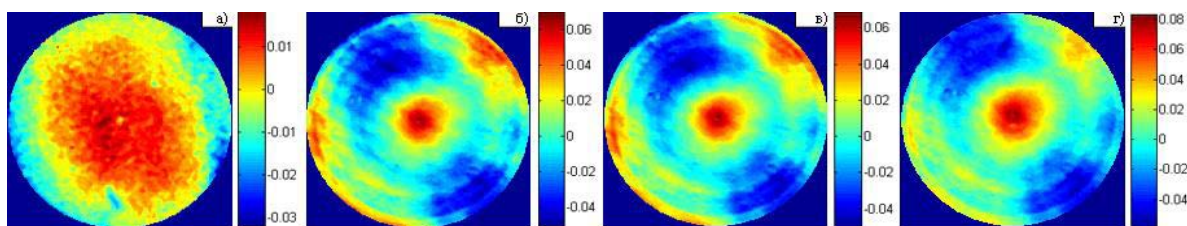


Рис. 3. Карта погрешностей голограммы

14, использовавшихся в наших экспериментах меток. На рис. 5 схематично показано расположение меток. Полученные микрофотографии меток были откадрированы и приведены к виду, как показано на рис. 6 (правые изображения для каждой метки).

Левые изображения структуры были обработаны как интерферограммы, что позволило получить распределение сдвига фазы по изображению (правые изображения). Усреднив полученные значения вдоль вертикальной оси, и зная период решетки ($T = 2$ мкм), были получены смещение средней линии относительно крайних. На рис. 5 также приведены данные по каждой метке.

Данные полученные по микрофотографиям сравнивались с рассчитанными по карте aberrаций (рис. 3, г). Для этого были выбраны результаты, соответствующие положению ме-

Исследование контроля погрешности изготовления дифракционных элементов на основе синтезированных голограмм

ток. Погрешность волнового фронта описывается соотношением $W = N\lambda\delta / T$ [2], откуда для погрешности записи имеем $\delta = WT / N\lambda$. Здесь T – период дифракционной структуры от (r, φ) , который зависит только от радиуса; N – порядок дифракции, при котором проводились наблюдения. В нашем случае $N = 3$.

Итоговые результаты приведены на рис. 7, а. Здесь представлены результаты погрешности записи δ , полученные обоими методами. Их совпадение означало бы успех эксперимента. Однако, как видно из графиков, погрешности не совпали. Хотя полученные значения находятся близко. Причиной этому может быть, например, то, что при записи центр голограммы был сдвинут приблизительно на 100 нм. Если учесть возможное смещение (рис. 7, б), то можно наблюдать гораздо лучшее совпадение результатов, полученных обоими методами. Наблюдается общая тенденция уменьшения ошибки записи с увеличением радиуса. Однако полученная точность недостаточна для положительного результата, а значит, эксперимент стоит повторить, с учетом накопленных ошибок.

Еще одной из причин зарегистрированных погрешностей записи может быть то, что при снятии данных с интерферометра, программа автоматически вычитает сферический фронт волны. Поскольку это происходит в автоматическом режиме, могут наблюдаться ошибки, приводящие к наблюдаемым последствиям.

Выводы

Получены результаты экспериментального исследования метода контроля точности изготовления СГ. В процессе выполнения работы, было проведено микрофотографирование и анализ записанных меток изготовленной экспериментальной СГ. Анализ положения меток показал наличие погрешности записи СГ. С помощью лазерного интерферометра Физо были зарегистрированы интерферограммы и фазовые карты волнового фронта, отраженного от изготовленной экспериментальной СГ. Фазовые карты также показали погрешность изготовления данной СГ. Сравнение данных полученных этими двумя методами показало их несовпадение. Это говорит о том, что эксперимент нужно повторять при других условиях, используя другие характеристики карты волнового фронта.

Литература

1. А.Г. Полещук, Р.К. Насыров, А.Е. Маточкин, В.В. Черкашин, В.Н. Хомутов Лазерная интерферометрическая система для производственного контроля оптических изделий. Институт автоматизации и электротехники СО РАН.

2. А. Г. Полещук, В. П. Коронкевич, В. П. Корольков, А. А. Харисов, В. В. Черкашин Синтез дифракционных оптических элементов в полярной системе координат: погрешности изготовления и их измерение. (Новосибирск) 1997 №6 УДК 535.4 : 621.317

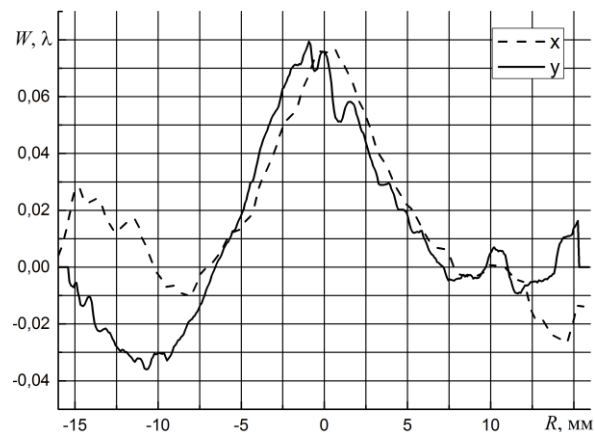


Рис. 4. Сечение карты волнового фронта

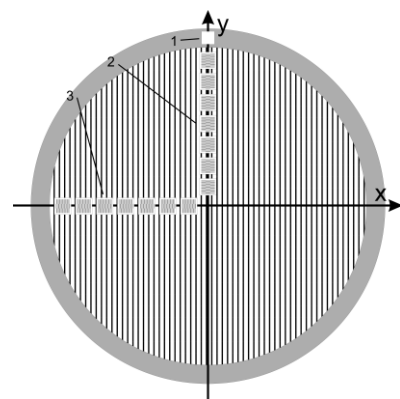


Рис. 5. Расположение меток на СГ: 1 – метка, указывающая верх СГ, 2 – метки по оси y, 3 – метки по оси x

Литвинцев А. С.

3. А. Г. Полещук, В. П. Корольков, В. В. Черкашин, С. Райхельт, Дж. Бёдж Методы минимизации ошибок прямой лазерной записи дифракционных оптических элементов. (Новосибирск, Россия - Туссон, США – Штутгарт, Германия) 2002, том 38 № 3

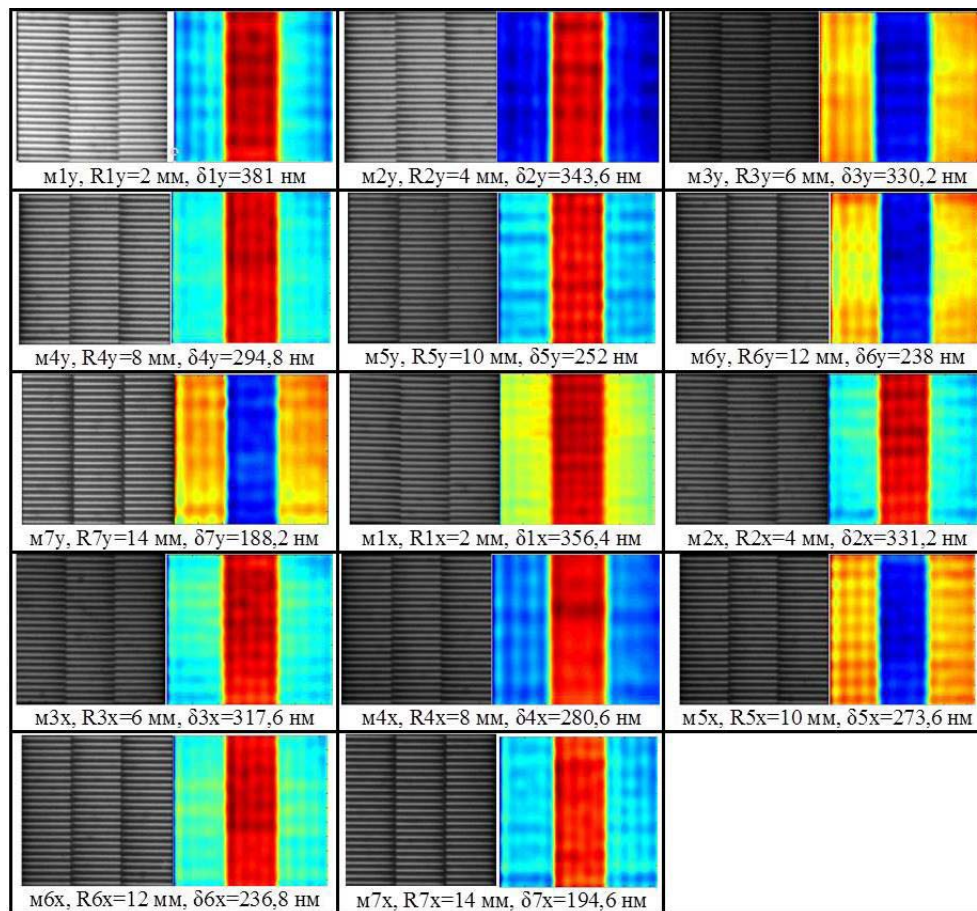


Рис. 6. Микрофотографии меток и распределение сдвига фазы по изображению

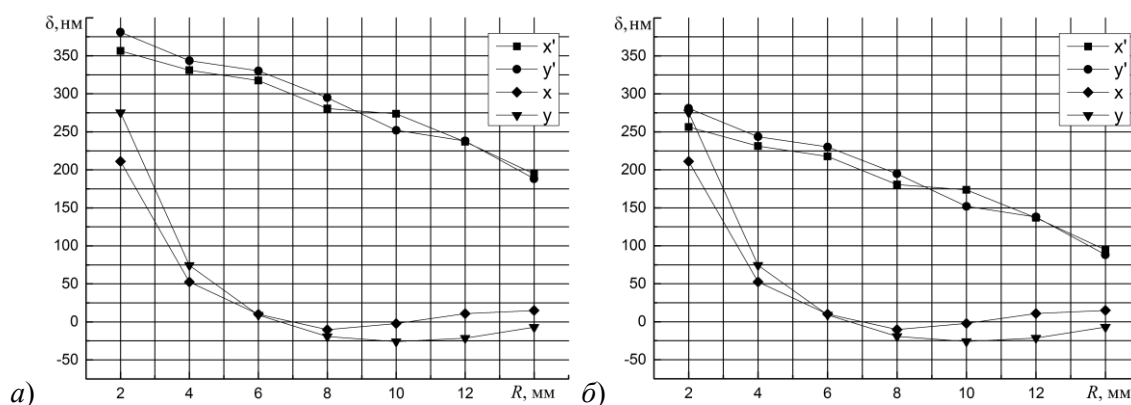


Рис. 7. Графики погрешностей записи СГ: а) исходные графики; б) графики с корректировкой смещения. x , y – погрешности, полученные сечением карты волнового фронта; x' , y' – погрешности, рассчитанные по положению меток

Мельников А. Д., группа № 14362

ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕГОМОГЕНИЗИРОВАННОГО МОЛОКА ПО ОДНОВРЕМЕННО ИЗМЕРЕННОМУ СВЕТОРАССЕЯНИЮ НА ДВУХ ДЛИНАХ ВОЛН

В работе с помощью сканирующей проточной цитометрии были определены размеры и показатели преломления жировых частиц молока. Измерены индикатрисы светорассеяния для отдельных частиц на двух длинах волн. В качестве оптической модели описания частиц была использована сфера. Разработанный метод был применен к образцам необработанного (негомогенизированного) молока.

Ключевые слова: сканирующий проточный цитометр, светорассеяние на сфере, теория Ми, размер и показатель преломления жировых частиц молока.

Работа выполнена в лаборатории цитометрии и биокинетики ИХКГ СО РАН.

Научный руководитель: **Строкотов Д. И.**, к. ф.-м. н., н. с. ИХКГ СО РАН.

Введение

В работе демонстрируется применимость сканирующей проточной цитометрии для характеристики жировых частиц молока (ЖЧМ) по их размеру и показателю преломления. ЖЧМ оказывают влияние на различные области здоровья человека, от ожирения до механизма апоптоза (регулируемый процесс программируемой клеточной гибели). Они являются источником незаменимой полиненасыщенной жирной кислоты и некоторых жирорастворимых витаминов, например, витамина А. Поверхность частиц окружена мембраной, состоящей преимущественно из биоактивных молекул, таких как протеины, фосфолипиды и т. д. Поэтому площадь поверхности является одной из важнейших характеристик ЖЧМ.

Стерилизованное молоко и сливки при хранении дают отстой, который постепенно настолько уплотняется, что его иногда трудно и даже невозможно равномерно размешать с остальной массой. Эти и другие недостатки существенно снижаются в результате гомогенизации. В результате происходит дробление жировых частиц до размеров почти неуловимых при самом сильном увеличении микроскопа. Такие мелкие ЖЧМ, имея по отношению к своему весу и объему очень большую поверхность, испытывают сопротивление трения, препятствующее их всплыванию. Поэтому гомогенизированное молоко и сливки не дают отстоя. Облегчается процесс их усваивания организмом. Кроме того, гомогенизация, способствует при производстве кисломолочных продуктов повышению прочности и улучшению консистенции белковых сгустков исключению образования жировой пробки на поверхности продукта. Таким образом, гомогенизация повышает потребительские качества продукции и позволяет регулировать свойства сырья и готовой продукции.

К установкам, предназначенным для диспергирования молочной продукции, относятся: клапанные и ротационные гомогенизаторы, обеспечивающие ультразвуковую и электрогидравлическую гомогенизацию; быстроходные механические мешалки; гидродинамические ультразвуковые аппараты; кавитационные и суперкавитирующие динамические смесители-эмульсоры; центробежные струйные гомогенизаторы. Наиболее распространенными и эффективными являются клапанные гомогенизаторы для молока высокого давления. На рис. 1 в упрощенном виде приведена одна из самых распространенных схем клапанного гомогенизатора. В данной схеме нагретое молоко под высоким давлением (до 100-120 атм.) проходит через ступенчатый клапан. В результате трения и резкого перепада давления происходит дробления ЖЧМ.

Гомогенизация, как правило, двухступенчатый процесс. На первой стадии молоко проталкивается сквозь трубки малого диаметра или поры под действием высокого давления. Чем

Мельников А. Д.

выше давление, тем меньше получаются жировые частицы. В некоторых гомогенизаторах давление может превышать атмосферное в 1000 раз. До гомогенизации размер жировых частиц варьируется в пределах от 1 до 10 мкм, после гомогенизации – от 0.2 до 2 мкм. Мембрана образованных ЖЧМ включает в себя фрагменты сыворотки и казеина. Некоторые из них полностью окружены слоем белка, такие ЖЧМ имеют тенденцию слипаться. Второй этап процесса гомогенизации направлен на предотвращение слипания.

Очевидно, что необходимы методы контроля качества гомогенизации молока. Изучение ЖЧМ началось в 1674 году, когда Ван Левенгук наблюдал их, используя простейший световой микроскоп. С тех пор их физические и коллоидные свойства изучаются с помощью различных физических методов. К ним относятся и методы, основанные на использовании проточной сканирующей цитометрии.

Проточная цитометрия – метод исследования размеров, формы и показателя преломления частиц по рассеянию излучения под малыми углами в диапазоне $\theta = 0^\circ - 10^\circ$, светорассеяния под углом $\theta = 90^\circ$ и флуоресценции. Данный метод применяется при изучении широкого класса биологических клеток. Сканирующий проточный цитометр отличается от проточного цитометра тем, что дает больше информации о клетке за счет измерения светорассеяния в более широком диапазоне $\theta = 5 - 120^\circ$. Наиболее важное применение сканирующей цитометрии относится к характеристике морфологии биологических клеток, в частности клеток крови. В настоящее время сканирующий проточный цитометр позволяет характеризовать отдельные несферические и неоднородные частицы со скоростью 1000 частиц в секунду. Размеры отдельных сферических частиц могут быть измерены с точностью до 5 нм.

В классических цитометрах светорассеяние измеряется на одной длине волны. Цитометр использовавшийся в нашей работе, позволяет измерять светорассеяние частицы одновременно на двух длинах волн. Это принципиально, например, для определения в одной пробе характеристик эритроцитов и микрочастиц крови, так как для измерения рассеяния на эритроцитах необходимо отстроится от полосы поглощения гемоглобина ($\lambda = 400 - 440$ нм), а для достижения максимальной чувствительности в измерении микрочастиц крови необходимо максимально подойти к фиолетовой границе видимой области спектра.

Принцип работы сканирующего проточного цитометра

Основная идея проточных цитометров заключается в измерении различных характеристик одиночных частиц. Для этого с помощью системы гидрофокусировки (гидрофокусирующей головки) создается два ламинарных потока. Внутренний поток представляет собой пробу с измеряемыми объектами. Типичное значение диаметра внутреннего потока $d = 10$ мкм, скорость частиц порядка $v = 1 - 4$ м/с [1]. Внешний состоит из дистиллированной и отфильтрованной воды. Эта система обеспечивает возможность облучения лазером одиночных частиц. В последствии происходит регистрация сигналов светорассеяния и флуоресценции измеряемых объектов.

Схема оптической системы сканирующего проточного цитометра, который использовался в данной работе, представлена на рис. 2. Лазер 1 излучает на длине волны $\lambda = 660$ нм, лазер 2 на $\lambda = 405$ нм. После прохождения дихроичного фильтра, который пропускает излучение с $\lambda = 660$ нм и отражает с $\lambda = 405$ нм, лучи объединяются в один. Этот луч направляется коаксиально потоку частиц с помощью линзы 1 через отверстие в зеркале 3. В оптической

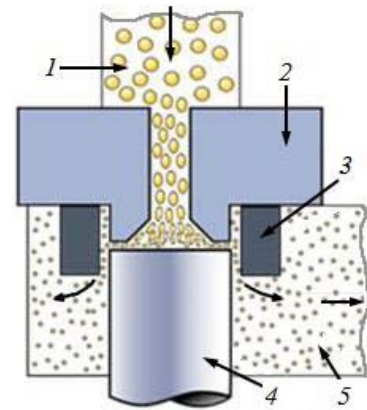


Рис. 1. Схема гомогенизатора: 1 – негомогенизированное молоко; 2 – седло; 3 – регулировочное кольцо; 4 – клапан; 5 – гомогенизированный продукт

Измерение оптических характеристик негомогенизированного молока по одновременно измеренному светорассеянию на двух длинах волн

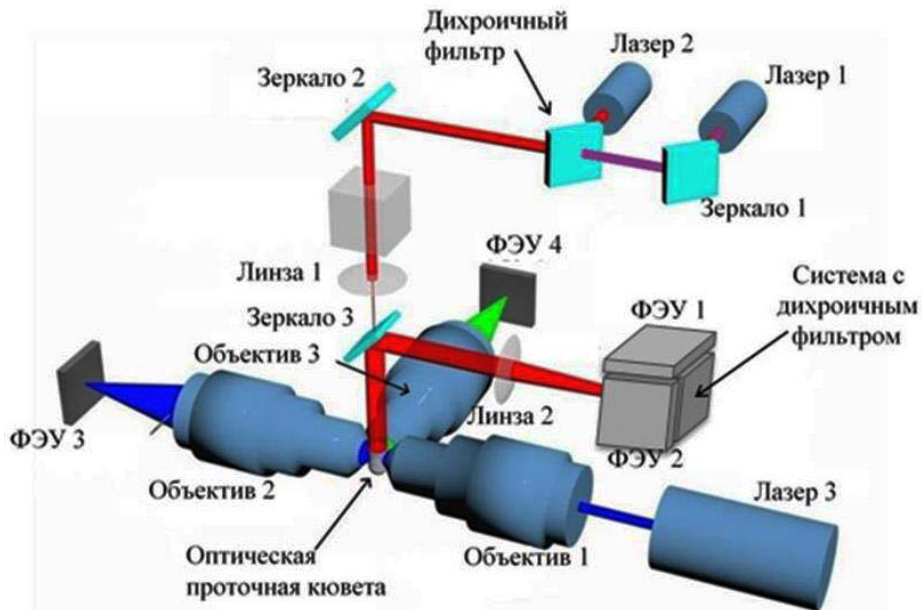


Рис. 2. Схема оптической системы сканирующего проточного цитометра

проточной кюветы луч рассеивается измеряемыми частицами. Рассеиваемое излучение отражается от зеркала 3, проходит через линзу 2, попадает в систему с дихроичным фильтром, которая направляет излучение с $\lambda = 660$ нм на ФЭУ 1, а излучение с $\lambda = 405$ нм на ФЭУ 2.

Данная оптическая система также позволяет измерять светорассеяние под углом $\theta = 0^\circ$ и флуоресценцию. Для этого установлен лазер 3 с $\lambda = 488$ нм и оптическая система с объективами 1, 2, 3. ФЭУ 3 регистрирует светорассеяние под углом $\theta = 0^\circ$, а ФЭУ 4 регистрирует флуоресценцию. В данной работе светорассеяние под углом $\theta = 0^\circ$ и флуоресценция не исследовались, а лазер 3 и ФЭУ 3 служили для регистрации момента пролета частицы.

Основными преимуществами проточных цитометров являются короткое время измерения (достигает сотен тысяч частиц в минуту), возможность измерения параметров редко встречающихся клеток и возможность измерять индикатрису одиночной частицы в полярных углах θ от 5° до 120° с интегрированием по азимутальному углу от 0 до 360° . Высокая скорость накопления данных позволяет измерять большое количество частиц, что дает высокую статистическую достоверность результатов.

На рис. 3, а приведена фотография оптической кюветы, а на рис. 3, б – упрощенная схема ее функционирования. Основанием кюветы является сфера с высоким коэффициентом отражения. На частицы, пролетающие по капилляру кюветы, направлено излучение двух лазеров (лазеры 1 и 2 на рис. 2). Рассеянный частицей свет отражается от сферического зеркала и поступает на фотоэлектронные умножители. При этом регистрируется только то излучение, которое отразилось от зеркала параллельно оси потока. Для любой точки потока внутри рабочей зоны существует определенный угол рассеяния θ , для которого рассеянный частицей свет отразится параллельно оси потока. Начало записи интенсивности рассеянного излучения, регистрируемого ФЭУ 1 и ФЭУ 2, синхронизируется сигналом с ФЭУ 3, регистрирующего излучение от частицы при ее прохождении пучка "триггерного" лазера 3. Этот же сигнал позволяет отбраковывать случаи одновременного прохождения двух и более частиц через рабочую область.

Однозначная связь местоположения частицы и угла рассеяния света, позволяет восстановить зависимость интенсивности рассеянного света I от угла θ . Такая зависимость называется индикатрисой светорассеяния, которая определяется морфологическими свойствами частицы. Она сильно зависит от формы, размеров, показателя преломления и т. д. Решение об-

Мельников А. Д.

ратной задачи светорассеяния позволяет получить размер, показатель преломления частицы и другие ее характеристики. Связь местоположения частицы l и угла рассеяния θ описывается передаточной функцией. Для данной оптической системы она имеет вид: $l = -R[1 - \sin(\beta/2)/\sin\beta] - d(\text{ctg}\theta - \text{ctg}\beta)/2$, где $\beta = \arccos(n_0/n_1 \cos\theta)$, n_0 – показатель преломления жидкости внешнего потока, n_1 – показатель преломления кварца, d – диаметр капилляра, R – радиус сферического зеркала [2].

Оптическая модель жировых частиц молока

Оптическая модель частицы формируется, как правило, на основе микроскопических исследований. Эти исследования показали, что для методов, разрешение которых составляет 300-400 нм, в качестве модели ЖЧМ можно использовать сферу. На самом деле, ЖЧМ немного асферичны: это можно увидеть на конфокальном микроскопе, разрешение которого составляет порядка 150 нм. В частности, анализ конфокальных изображений ЖЧМ показал, что отношение осей ЖЧМ варьируется в диапазоне от 1 до 1.3, что особенно заметно у больших частиц [3]. В данной работе из-за трудности решения обратной задачи светорассеяние для несферических частиц использовалась модель сферы. Светорассеяние на сферических частицах описывается теорией Ми.

Теория светорассеяния была независимо разработана Лоренцом в 1890 году и Густавом Ми в 1908 году. Основой теории являются уравнения Максвелла, которые используются для получения волнового уравнения в сферических координатах (r, θ, φ). На волновое уравнение накладываются граничные условия на поверхности сферы. В итоге получают разделяющиеся уравнения в частных производных. Их решение выражается бесконечной суммой произведения ортогональных многочленов, включающих синус и косинус (выражают зависимость от угла φ), сферические функции Бесселя (зависимость от r), многочлены Лежандра (зависимость от угла θ). Зависимость компонент падающего и рассеянного полей параллельных и перпендикулярных плоскости падения определяется формулой:

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix} = \frac{\exp(-ik(r-z))}{-ikr} \begin{pmatrix} S_2 & 0 \\ 0 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix},$$

где $E_{\parallel s}, E_{\perp s}$ – компоненты рассеянного поля соответственно параллельное и перпендикулярное плоскости падения, $E_{\parallel i}, E_{\perp i}$ – компоненты падающего поля, S_1 и S_2 – функции, однозначно определяемые размером, показателем преломления сферической частицы и точкой наблюдения рассеянного поля [4].

Таким образом, имеется возможность промоделировать индикатрису светорассеяния для сферических частиц с различными размерами d и показателями преломления n . Перебирая теоретические индикатрисы, можно найти ту, которая более точно описывает экспериментальную. Это позволяет восстановить d и n частицы по индикатрисе, используя процеду-

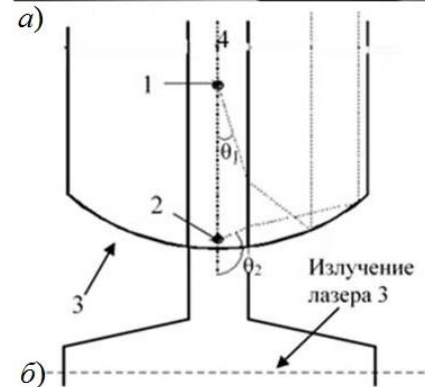
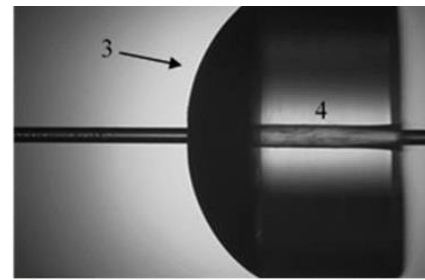


Рис. 3. Фотография (а) и упрощенная схема функционирования оптической кюветы (б): 1, 2 – частицы пролетающие через капилляр; 3 – сферическое зеркало; 4 – капилляр

Измерение оптических характеристик негомогенизированного молока по одновременно измеренному светорассеянию на двух длинах волн

ру фитинга. Пример результатов данной процедуры для частиц полистирола с $d = 3.013$ мкм, $n = 1.5806$ дан на рис. 4.

Жировые частицы натурального молока покрыты тонкой мембраной толщиной порядка 10 нм, характеристики которой сильно отличаются от молочного жира. Показатель преломления мембраны выше показателя преломления молочного жира и составляет $n_2 \approx 1.58$. Чтобы оценить возможное увеличение показателя преломления, воспользуемся формулой Максвелла-Гарнета (известная также как формула Вигнера-Вагнера), которая используется для определения эффективной диэлектрической проницаемости неоднородных сред [5]:

$$\frac{\varepsilon_{\text{эфф}} - \varepsilon_1}{\varepsilon_{\text{эфф}} + 2\varepsilon_2} = \frac{V_2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{V(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1)},$$

где $\varepsilon_{\text{эфф}}$ – эффективная диэлектрическая проницаемость, ε_1 – диэлектрическая проницаемость ЖЧМ в отсутствии мембраны, ε_2 – диэлектрическая проницаемость мембраны, V_2 – объём мембраны, V – полный объём частицы. На рис. 5 показано возможное увеличение показателя преломления $n = \varepsilon^{1/2}$ при уменьшении диаметра жировой частицы.

Результаты экспериментов и выводы

Необработанное молоко было приобретено у местного производителя (Новосибирск). Были измерены индикатрисы светорассеяния жировых частиц данного молока одновременно на двух длинах волн. Использовались лазеры с $\lambda = 660$ нм и $\lambda = 405$ нм. В дальнейшем проба с молоком в течение минуты была обработана (гомогенизирована) в ультразвуковой ванне. В результате, часть слипшихся частиц распалась. Жировые частицы, обработанного в ультразвуковой ванне молока, были снова исследованы с помощью цитометра. Для достоверности результата молоко было повторно обработано в ультразвуковой ванне и исследовано с помощью цитометра. Для каждой полученной индикатрисы рассеяния методом наименьших квадратов подобрана теоретическая индикатриса рассеяния, которая однозначно задается показателем преломления и размером сферической частицей.

По полученным данным построены карты распределения показателя преломления n и диаметра d ЖЧМ одновременно на двух длинах волн 660 нм и 405 нм (рис. 6). Это позволило сравнить применимость метода для разных длин волн.

Как видно из карт распределений для $\lambda = 660$ нм, показатель преломления уменьшается с увеличением диаметра. Характер спада совпадает с теоретически предсказанным по формуле Максвелла-Гарнета. Это подтверждает применимость сферы, как оптической модели ЖЧМ при $\lambda = 660$ нм. Использование лазера с $\lambda = 405$ нм дает больший разброс в показателе преломления при фиксированном размере частиц, чем при $\lambda = 660$ нм. Это объясняется тем, что при уменьшении λ возрастает чувствительность к малым искажениям ЖЧМ от сферической формы. Тем самым для определения показателя преломления целесообразней использовать излучение с большей длиной волны при изучении частиц с отклонениями

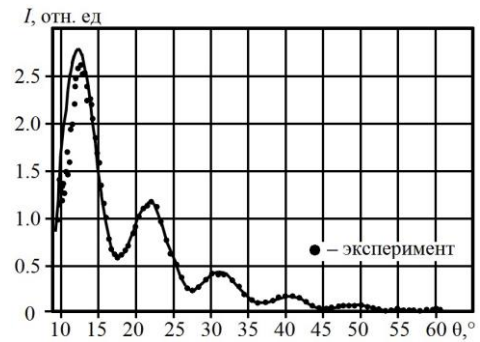


Рис. 4. Пример экспериментальной и подобранной для нее теоретической индикатрисы светорассеяния

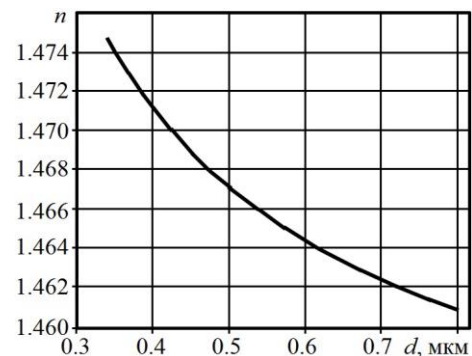


Рис. 5. Возможное увеличение показателя преломления: $n_1 = 1.45$; $n_2 = 1.58$; толщина мембраны 20 нм

Мельников А. Д.

от выбранной оптической модели.

Гомогенизация молока в ультразвуковой ванне заметно уменьшила количество ЖЧМ, диаметр которых был выше 1.5 мкм. Повторная обработка не привела к заметным изменениям. Таким образом, даже недолговременная обработка молока в ультразвуковой ванне приводит к заметным уменьшениям диаметра ЖЧМ.

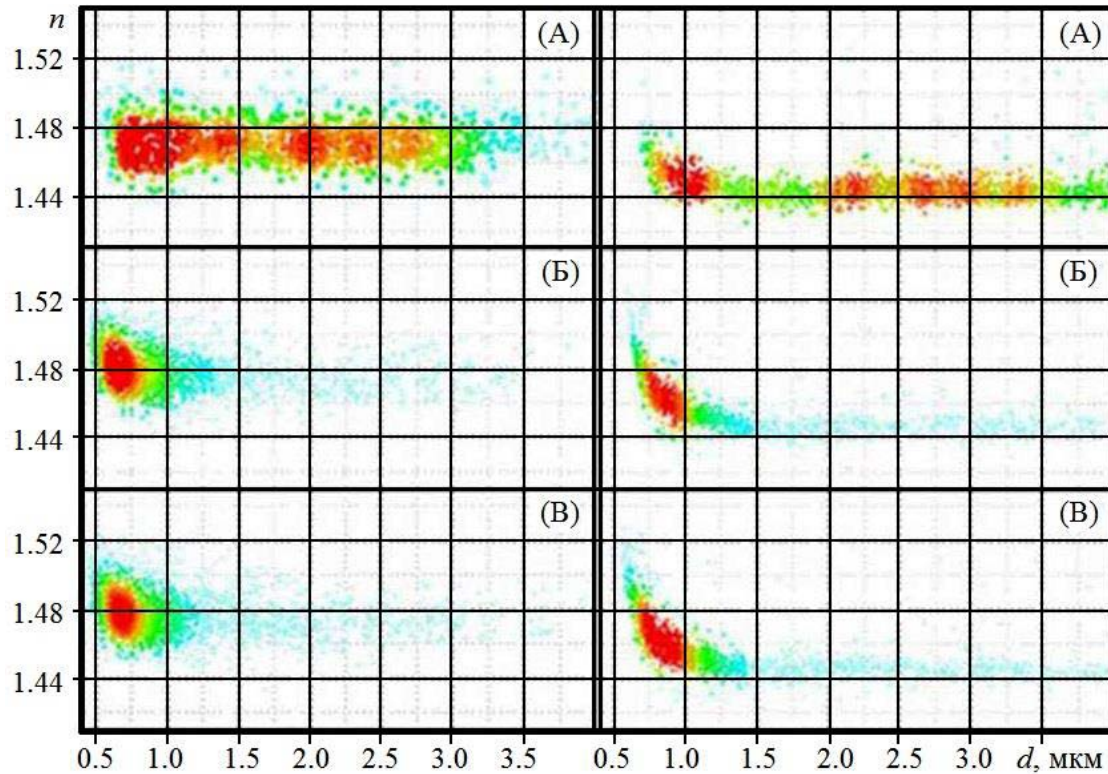


Рис. 6. Карты распределения по показателю преломления и диаметру: слева при $\lambda = 405$ нм; справа – при $\lambda = 660$ нм; (А) – необработанное молоко (Б) – молоко, обработанное в ультразвуковой ванне, (В) – повторно обработанное (области с наибольшей плотностью изображения соответствуют большей плотности экспериментальных точек)

Литература

1. Родионов А.А. Характеризация жировых частиц молока методом сканирующей точной цитометрии. Новосибирск, 2015 г.
2. Строкотов Д. И. Изучение характерных особенностей морфологии лимфоцитов по светорассеянию. Новосибирск, 2006 г. С. 16 – 23.
3. Garcia, C., Antona, C., Robert, B., Lopez, C., Armand, M. (2014). The size and interfacial composition of milk fat globules are key factors controlling tri-glycerides bioavailability in simulated human gastro-duodenal digestion // *Food Hydrocolloids*, 35, 494–504.
4. Maltsev V. P., Semyanov K. A. *Characterisation of Bio-Particles from Light Scattering* // Utrecht: VSP, 2004.
5. Ефимов А.П., Постников Е.С. Физические основы и формализм оптики и спектроскопии оптических материалов. СПб, 2015 г.

Овчеренко С. С., группа № 14352

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ СТАЦИОНАРНОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ InSb/AlAs ГЕТЕРОСТРУКТУР

В данной работе исследуется влияние неоднородностей состава твердого раствора на энергетический спектр квантовой ямы, сформированной в гетеросистеме InSb/AlAs. Методом исследования энергетического спектра была взята спектроскопия стационарной фотолюминесценции. Был проведен ряд измерений фотолюминесценции от мощности излучения возбуждаемых фотонов. В результате эксперимента был выявлен «синий» сдвиг полосы фотолюминесценции от мощности излучения возбуждаемых фотонов.

Ключевые слова: полупроводниковая гетероструктура, квантовая яма, стационарная фотолюминесценция, энергетический спектр.

Работа выполнена в лаборатории № 37 Молекулярно-лучевой эпитаксии полупроводниковых соединений АЗВ5 ИФП СО РАН.

Научный руководитель: **Абрамкин Д. С.**, к. ф.-м. н., м. н. с., ИФП СО РАН.

Введение

В настоящее время прогресс твердотельной оптоэлектроники обусловлен главным образом разработками в области полупроводниковых гетероструктур пониженной размерности (ГС). Среди этих структур выделяют «двумерные» системы – квантовые ямы (КЯ) и сверхрешетки, «одномерные» – квантовые проволоки (КП) и «нульмерные» – самоорганизованные массивы квантовых точек (КТ). В данной работе рассматриваются в основном двумерные ГС с КЯ. Кристаллическое строение ГС определяет их энергетический спектр. На данный момент одними из наиболее изученных ГС являются КЯ GaAs/Al(Ga)As [1]. Эти КЯ характеризуются высоким качеством гетерограницы, что обусловлено низким рассогласованием параметров решеток (около 10^{-4} [2]) и отсутствием перемешивания материалов при росте. Однако известно множество гетеросистем, которые характеризуются как заметным рассогласованием параметров решетки, так и значительной степенью перемешивания материалов в ходе формирования ГС. К таким структурам относятся КЯ InAs/GaAs, Ge/Si, GaSb/GaAs и многие другие. Перемешивание материалов и образование твердого раствора приводит к образованию неоднородностей по составу, что, в свою очередь, ведёт к неоднородности электронных состояний в КЯ. В данной работе обсуждается влияние неоднородностей состава твердого раствора на энергетический спектр КЯ, в гетеросистеме InSb/AlAs. Данная гетеросистема примечательна тем, что: характеризуется гигантским рассогласованием параметров решеток (12,6% [2]) и наблюдается сильное перемешивание материалов и формирование КЯ из четверного твердого раствора $\text{In}_x\text{Al}_{(1-x)}\text{Sb}_y\text{As}_{(1-y)}$ ($x < 0.2$, $y < 0.3$) [3]. Поэтому такие КЯ являются модельным объектом для исследования влияния неупорядоченности на энергетический спектр.

В ходе проведённых исследований было показано, что неоднородности состава твердого раствора $\text{In}_x\text{Al}_{(1-x)}\text{Sb}_y\text{As}_{(1-y)}$ /AlAs КЯ ведёт к формированию флуктуационных «хвостов» плотности состояний и «синему» смещению полосы люминесценции при увеличении плотности мощности оптического возбуждения.

Методические вопросы исследования

Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs ориентации (001). На буферном слое GaAs выращивался слой AlAs толщиной 50 нм при температуре подложки 620°C. Затем рост прекращался и температура подложки снижалась до 480°C. Квантовые ямы формировались путём осаждения InSb, в количестве,

Овчеренко С. С.

эквивалентном 1 монослою вещества. После осаждения InSb КЯ заращивалась слоем AlAs толщиной 50 нм без изменения температуры подложки. Слой AlAs защищался от окисления слоем GaAs толщиной 20 нм.

Кристаллическое строение полученной InSb/AlAs ГС было исследовано методом сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (СПЭМ). Для получения изображений распределения химических элементов (химическое картирование) применялся энергодифракционный рентгеновский анализ. Исследования проведены с помощью микроскопа Titan 80-300 (FEI). Микроскопические изображения поперечного среза InSb/AlAs ГС с КЯ представлены на рис. 1, а, б. Вертикальной стрелкой обозначено направление роста ГС. Толщина квантовой ямы составляет около 2 нм, что существенно превосходит толщину одного монослоя вещества. Это указывает на значительное перемешивание материалов квантовой ямы и матрицы.

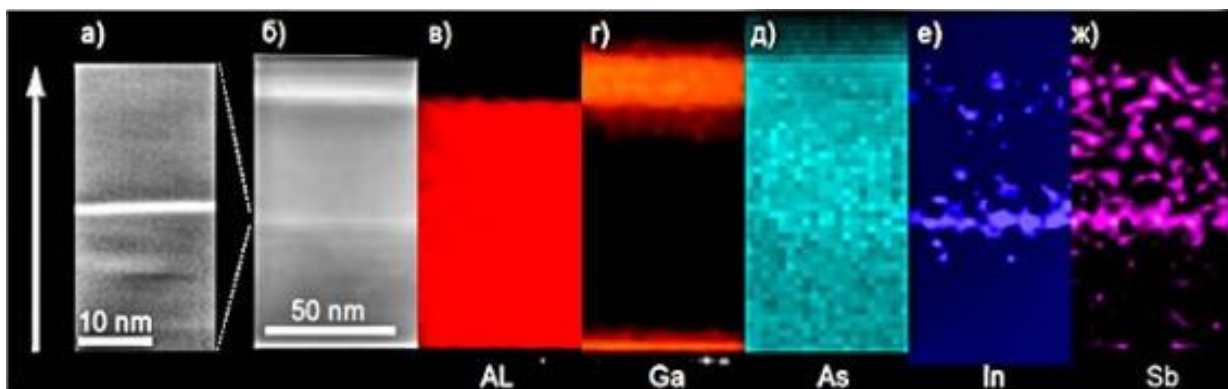


Рис. 1. Микроскопические изображения поперечного среза InSb/AlAs ГС с КЯ: а), б) изображение КЯ толщиной около 2 нм; в)-ж) пространственные распределения элементов в гетероструктуре: в) Al, г) Ga, д) As, е) In, ж) Sb

Пространственные распределения элементов в ГС представлены на рис. 1, в-ж. Видно, что в области КЯ присутствуют все четыре элемента Al, In, As и Sb. То есть квантовые ямы действительно состоят из четверного твёрдого раствора $\text{In}_x\text{Al}_{(1-x)}\text{Sb}_y\text{As}_{(1-y)}$. Причём Al и As в составе КЯ значительно больше, чем In и Sb. Это хорошо согласуется с данными изучения формирования самоорганизованных квантовых точек в гетеросистеме InSb/AlAs [3]. Видно, что In и Sb распределены по КЯ неоднородно.

Одним из основных методов исследования энергетического спектра полупроводниковых структур, в частности ГС, является спектроскопия стационарной фотолюминесценции (ФЛ). Метод ФЛ заключается в возбуждении неравновесных носителей заряда за счёт поглощения света и регистрации их рекомбинационного излучения. Процесс ФЛ представлен на рис. 2. Процесс ФЛ можно разделить на 3 этапа: возбуждение 1, энергетическая релаксация 2 и рекомбинация 3.

Рассмотрим режим возбуждения в широкозонную матрицу: поглощенные в ГС фотоны возбуждают электроны, находившиеся в валентной зоне, что приводит к их переходу в зо-

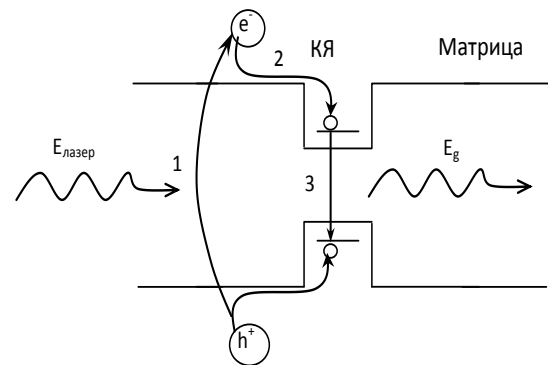


Рис. 2. Процесс фотолюминесценции в ГС с КЯ в режиме возбуждения в матрицу: 1 – поглощение фотона с образованием электрон дырочной пары, 2 – захват носителей заряда в КЯ, 3 – рекомбинация электрон-дырочной пары с испусканием фотона

Исследование спектров стационарной фотолюминесценции низкоразмерных InSb/AlAs гетероструктур

ну проводимости. Таким образом, в ГС рождаются электрон-дырочные пары. В режиме энергетической релаксации электроны и дырки заполняют наиболее энергетически выгодные состояния в ГС. После релаксации происходит рекомбинация электрон-дырочной пары с испусканием фотона. В исследуемом образце время рекомбинации значительно превышает время релаксации, за счет чего электрон-дырочные пары успевают перейти в основное энергетическое состояние, после чего рекомбинируют с испусканием фотона. Таким образом, регистрация спектров ФЛ позволяет получить информацию о распределении энергетических уровней, участвующих в рекомбинации. Поскольку энергетический спектр ГС определяется геометрическими параметрами ГС, составом материалов, из которых сформирована ГС, распределением деформаций в ГС, анализ спектров ФЛ позволяет исследовать кристаллическое строение ГС.

Схема установки для измерения спектров фотолюминесценции представлена на рис. 3. Исследуемый образец *1* помещался в криостат *2*. Положение образца фиксировалось при настройке лазера *3*. В криостате с помощью регулятора температуры *4* поддерживалась постоянная температура 5 К. Стационарная ФЛ возбуждалась излучением GaN лазерного диода *5* с энергией кванта 3,06 эВ. Плотность мощности излучения P , варьировалась в диапазоне $70 \text{ мкВт/см}^2 \div 2 \text{ Вт/см}^2$ при помощи градиентного нейтрального фильтра *6*. Спектры ФЛ анализировались с помощью спектрографа *7* Acton Advanced SP2500A и регистрировались ПЗС-камерой *8* с азотным охлаждением.

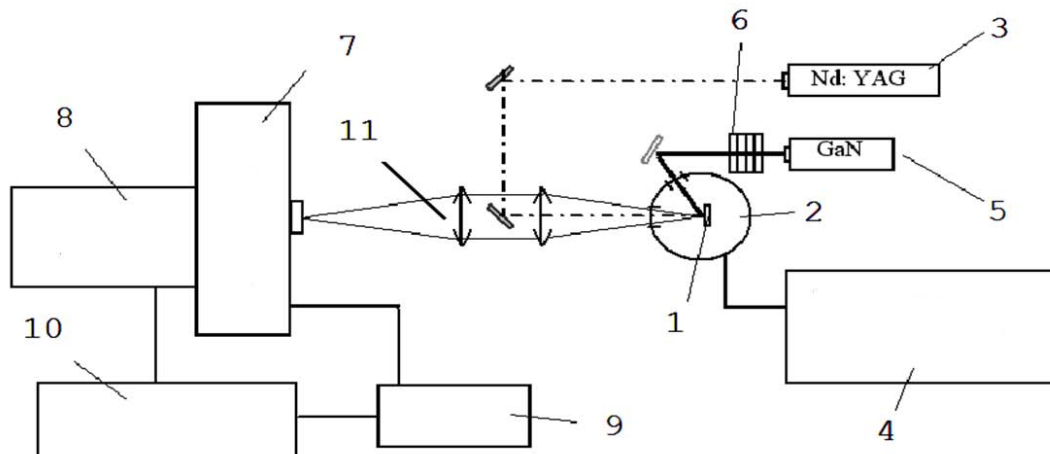


Рис. 3. Схема установки: *1* – исследуемый образец, *2* – криостат, *3* – лазер Nd:YAG, *4* – регулятор температуры, *5* – GaN лазерный диод, *6* – градиентный фильтр, *7* – спектрограф, *8* – ПЗС-камера, *9* – ЭВМ, *10* – контроллер, *11* – конденсор

Экспериментальные результаты

Результаты измерений низкотемпературных спектров стационарной ФЛ InSb/AlAs ГС с КЯ, при $T = 5 \text{ К}$ для различных значений плотности мощности излучения в диапазоне $P = 70 \text{ мкВт/см}^2 - 2 \text{ Вт/см}^2$, представлены на рис. 4. Как видно из рис. 4, *а*, в спектрах присутствует полоса, связанная с рекомбинацией носителей заряда в вантовой яме. При увеличении P происходит рост интенсивности ФЛ и смещение полосы в высокоэнергетическую область спектра. При минимальной используемой мощности излучения $P = 70 \text{ мкВт/см}^2$ фотолюминесценция характеризуется максимумом на энергии 1.77 эВ и шириной на полувысоте 150 мэВ. С ростом P интегральная интенсивность ФЛ меняется линейно. Зависимость положения максимума полосы ФЛ от P представлена на рис. 4, *б*. Видно, что зависимость носит логарифмический характер $\sim \ln(P/P_0)$.

Овчеренко С. С.

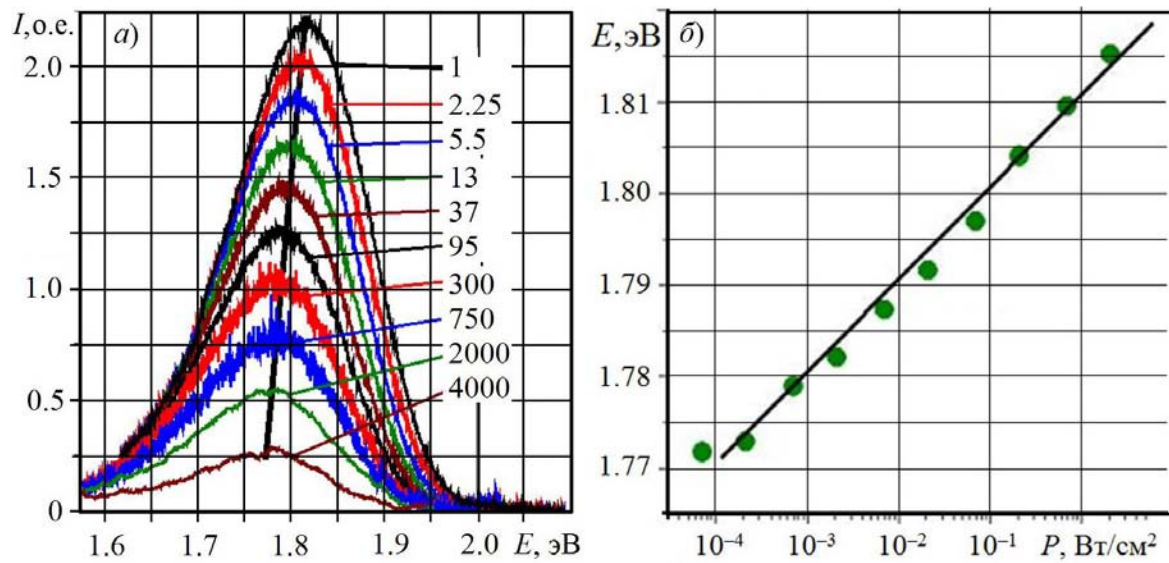


Рис. 4. Экспериментальные спектры фотолюминесценции, при $T = 5$ К, с масштабными коэффициентами умножения интенсивности кривых (а) и зависимость энергии максимума спектра E от мощности накачки (б)

Как показали исследования энергетического строения InSb/AlAs КЯ [3], такие КЯ характеризуются энергетическим спектром первого рода – носители заряда различных знаков локализованы внутри КЯ. Для хорошо изученных ГС GaAs/AlGaAs первого рода полоса ФЛ не смещается при изменении P в широких пределах (7 порядков величины) [1]. Известно, что в структурах с энергетическим спектром первого рода смещение полосы ФЛ может быть обусловлено исключительно заполнением энергетических состояний [4]. Неоднородности состава КЯ приводят к появлению флуктуаций энергии оптического перехода вдоль плоскости КЯ. Это выражается как появление «хвостов» энергетических состояний в запрещённой зоне. Зависимость плотности состояний в таких «хвостах» от энергии носит экспоненциальный характер [5]. В работе [6], посвящённой исследованию InGaAs/InAlGaAs КЯ, показано, что заполнение флуктуационных «хвостов» приводит к смещению спектра ФЛ пропорционально $\ln(P/P_0)$, что находится в хорошем согласии с нашими данными.

Таким образом, был исследован спектр стационарной ФЛ ГС с InSb/AlAs КЯ в зависимости от P . Обнаружено, что с ростом P происходит «синее» смещение полосы ФЛ, пропорциональное $\ln(P/P_0)$. Наблюдаемое смещение обусловлено заполнением флуктуационных «хвостов» плотности состояний.

Литература

1. Stepniewski R., Huant S., Martinez G., and Etienne B., Phys. Rev. B 40, 9772 (1989).
2. Vurgaftman I., Meyer J. R., Ram-Mohan L. R., J. Appl. Phys. 89, 5815 (2001).
3. Абрамкин Д. С., Румынин К. М., Бакаров А. К., Колотовкина Д. А., Гутаковский А. К., Шамирзаев Т. С., Письма в ЖЭТФ 103, принята к печати в июне 2016.
4. Brieley S. K., J. Appl. Phys. 74, 2760 (1993).
5. Soukoulis C. M., Cohen M. H., and Economou E. N., Phys. Rev. Lett. 53, 616 (1984).
6. Jose Leonil Duarte, Luiz Carlos Pocas, Edson Laureto, Ivan Frederico Lupiano Dias, Elder Mantovani Lopes, and Sidney Alves Lourenco, Phys. Rev. B 77, 165322 (2008).

Патлай Д. С., группа № 14341

КИНЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАННИХ СТАДИЙ ПРОЦЕССА АПОПТОЗА ЛИМФОЦИТОВ КРОВИ ЧЕЛОВЕКА С ПОМОЩЬЮ СКАНИРУЮЩЕЙ ПРОТОЧНОЙ ЦИТОМЕТРИИ

В данной работе были рассмотрены достоинства и недостатки различных методов изучения процесса апоптоза. Методом сканирующей проточной цитометрии были исследованы ранние стадии процесса апоптоза лимфоцитов крови человека. Определены свойства лимфоцитов, и в частности, получены зависимости объема ядра исследуемых клеток от времени протекания процесса.

Ключевые слова: лимфоциты, апоптоз, сканирующая проточная цитометрия, светорассеяние.

Работа выполнена в лаборатории цитометрии и биокинетики Института химической кинетики и горения СО РАН.

Научный руководитель: **Хало И. В.**, инженер Института химической кинетики и горения СО РАН.

Введение

Каждую секунду в организме человека происходят множество различных процессов, отвечающих за нормальное функционирование организма в целом и связанных с нашим самочувствием. Исследование этих процессов является важной задачей различных областей фундаментальной и прикладной науки. В частности, изучение гибели клеток является немаловажной составляющей всех исследований. Гибель клеток одно- и многоклеточных организмов постоянно встречающееся явление. Причиной этому служат различные биохимические и морфологические процессы. Можно выделить два пути клеточной гибели: некроз и апоптоз, исследованию которого и посвящена данная работа. В настоящее время имеется достаточно большое количество различных методов исследования апоптоза: микроскопические, биохимические, молекулярно-биологические и др. Самым высокоскоростным и информативным является сканирующая проточная цитометрия. Она позволяет получить индикатрису светорассеяния одиночной частицы и с помощью нее определить некоторые характеристики изучаемого объекта.

Цель данной работы заключалась в изучении механизма апоптоза лимфоцитов, белых кровяных телец, играющих важную роль в поддержании иммунной системы, на ранних стадиях активации. Исследование проводилось с помощью сканирующего проточного цитометра, являющегося уникальной разработкой лаборатории цитометрии и биокинетики ИХКГ СО РАН.

Теоретическая часть

Лимфоциты – это мононуклеарные клетки (см. рис. 1), относящиеся к белым кровяным тельцам и играющие решающую роль для иммунной системы организма. Их можно разделить на два главных класса: Т и В. Т-лимфоциты отвечают за клеточный иммунитет, они распознают и уничтожают клетки, несущие чужеродные антигены. В-лимфоциты создают специфические антитела. Оба типа имеют приблизительно сферическую форму и обладают характерными размерами 6-9 мкм. Продолжитель-

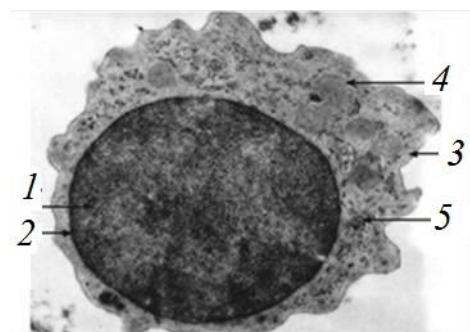


Рис. 1. Изображение лимфоцита, полученное с помощью туннельного электронного микроскопа: 1 – ядро; 2 – гетерохроматин; 3 – цитоплазма; 4 – митохондрия; 5 – рибосомы

Патлай Д. С.

ность жизни этих клеток может кардинально различаться, однако известно, что около трети всех лимфоцитов живут 10-20 дней [1].

Апоптоз – это процесс программируемой гибели клеток, регулируемый организмом человека. Этот процесс является абсолютно нормальным и естественным для каждого организма, с помощью него уничтожаются дефектные или не нужные по каким либо причинам клетки, и поддерживается генетическая стабильность организма. В отличие от некроза, при апоптозе не происходит воспалительных реакций, т. к. при уменьшении размера клетки и уплотнении ее ядра, что является признаками ухода в апоптоз, клеточная мембрана остается целой. Происходит образование так называемых апоптических телец, которые за короткий промежуток времени выводятся из организма другими клетками [2].

Активации процесса ухода клетки в апоптоз могут способствовать различные механизмы, но в целом, их можно разделить на две группы: рецепторные, когда специализированные мембранные рецепторы подвергаются воздействию внешних факторов, и митохондриальные, когда активация происходит за счет внутриклеточных сигналов. Среди неспецифических факторов, индуцирующих апоптоз, особое место занимает температура, которая изменяется в физиологических условиях существования организма [3]. Исследование апоптоза является перспективным направлением в клеточной биологии и иммунологии. Способность регулирования этого процесса поможет в разработке препаратов для лечения различных заболеваний.

Существуют разнообразные методы исследования апоптоза [4, 5]: Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) относится к микроскопическим методам и является одним из наиболее эффективных методов изучения. Она позволяет исследовать морфологические изменения клетки, являющиеся характерными признаками апоптоза. Этот метод имеет свои достоинства и недостатки, одним из которых является невозможность изучения клеток на ранних стадиях, но в целом ПЭМ является достаточно информативной и точной.

Так же распространены исследования с помощью конфокальных микроскопов. В них происходит отсечение фонового рассеянного света, за счет использования диафрагмы, что дает им некое преимущество по сравнению с обычными микроскопами. Например, лазерная сканирующая конфокальная микроскопия (ЛСКМ) позволяет исследовать физиологическую жизнедеятельность клеток и оценивать результаты клеточной активности в нескольких измерениях. Ее преимуществом является то, что за счет диафрагмы мы получаем высокий контраст, позволяющий изучать объекты с показателем преломления почти не отличающимся от показателя преломления предметного стекла.

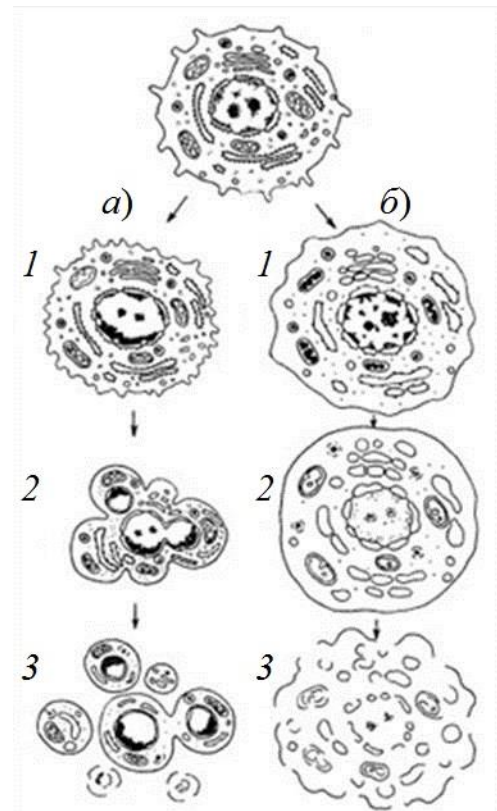


Рис. 2. Два пути клеточной гибели
 а) апоптоз: 1 – специфическое сжатие клетки, конденсация хроматина; 2 – фрагментация ядра; 3 – фрагментация клетки на ряд апоптических телец; б) некроз: 1 – набухание клетки, конденсация хроматина; 2 – дальнейшее набухание мембранных органоидов, лизис хроматина ядра; 3 – разрыв мембранных компонентов клетки

Кинетические исследования ранних стадий процесса апоптоза лимфоцитов крови человека с помощью сканирующей проточной цитометрии

Следующий метод – флуоресцентная микроскопия, которая позволяет визуализировать конденсацию хроматина с помощью различных красителей. Окрашивание позволяет различать живые, нормально функционирующие клетки, клетки в некрозе, а также клетки, находящиеся в начальной и конечной стадии апоптоза. Этот метод позволяет уже на ранней стадии выявить признаки наступающей клеточной гибели, однако он является достаточно дорогостоящим. Флуоресцентное окрашивание также используется и в проточной цитометрии.

Проточная цитометрия является современным и высокотехнологическим методом исследования апоптоза. Проточный цитометр (ПЦ) обладает высокой скоростью анализа частиц, до 30 000 ч/с. В процессе исследования частицы он анализирует сигнал светорассеяния и флуоресценции благодаря системе гидродинамической фокусировки, причем в режиме реального времени. В обычной проточной цитометрии используются капиллярная проточная кювета и лазерный луч перпендикулярный потоку. Оптические и электронные схемы проточных цитометров позволяют измерять интенсивность светорассеяния одиночными частицами в фиксированные телесные углы, например, вперед и вбок.

Измерение флуоресценции происходит в нескольких спектральных интервалах, возможно с использованием нескольких возбуждающих лазеров. Однако в связи с тем, что телесные углы фиксированы, этот метод имеет недостаток, заключающийся в том, что имеется возможность получить только 2 независимых параметра для характеристики клетки. Данный недостаток отсутствует в сканирующем проточном цитометре (СПЦ), который и использовался в данной работе. Он является модификацией обычного цитометра. С помощью СПЦ, используя оптические модели клеток, можно характеризовать частицы по светорассеянию. СПЦ имеет оптическую систему, в которой свет, рассеянный исследуемой частицей, сканируется по апертуре фотоприемника во время ее движения в потоке по капилляру кюветы. Интенсивность светорассеяния измеряется в полярных углах от 5 до 120 градусов с интегрированием по азимутальному углу от 0 до 360 градусов. С помощью СПЦ мы получаем индикатрису светорассеяния, т.е. зависимость интенсивности светорассеяния от угла рассеяния. Она определяется морфологическими свойствами частицы. По индикатрисе возможно получить некоторые характеристики частицы, такие как размер, показатель преломления и др. Эту информацию возможно получить, решая обратную задачу светорассеяния.

Описание экспериментальной установки

Схема использовавшейся установки представлена на рис. 3. С помощью диодного лазера (Лазер 1, $\lambda = 660$ нм, 40 мВт) измеряется светорассеяние частиц, а направленный перпендикулярно потоку лазер (Лазер 2, $\lambda = 488$ нм, 25 мВт) используется для возбуждения флуоресценции и запуска электронного блока. С помощью линзы (Линза 1, $f=75$ мм), луч лазера 1, через отверстие в зеркале (Зеркало 3), направляется коаксиально потоку.

Далее, при помощи поляризатора 1 и четвертьволновой пластинки обеспечивается круговая поляризация падающего луча. Гидрофокусирующая головка (не показана) производит два концентрических потока жидкости: внешний поток без частиц и внутренний поток пробы, несущий анализируемые частицы. Два шприца, контролируемые шаговым электродвигателем, создают поток образца. Система шлангов направляет потоки в капилляры (диаметр 250 мкм) проточной кюветы. В результате, анализируемые частицы переносятся потоком пробы диаметром 12 мкм.

Свет, рассеиваемый одиночной частицей, отражается зеркалом 3 и направляется Линзой 2 к неполяризирующему светоделительному кубу (СДК). СДК разделяет луч на две части, первая часть регистрируется электронным фотоумножителем (ФЭУ) ФЭУ 1, а вторая, проходящая через Поляризатор 2, регистрируется ФЭУ 2. Луч лазера 2 фокусируется Объективом 1 в капилляр оптической кюветы. Свет, рассеянный в направлении вперед, собирается Объективом 2 и регистрируется ФЭУ 3. Маска (пространственный фильтр) предотвращает

Патлай Д. С.

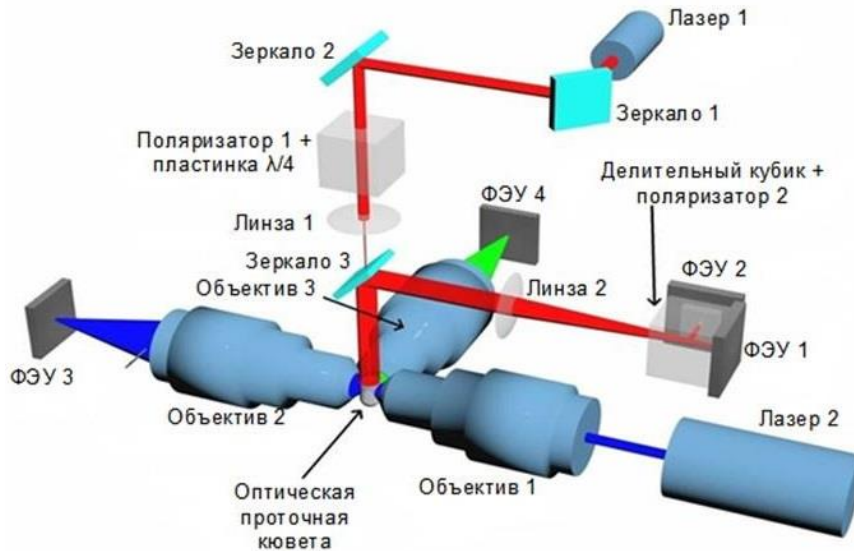


Рис. 3. Схема сканирующего проточного цитометра

освещение ФЭУ 3 нерассеянным лазерным лучом. Флуоресценция окрашенных частиц собирается Объективом 3 ($NA=0.4$) и регистрируется ФЭУ 4. Оптический фильтр обеспечивает измерение флуоресценции с соответствующим отношением сигнал/шум [5]. Современные СПЦ позволяют измерять нормальные и поляризационные индикатрисы светорассеяния одиночных частиц, с угловым разрешением 0.4° .

Обратная задача светорассеяния

Как говорилось ранее, охарактеризовать частицу невозможно без решения обратной задачи светорассеяния. Важно отметить, что эффективное решение обратной задачи невозможно без реальных экспериментальных данных для испытаний. Часто методы, хорошо работающие на модельных данных, не имеют успеха в реальных экспериментах.

Комплексная модель углового светорассеяния создается посредством взаимодействия клетки и лазерного луча. Данная модель довольно чувствительна к морфологии клетки. К сожалению, обратная задача светорассеяния решена лишь для нескольких форм и структур отдельных частиц, а именно однородных шаров, вытянутых сфероидов с фиксированной ориентацией, двухслойных шаров (определяются только диаметры и их отношения) и двояковогнутых дисков.

Для анализа одиночных частиц в реальном времени наиболее предпочтительны эмпирические или приближённые методы, которые обычно основаны на сжатии информации, содержащейся в индикатрисе, до нескольких специально подобранных параметров, поэтому эти методы также называются параметрическими. Многомерное отображение параметров частицы (размер, показатель преломления и т.д.) в параметры индикатрисы обращается приближённо.

Методологически самым простым способом решения обратной задачи светорассеяния является прямая подгонка экспериментальной индикатрисы по результатам решения прямой задачи для многих наборов параметров. Изначально

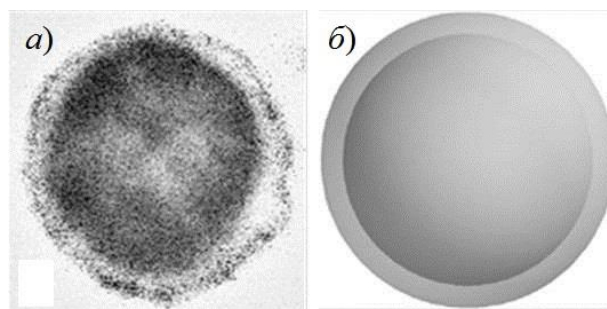


Рис. 4. Сечение конфокального изображения лимфоцита (а), оптическая модель лимфоцита (б)

Кинетические исследования ранних стадий процесса апоптоза лимфоцитов крови человека с помощью сканирующей проточной цитометрии

эта процедура использовалась для простейшего случая – однородного шара, как описано Мальцевым и Семьяновым. Она имеет два недостатка: требуется много раз решать прямую задачу (обычно несколько десятков или сотен), и результаты зависят от выбора функции ошибки – меры близости двух индикатрис. Функции ошибок могут приводить к тому, что подгонка останавливается в локальном минимуме, который далёк от глобального в пространстве параметров, но в настоящее время лучше вариантов не известно. Последнее также связано с проблемой выбора начального значения и становится особенно актуальным при учёте погрешностей измерения. Тем не менее, эталонным методом для определения размера и показателя преломления шаров в СПЦ является многопроходная подгонка на основе теории Ми. Таким образом, математическая оптимизация – это общепринятый метод решения обратных задач, использующий итерацию с различными оценками прямых задач, который может с успехом применяться, например, для характеристики сферических частиц с использованием теории Ми [4, 5]. А так как лимфоциты являются мононуклеарными и сферическими, мы можем описать их с помощью модели двухслойного шара и использовать высказанную ранее теорию. В этом случае основой алгоритма является глобальная оптимизация с помощью алгоритма DiRect.

Экспериментальная часть

В эксперименте использовалась венозная кровь, взятая у здорового человека. Ее собирали в пробирку, содержащую коагулянт, перемешивали и отстаивали в термостате при 37°C в течение 40 минут. Далее, отделившуюся плазму с прилегающим к эритроцитам слоем лейкоцитов забирали пипеткой. Исследуемую пробу разводили 0.9% водным раствором хлорида натрия в равных соотношениях, наслаивали на градиент плотности фиколл-верографина и центрифугировали пробирку 20 минут при 1500g.

По окончании центрифугирования мононуклеарные клетки собирались кольцом на границе раздела плазмы и разделительной жидкости. Это кольцо осторожно снимали, смешивали с водным раствором хлорида натрия и после тщательного перемешивания центрифугировали 10 минут при 1500g. Далее удалялся надосадок и процедура отмывки повторялась еще два раза с уменьшением числа оборотов.

Впоследствии проба была разбавлена 0.9% водным раствором хлорида натрия для получения нужной концентрации [4]. В качестве индуктора апоптоза лимфоцитов использовалась низкая температура. Клетки находились при комнатной температуре в течение двух часов и далее, в течение трех часов производились измерения на СПЦ.

В результате были получены распределения лимфоцитов по объему ядра в зависимости от времени. На рис. 5 представлена полученная динамика функции распределения лимфоцитов в процессе апоптоза (объем ядра на графике представлен в фемтолитрах [фл]). При этом предполагалось, что функция распределения описывается стандартными логнормальными распределениями в отсутствие апоптозных клеток в пробе, и суммой двух логнормальных

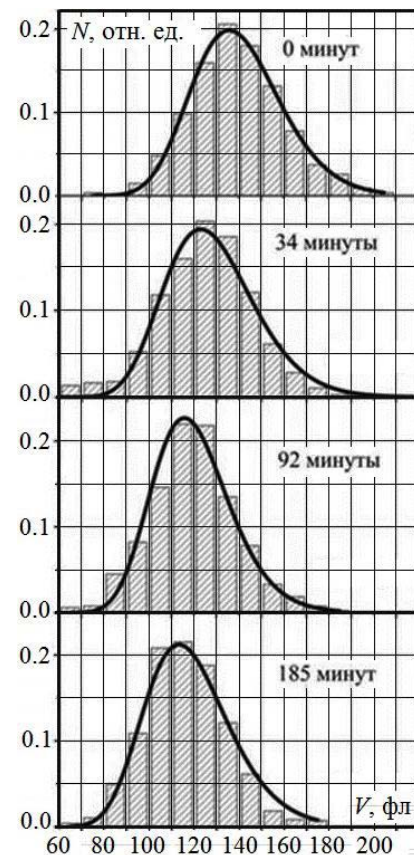


Рис. 5. Динамика функции распределения ядер нормальных и апоптозных лимфоцитов крови человека по объему и логнормальное распределение (сплошная линия)

Патлай Д. С.

распределений в присутствии апоптозных клеток в пробе, а также, что в начальный момент времени в пробе присутствуют только нормальные клетки.

Из полученных данных, был сделан вывод об уменьшении среднего значения объема ядра лимфоцитов с течением времени. Это связано с появлением и дальнейшим увеличением числа апоптозных клеток в пробе с меньшим размером ядра, по сравнению с нормальными клетками. Параметры полученных логнормальных распределений представлены в *таблице 1*. Изменение объема ядра лимфоцитов в процессе апоптоза составило $\approx 20\%$. Помимо этого, в ходе данной работы была построена кинетика изменения среднего по пробе значения объема ядра лимфоцитов в процессе апоптоза и ее аппроксимация. Эти результаты даны на рис. 6.

Таблица 1. Параметры логнормальных распределений лимфоцитов по объему ядра

Время после индукции апоптоза, мин	Амплитуда пика распределения		Ширина распределения		Координата пика распределения	
	Норма	Апоптоз	Норма	Апоптоз	Норма	Апоптоз
0	1	-	0.156±0.003	-	129±1	-
34	0.29±0.08	0.71±0.39	0.156±0.003	0.162±0.031	129±1	112±5
92	0.09±0.03	0.93±0.28	0.156±0.003	0.157±0.021	129±1	108±4
185	0.11±0.03	0.91±0.24	0.156±0.003	0.172±0.021	129±1	106±4

Учитывая логнормальность распределений апоптозных и нормальных лимфоцитов в пробе по объему ядра, для обработки кинетики апоптоза была предложена следующая функция $P(V, t)$, описывающая вероятность нахождения частицы с объемом V в момент времени t :

$$P(V, t) = \frac{1}{V \Delta V_0 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\ln^2(V/V_0)}{2\Delta V_0^2}} + \frac{v}{2V \sqrt{2\pi}} [2 - \operatorname{erfc}(\frac{t-t_0}{\Delta t})] \left[\frac{1}{\Delta V_1} e^{-\frac{\ln^2(V/V_1)}{2\Delta V_1^2}} - \frac{1}{\Delta V_0} e^{-\frac{\ln^2(V/V_0)}{2\Delta V_0^2}} \right].$$

Здесь $\operatorname{erfc}()$ – дополнительная функция ошибок. V_0 и ΔV_0 – среднее значение объема ядра лимфоцитов, не ушедших в апоптоз и их ширина распределения по объему ядра, соответственно. V_1 и ΔV_1 – среднее значение объема ядра апоптозных лимфоцитов, и их ширина распределения по объему ядра соответственно. t_0 – характерное для популяции время лаг-фазы (время, за которое 50% клеток уходят в апоптоз), Δt – синхронность популяции по уходу в апоптоз; v – доля клеток, ушедших в апоптоз. Параметры ΔV_0 и ΔV_1 являются безразмерными параметрами логнормального распределения. В литературе он обозначается как σ .

Значения V_0 , ΔV_0 , V_1 и ΔV_1 вычислялись из имеющихся функций распределения клеток по объему ядра и фиксировались (*таблица 1*, рис. 5). Параметры апоптоза t_0 , Δt , v определяли, используя функцию $P(V, t)$, с помощью метода глобальной оптимизации DiRect. Значения полученных параметров t_0 , Δt , v представлены в *таблице 2*.

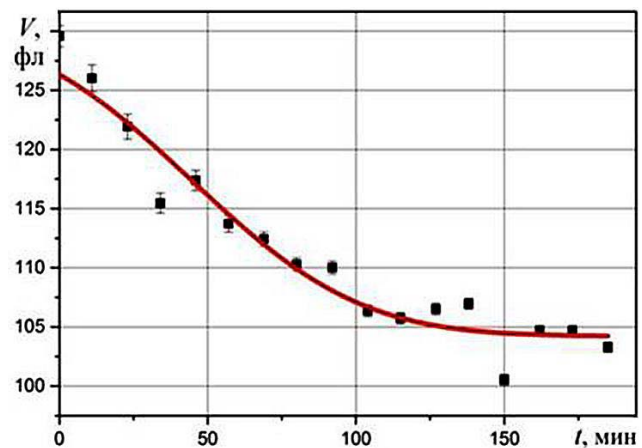


Рис. 6. Кинетика изменения среднего по пробе значения объема ядра лимфоцитов в процессе апоптоза и ее аппроксимация (объем ядра представлен в фемтолитрах)

Кинетические исследования ранних стадий процесса апоптоза лимфоцитов крови человека с помощью сканирующей проточной цитометрии

Выводы

В ходе экспериментов были продемонстрированы возможности сканирующей проточной цитометрии для изучения процесса апоптоза лимфоцитов крови человека. Была разработана новая методика для изучения кинетики этого процесса без использования флуоресцентных меток. Разработанный метод позволил определить следующие характеристики лимфоцитов: объем клетки и ее ядра до и после индукции апоптоза, показатель преломления ядра, долю клеток ушедших в апоптоз, а также характерное время лаг-фазы процесса и синхронность популяции по уходу в апоптоз.

Таблица 2. Результаты аппроксимации кинетики изменения среднего по пробе значения объема ядра лимфоцитов в процессе апоптоза

Параметры апоптоза	Значения
t_0 , мин	45 ± 4
Δt , мин	64 ± 10
v	0.93 ± 0.03

Список литературы

1. Лимфоциты (<http://ru.wikipedia.org/wiki/Лимфоциты>).
2. Апоптоз (<http://ru.wikipedia.org/wiki/Апоптоз>).
3. Парахонский А.П., Цыганок С.С. Индукция апоптоза лимфоцитов человека в физиологических условиях // *Современные наукоемкие технологии.* – 2008. – № 9. – С. 64-65;.
4. Строкотов Д.И. Исследование оптических свойств мононуклеарных клеток, в том числе находящихся в процессе апоптоза, с целью их идентификации и характеристики по светорассеянию. Диссертация на соискание степени ученой степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 2011.
5. Малых Н.Ю. Исследование кинетики морфологических изменений ядер клеток НерG2 и лимфоцитов крови человека на начальных стадиях апоптоза. квалификационная работа на соискание степени бакалавра, Новосибирск, 2012.

Садовский И. А. , группа № 14342

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА РАЗВИТИЕ ПЛОСКОЙ МИКРОСТРУИ ПРОПАНА ПРИ ДИФфуЗИОННОМ ГОРЕНИИ

В работе представлены результаты экспериментальных исследований особенностей горения плоской микроструи пропана в поперечном акустическом поле при малых числах Рейнольдса. Показано, что поднятое над срезом сопла пламя при диффузионном горении пропана в плоской микроструе, находящейся под воздействием поперечного акустического поля подвержено раздвоению. Это явление связано с развитием синусоидального колебательного процесса при воздействии поперечного акустического поля. С помощью теневого метода обнаружено, что и без горения у струи в акустическом поле устанавливается определенное строение – на выходе из сопла струя раздваивается, образуя две колеблющиеся структуры, разбегающиеся под определенным углом. Основным инструментом для визуализации исследуемой струи стал метод Теплера. В работе представлены основы теневого метода и описание принципа действия интерференционно – теневого прибора ИАБ-451.

Ключевые слова: плоская микроструя, метод Теплера, диффузионное горение, акустическое поле.

Работа выполнена в лаборатории №8 аэрофизических исследований дозвуковых течений ИТПМ СО РАН.

Научный руководитель: **М. М. Катасонов**, к. ф.-м. н., в. н. с., ИТПМ СО РАН.

Введение

Окружающая нас атмосфера подвержена глобальным и локальным изменениям. При наличии рассеивающих частиц (пара, дыма) мы можем наблюдать структуры связанные с этим процессами. Но они существуют и в чистом воздухе. Можно ли их увидеть?

Теневой метод получил особенно широкое распространение для визуализации различных процессов в воздушной среде. Это относится, например, к исследованиям распределения плотности воздушных потоков образующихся при обтекании моделей в аэродинамических трубах, то есть, в авиационной технике. Применяется, также в механике жидкости, баллистики, изучении распространения и смешивания газов и растворов, исследовании теплообмена за счет конвекции и т. п.

Реальное развитие теневого метод получил в 1859 году, когда французский физик Леон Фуко использовал метод контроля зеркал телескопов [1]. В 1867 году Август Теплер разработал метод обнаружения слабых оптических неоднородностей в прозрачных средах, в т.ч. и газах, являющийся развитием метода Фуко (метод Теплера, Шлирен метод). Необходимость исследования газовых потоков, связанная с проблемами аэродинамики и космонавтики (в конце 20 в.) стала стимулом для развития и совершенствования теневых методов.

В данной работе теневого метод применяется для исследования газовых неоднородностей в плоской микроструе. Знание физики процессов смешения струйных течений важно и с научной и с практической точки зрения. На практике часто нужно решить проблему интенсификации смешения течения с окружающим газом (например, топлива с окислителем при диффузионном горении). Регуляция этих процессов важна, например, при работе с двигателями внешнего сгорания.

К исследованию макроструй, по сравнению с микроструями, привлечено больше внимания, из-за их широкого применения на практике. Тем не менее, в последнее время интерес в изучении микроструй возрос, что связано с тем, что появилась возможность их потенциального использования в различных процессах, таких как микроохлаждение, струйное горе-

Исследование влияния акустического поля на развитие плоской микроструи пропана при диффузионном горении

ние (в том числе диффузионное) и т. д. Развитие MEMS технологий дает широкий простор для исследования и возможного практического применения микроструй. Цель данной работы состоит в изучении механики развития плоской микроструи под воздействием поперечного акустического поля.

Теневой метод

В основе теневого метода лежит связь показателя преломления газа с его плотностью: $n = 1 + \xi\rho$, где n – показатель преломления газа, ρ – плотность газа, ξ – постоянная Гладстона-Дейла. Рассмотрим влияние слоя газа на проходящую через него плоскую волну (рис. 1). При отсутствии возмущений при выходе из слоя мы по-прежнему имеем плоскую волну. Интенсивность постоянна, в плоскости регистрации лучи будут иметь некие координаты (x_1, y_1) . (Здесь и далее мы используем терминологию геометрической оптики. На самом деле под термином "луч" необходимо понимать микропучок излучения.)

При наличии возмущений плотности изменится показатель преломления, соответственно изменится и оптический путь лучей. При наличии градиента показателя преломления (плотности), луч из слоя выйдет под другим углом:

$$\Delta\alpha = \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz; \quad \Delta\beta = \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz,$$

и на плоскость регистрации упадет уже в точке (x_2, y_2) . Масштаб на схеме задан произвольно, на самом деле углы отклонения малы ($\Delta\alpha, \Delta\beta \ll 1$). Это дает возможность принять, что внутри неоднородности луч распространяется вдоль оси z и интегрировать по этой координате. Положение лучей за неоднородностью зависит от расстояния до плоскости регистрации. Меняется положение лучей в плоскости регистрации, соответственно меняется распределение интенсивности:

$$I_1(x, y) \approx I_0 \left(1 - L \int_0^z \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} dz \right),$$

т. е. возникает эффект визуализации (здесь L – расстояние от неоднородности до плоскости визуализации). Это наиболее простой теневого метод, называемый методом светящейся точки или прямотеневым методом [2]. Его недостатками являются: зависимость от расстояния от неоднородности до плоскости регистрации; низкая чувствительность и геометрическое искажение исследуемого объекта. Метод светящейся точки нашел определенное распространение в газодинамических исследованиях при визуализации областей с достаточно интенсивным изменением плотности.

Недостатки прямотеневого метода в меньшей степени присущи методу Теплера, визуализирующего углы отклонения зондирующего излучения. В отличие от прямо теневого метода, источник света щелевидный, и учитывая его малые размеры, по сравнению с фокусным расстоянием коллиматора пучок зондирующего излучения можно с хорошей точностью назвать плоскопараллельным. На рис. 2 приведена принципиальная схема теневого прибора ИАБ-451. Основное отличие от прямотеневого метода заключается в том, что в фокальной плоскости приемного коллиматора установлена непрозрачная полуплоскость – нож Фуко. Все лучи, исходящие из некоторой точки исследуемого объекта, придут в одну точку реги-

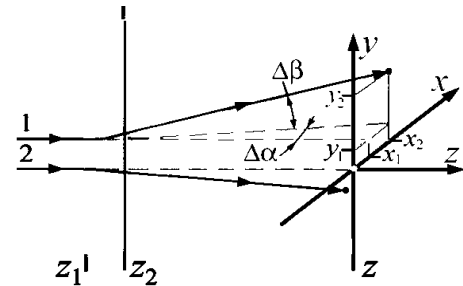


Рис. 1. Прохождение лучей через слой газа

стрируемого изображения. Таким образом, изменение углов распространения лучей не приводит к геометрическому искажению изображения неоднородности.

Если в присутствии неоднородности луч отклонится на некоторое $\Delta\alpha$, сформированное им изображение щели сместится на некоторое расстояние, определяемое этим углом. Доля прошедшего излучения для этого микропучка в этой точке изменится, и в этой точке появится более светлая или более темная область. В результате визуализируются углы отклонения, ортогональные кромке ножа. Изменения интенсивности на изображении объекта в первом приближении пропорциональны производной от показателя преломления:

$$I_{\Delta\alpha(x,y)} \approx I_0 \left(1 + \frac{2F}{h} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial n(x,y)}{\partial y} dz \right).$$

Чувствительность метода Теплера заметно выше, чувствительности прямотеневого метода. Максимальная чувствительность имеет место в случае, когда ножом Фуко перекрывается именно половина изображения источника света (без введения неоднородной среды в поле зрения прибора) [1]. На практике используются и другие формы источников света. Вместо ножа Фуко могут использоваться и другие визуализирующие транспаранты. Но основные принципы метода не меняются.

Методика эксперимента

В работе исследовалось воздействие акустического поля на развитие плоской микроструи пропана. Воздействие акустического поля на разные струи отличается коренным образом. В [3] было установлено, что воздействие поперечного акустического поля на макрострую, на которой еще возможна реализация кольцевых вихрей Кельвина-Гельмгольца (поперечный размер струи более 5 мм) приводило к изменению периодичности вихреобразования и ускорению её турбулизации. На микроструи с поперечными размерами порядка 100-300 мкм воздействие акустики проявляется гораздо сильнее. В экспериментах, приведенных в работе [3], исследовалось как круглая струя преобразовывалась в плоскую или в раздвоенную, в зависимости от условий эксперимента. Данные эффекты реализовывались как при низкой, так и при высокой частоте акустического воздействия. В то же время можно отметить, что круглая струя подвержена так называемой «поляризации» (уплощение всегда было сонаправленно с ориентацией динамика).

Для визуализации развития плоской микроструи пропана в режиме диффузионного горения и в режиме без горения был проведен ряд экспериментов с помощью теневого прибора ИАБ-451. Целью эксперимента являлось освоение методики и принципов работы теневого прибора, и в дальнейшем, исследование поведения струи в акустическом поле и без него. Для этого было необходимо получить теневые изображения струи при различных условиях. Непосредственно перед экспериментом требуется провести настройку теневого прибора: проверить совпадение осей коллиматоров, настроить коллиматор, выставить нож Фуко в центральное положение.

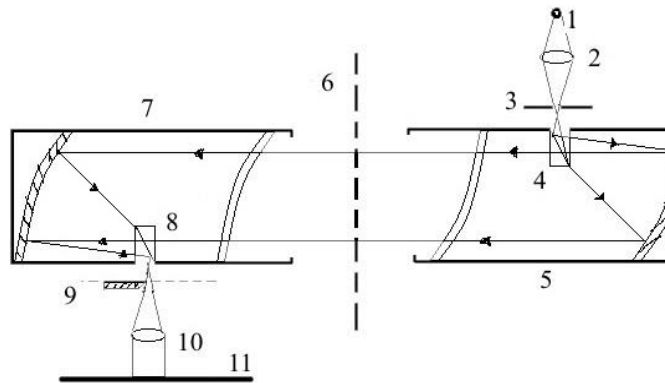


Рис. 2. Схема ИАБ-451: 1 – точечный источник света; 2, 10 – линзы; 3 – щель; 4, 8 – зеркала; 5, 7 – зондирующий и приемный коллиматоры; 9 – нож Фуко; 11 – экран

Исследование влияния акустического поля на развитие плоской микроструи пропана при диффузионном горении

В рабочую область прибора Теплера ИАБ-451 было помещено плоское микросопло, с параметрами на срезе 450x200 мкм. Поперечное акустическое поле создавалось с помощью динамика, направленного на рабочую область (см. рис. 3) и генератора колебаний широкого диапазона частот. Как упоминалось выше, в качестве рабочего газа использовался пропан, который подавался из баллона в испаритель, чтобы исключить неоднородность агрегатного состояния газа на выходе из сопла. Расход задавался при помощи электромагнитного клапана (расходомер), и в наших экспериментах составлял $W = 1.1 \text{ см}^3/\text{с}$. Наблюдение велось непосредственно оператором, и результаты фиксировались на камеру.

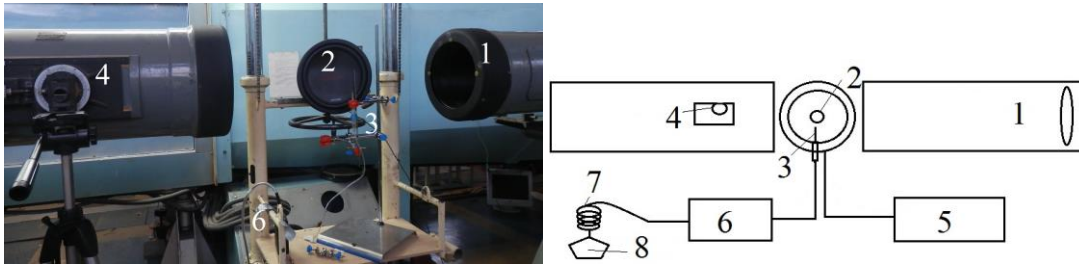


Рис. 3 Фотография и схема установки: 1 – зондирующий коллиматор; 2 – динамик; 3 – сопло; 4 – объектив; 5 – генератор колебаний; 6 – расходомер; 7 – испаритель; 8 – баллон с пропаном

Результаты эксперимента

Обнаружено, что струя под воздействием акустического поля в определенных диапазонах частот подвержена уплощению (см. рис. 4, *а, б*; съемка проводилась с красным светофильтром), а при диффузионном горении, оторвавшееся от среза сопла пламя раздваивается (см. рис. 4, *в, г*). Причина возникновения данного явления связана с тем, что в данном диапазоне частот в струе возникают синусоидальные колебательные процессы [3].

Экспериментально выявлено, что струя, истекающая из сопла размерами 450x200 микрон, восприимчива к акустическому воздействию частотой $f = 1,5-2,2 \text{ кГц}$. Изменение данного диапазона связано с изменением параметров сопла. Таким образом, можно предположить, что диапазон частот зависит от начальных параметров сопла.

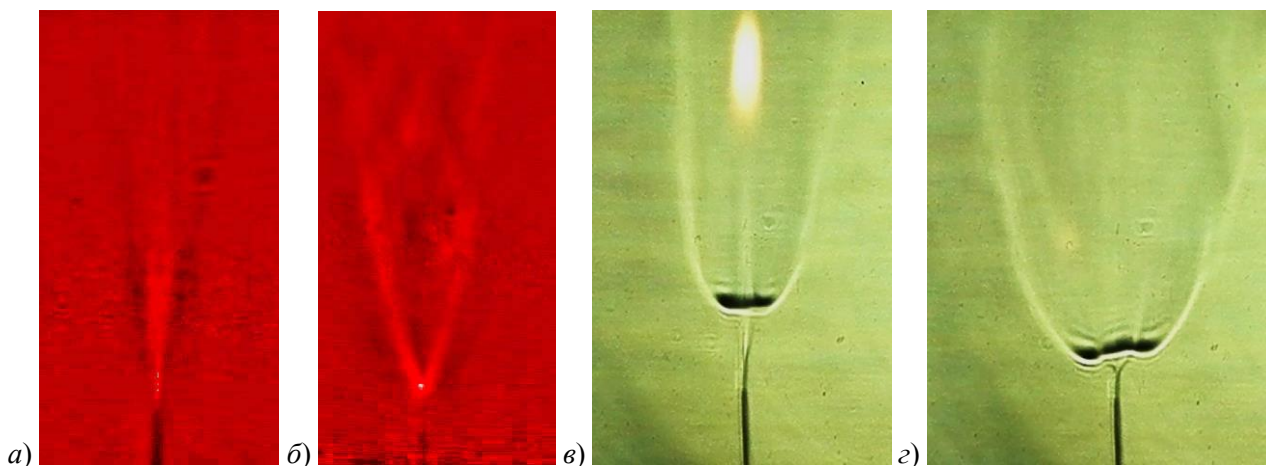


Рис. 4. Плоская микроструя пропана: *а*) без горения без акустического поля; *б*) без горения с акустическим полем $f \approx 2 \text{ кГц}$, $P \approx 90 \text{ дБ}$; *в*) с горением без акустического поля; *г*) с горением с акустическим полем $f = 2.1 \text{ кГц}$, $P \approx 90 \text{ дБ}$

На рис. 5 видно, что при диффузионном горении на поднятом пламени набежавшая неустойчивость сохраняется в виде «усов» в теле горячей струи. Для наблюдения данного эф-

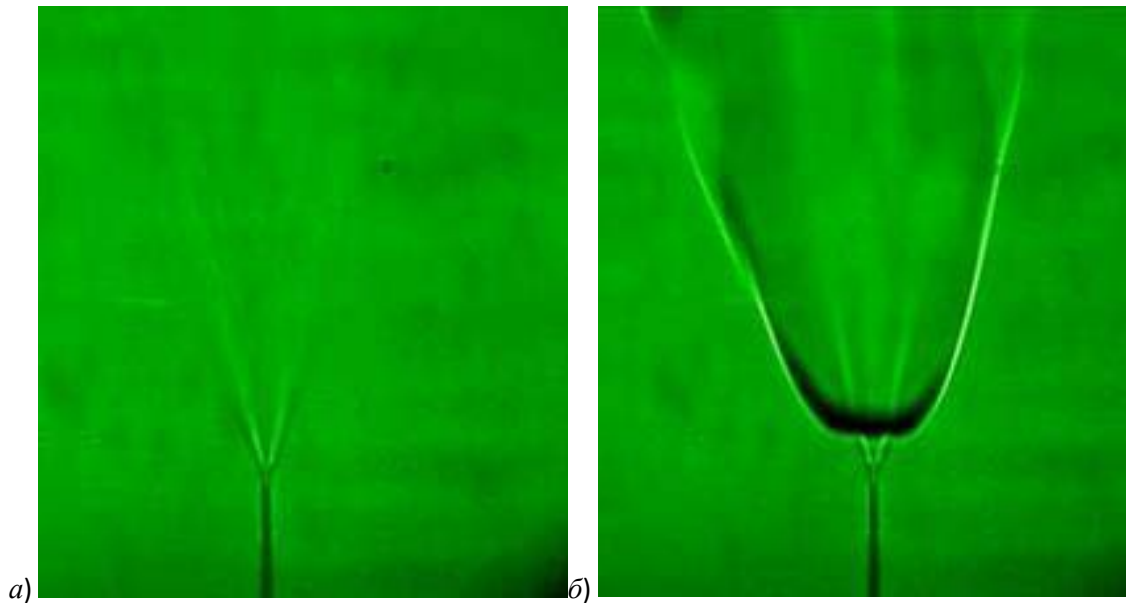


Рис. 5. Микроструя пропана под влиянием акустического поля $f \approx 2$ кГц, $P \approx 90$ дБ (съемка с зеленым светофильтром): а) без горения; б) при диффузионном горении

фекта важно иметь именно поднятое от среза сопла пламя. При неподнятом пламени влияние конвекционных потоков от горения много больше силы акустического воздействия и колебательный процесс не успевает нарастить амплитуду и эффект не наблюдается.

Таким образом, в ходе выполнения курсовой работы, мною были освоены принципы и методика работы с теневым прибором ИАБ-451, выполнена его настройка и получены экспериментальные данные. Исследовано явление раздвоения плоской микроструи на две, впоследствии развивающихся независимо друг от друга. Плоская микроструя подвержена акустическому воздействию на определенных частотах, зависящих от начальных данных – размера сопла. Направленность колебательного процесса плоской микроструи не зависит от вектора акустического поля. Исследуемые явления указывают на то, что энергия акустического поля и кинетическая энергия плоской микроструи соизмеримы.

Литература

1. Васильев Л. А. Теневые методы. М.: Наука 1968. Т. 1. 400 с.
2. Маслов Н. А., Бойко В. М., Голубев М. П., Павлов А. А., Павлов Ал. А., Поздняков Г. А. Оптические приборы // Новосибирск: Изд-во НГУ, 2008. 164 с.
3. Грек Г.Р., Козлов В.В., Литвиненко Ю.А. Устойчивость дозвуковых струйных течений // Новосибирск, НГУ 2012. 134 с.

Ульшин Н. В., группа № 14361

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПОТОКОВ ЖИДКОСТИ

В работе представлены основы бесконтактных оптических методов ЛИФ и PIV, активно применяемых в физическом эксперименте для исследования процессов тепло и массопереноса. В работе одновременно использовались метод ЛИФ и PIV высокого временного разрешения. Оба метода использовались для определения влияния вихревых структур на перенос пассивной примеси. В результате проведенных экспериментов построена визуализация потока, получены мгновенные распределения концентрации примеси и мгновенные двухкомпонентные поля скорости в следе за цилиндром, расположенном в узком канале для трех чисел Рейнольдса.

Ключевые слова: ЛИФ и PIV методы; мгновенные поля скорости и концентрации; число Рейнольдса; турбулентные и ламинарные течения; течение в узком канале.

Работа выполнена в лаборатории "Физических основ энергетических технологий" ИТ СО РАН

Научный руководитель: **М. В. Шестаков**, м. н. с. ИТ СО РАН.

Теория

Флуоресценцией называют излучательный переход возбужденного состояния атома в основное (или на более низкий энергетический уровень). При облучении вещества светом, атом переходит в возбужденное состояние, иначе говоря, электроны перемещаются на более высокие энергетические уровни. После поглощения света часть энергии в результате столкновений переходит в тепловую энергию. Другая часть может быть испущена в виде фотона определенной энергии, равной разнице энергий между энергетическими уровнями.

Метод лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) основывается на естественной флуоресценции молекул, добавленного в рабочую жидкость органического красителя, возбуждаемой лазерным излучением. В данной работе использовался краситель Родамин 6Ж. Спектр излучения сдвинут относительно спектра поглощения в сторону длинных волн. Это явление называется «Стоксов сдвиг». Его причиной являются безизлучательные релаксационные процессы, в результате которых часть энергии поглощенного фотона теряется, а испускаемый фотон имеет меньшую энергию и, соответственно, большую длину волны. Так как флуоресценция происходит на большей длине волны, чем поглощение света, то излученный красителем свет может быть отделен от излучения лазера при помощи светофильтра и зарегистрирован высокоскоростной камерой.

Также, методом PIV (Particle Image Velocimetry) регистрировалось поле скоростей. Этот метод основан на определении перемещения частиц, находящихся в измерительной плоскости за фиксированный интервал времени. Для этого в поток жидкости или газа добавляются частицы малого размера (трассеры). Измерительная плоскость дважды освещается импульсным световым ножом. Регистрируется два изображения частиц. Последующая обработка пар изображений позволяет рассчитать смещения частиц за время между вспышками источника света, и построить двухкомпонентное поле скорости [1, 2].

Целью данной работы было с помощью ЛИФ и PIV методов исследовать влияния вихревых структур, образующихся в следе за цилиндром на перенос пассивной примеси.

Подбор концентрации красителя и калибровка измерительной системы

В ходе эксперимента поток жидкости обтекал цилиндр. Для осуществления визуализации через отверстия в цилиндре подавалась некоторая начальная концентрация флуорес-

Ульшин Н. В.

центного красителя (Родамин 6Ж). Сложность выбора начальной концентрации красителя определяется эффектом тушения. Тушением флуоресценции называют любые процессы, которые уменьшают интенсивность флуоресценции данного вещества. В нашем случае интенсивность уменьшается из-за потери энергии лазерного излучения по мере прохождения его в объем с растворенным красителем.

На рис. 1 представлены зависимости интенсивности свечения красителя от концентрации C для различных чисел диафрагмы объектива. Здесь и в последующих графиках интенсивность указана в относительных единицах измерения. Из графиков видно, что при достаточно высоких концентрациях красителя ($C > 1.25$ мг/л) интенсивность излучения снижается за счет тушения флуоресценции. Из этого следует, что работать удобнее на низких концентрациях. Эти графики позволили понять принцип влияния тушения флуоресценции на итоговые результаты. Чтобы точно установить значение начальной концентрации нужно изучить распределение интенсивности по рабочему объему.

Интенсивность излучения лазерного ножа распределена по рабочему объему неравномерно, что связано с характеристиками лазера. Учет неравномерности интенсивности по пространству производился с помощью статистически усредненных мгновенных картин распределения интенсивности красителя, полученных при малой фиксированной концентрации красителя, наполнявшего весь рабочий объем. В результате были получены усредненные калибровочные распределения красителя в измерительной области для концентраций 0.25 мг/л, 0.125 мг/л и 0.0625 мг/л, а также для рабочей жидкости без красителя. По этим распределениям определялась зависимость интенсивности излучения от концентрации для каждой точки рабочей области.

Предварительно из всех распределений, а так же из итоговых результатов вычитался усредненный шум камеры. Согласно этим зависимостям и значениям интенсивности в каждой точке, которые были получены в результате эксперимента, можно построить поле концентрации с учетом неравномерности распределения интенсивности излучения в плоскости лазерного ножа. На рис. 2 представлено распределение интенсивности по длине рабочей области. В рабочем объеме тушение проявляется при концентрациях близких к $C = 0.25$ мг/л. Это значение определяет допустимый предел подаваемой концентрации красителя. При $C = 0,25$ мг/л заметно тушение, но поскольку ширина потока существенно меньше длины рабочей области, можно использовать эту концентрацию в качестве начальной.

Экспериментальная установка

На рис. 3 представлены схема и фотография экспериментальной установки. В качестве источника света I использовался Nd:YAG лазер с модулированной добротностью. (Nd:YAG Pegasus, $W \approx 10$ мДж, $\lambda = 532$ нм.) Излучение от лазера с оптической насадкой формирования светового ножа, подавалось в щелевой канал (в рабочий участок) 2. Канал образован двумя плоскопараллельными пластинами, разделенными между собой стеклянными вставками.

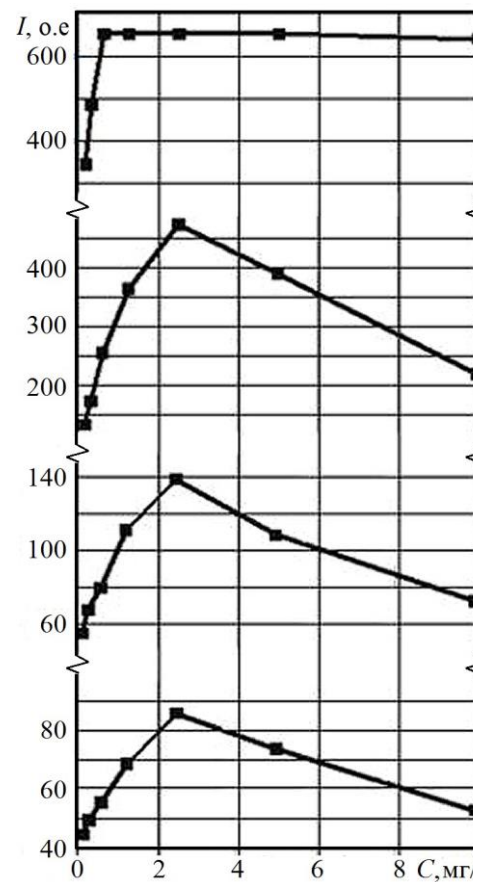


Рис. 1. Зависимость интенсивности флуоресценции I от концентрации красителя C , для разных чисел диафрагмы

Применение метода лазерно-индуцированной флуоресценции для визуализации потоков жидкости

Толщина канала равнялась 4 мм. Излучение 3, включающее рассеянное на частицах (трассерах) и излучение люминесценции красителя, через дихроичное зеркало 4, подавалось на телекамеры 5, 6, регистрирующие изображения исследуемого сечения. Использовались телекамеры pco.samaga с разрешением 1024×1280 пикс. и частотой съемки 500 Гц. Дихроичное зеркало необходимо для разделения излучения отраженного (рассеянного) от частиц и конструктивных элементов установки и излучения флуоресценции. Зеркало пропускало свет с $\lambda = 532$ нм и отражало свет с длиной волны флуоресценции $\lambda = 565$ нм. Регистрируемые изображения сохранялись, и в последующем обрабатывались на компьютере 7. Краситель в поток поступал из емкости 8.

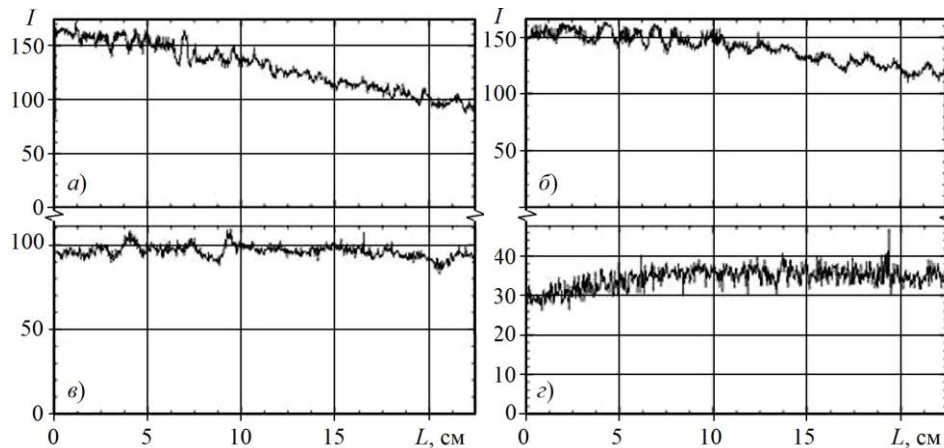


Рис. 2. Срезы интенсивности в рабочей области, заполненной красителем разной концентрации: а) $C = 0.25$ мг/л; б) $C = 0.125$ мг/л; в) $C = 0.0625$ мг/л; з) $C = 0$

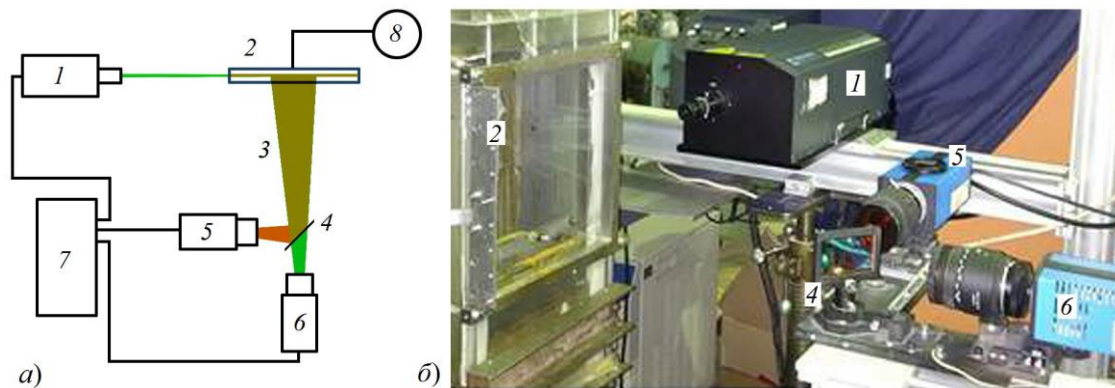


Рис. 3. Схема (а) и фотография (б) экспериментальной установки: 1 – лазер; 2 – рабочая область; 3 – излучение рассеяния и люминесценции; 4 – дихроичное зеркало; 5, 6 – высокоскоростные камеры; 7 – компьютер; 8 – емкость с красителем

Обтекаемый цилиндр диаметром 10 мм и высотой 4 мм устанавливался в центре канала. Рабочей жидкостью являлась дистиллированная вода, которая самотеком из бака постоянного уровня через ротаметр подавалась в канал. В результате освещения измерительной области часть энергии лазера поглощалась и в результате флуоресценции переизлучалась красителем. Некоторая часть исходного излучения отражалась от трассеров и конструктивных элементов установки. За счет сдвига Стокса длина волны излучения флуоресценции больше, чем отраженного излучения. Таким образом, с помощью дихроичного зеркала вышеописанные длины волн разделяются на две камеры с соответствующими светофильтрами.

Ульшин Н. В.

Краситель в поток попадал через 4 отверстия диаметром 600 мкм. Отверстия располагались на лобовой части обтекаемого цилиндра по два с правой и с левой стороны от оси щелевого канала и по два в центральной плоскости канала ($h/2$) и в плоскости, расположенной на расстоянии $h/4$, где h – глубина канала. Отверстия были расположены под углом $\theta = 30^\circ$ относительно центральной оси щелевого канала. В экспериментах при переходных числах Рейнольдса краситель в поток попадал в результате образования перепада между атмосферой и давлением на лобовой части цилиндра. При ламинарных режимах течения при числах Рейнольдса $Re = 100-400$ краситель в поток подавался с помощью шприцевого насоса.

Основные результаты и выводы

В результате проведенных экспериментов была визуализирована структура течения, реализующаяся при обтекании цилиндра при различных числах Рейнольдса. На рис. 4, а представлена структура течения в виде мгновенных распределений красителя в потоке. Четко наблюдаются особенности течения.

Для числа $Re = 1745$ реализуется турбулентный характер течения. С уменьшением числа Рейнольдса ($Re = 640$) структура потока меняется. Интенсивность и масштаб вихревых структур становится меньше. При дальнейшем уменьшении скорости потока вихревые структуры не образуются и краситель распределяется по линиям тока. Это характерно для потенциального (ламинарного) потока. На рис. 4, б представлено мгновенное поле концентрации (слева) и мгновенное поле скорости (справа), полученные в один момент времени. Данные результаты требуют дальнейшего анализа и важны для разработки алгоритмов расчета характеристик тепло и массообмена.

Таким образом, в ходе выполнения работы, мною были получены представления об основах LIF и PIV методов. Определен диапазон рабочих параметров метода LIF. Экспериментально получены зависимости интенсивности свечения флуорофора от концентрации красителя и числа диафрагмы. Проведена визуализация потока, и получены мгновенные распределения концентрации примеси и мгновенные двухкомпонентные поля скорости.

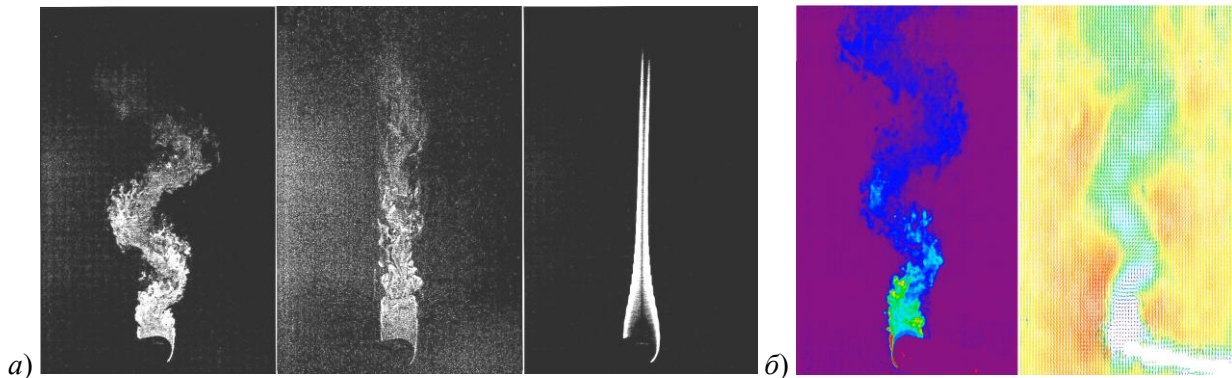


Рис. 4. Изображения визуализации: а) Мгновенные распределения красителя в потоке для чисел Рейнольдса (слева направо) $Re = 1745, 640$ и 300 ; б) мгновенное поле концентрации и поле скорости, полученные в один момент времени

Литература

1. Raffel M., Willert., Kompenhans J., Particle Image Velocimetry. – Berlin: Springer, 1998.
2. Токарев М.П., Маркович Д.М., Бильский А.В. Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // вычислительные технологии. – 2007 г.

Федотова С. А., группа № 14341

ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ОКСИГЕМОГЛОБИНА В ЭРИТРОЦИТАХ МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ ПРОТОЧНОЙ ЦИТОМЕТРИИ

Исследовано влияние концентрации оксидированного гемоглобина на индикатрисы светорассеяния эритроцита. Описан принцип работы сканирующего проточного цитометра, измеряющего светорассеяние одиночных частиц при $\lambda = 405$ нм и $\lambda = 660$ нм. На этих длинах волн получены индикатрисы рассеяния эритроцитов. Предложен метод расчета показателя преломления гемоглобина для $\lambda = 405$ нм с использованием параметров эритроцита, полученных из решения обратной задачи для индикатрис, измеренных на $\lambda = 660$ нм. С помощью программы, использующей метод дискретных диполей рассчитаны индикатрисы светорассеяния эритроцитов на $\lambda = 405$ нм с различной концентрацией оксидированного гемоглобина.

Путем сравнения экспериментальных и рассчитанных данных обнаружено, что предложенный метод достаточно адекватно описывает изменение индикатрисы при переходе с одной длины волны на другую, но не обладает достаточной точностью для определения концентрации оксигемоглобина в эритроците. Возможными причинами отличия экспериментальных данных от теоретических могут быть инструментальные погрешности, неточности определения характеристик клеток при решении обратной задачи, неточности литературных коэффициентов для определения показателя преломления гемоглобина.

Ключевые слова: сканирующая проточная цитометрия, обратная задача светорассеяния, метод дискретных диполей, оптическая модель эритроцита, показатель преломления гемоглобина.

Работа выполнена в лаборатории Цитометрии и Биокинетики ИХКГ СО РАН.

Научный руководитель: **Юркин М. А.**, к. ф.-м. н., с. н. с. ИХКГ СО РАН.

Введение

Кровь – ткань человеческого организма, состоящая из жидкой части (плазмы) и трех основных типов клеток – эритроцитов, тромбоцитов и лейкоцитов. Эритроциты (красные кровяные клетки) содержат белок гемоглобин. Существует различные вещества, которые могут образовывать соединения с гемоглобином. Основная его функция связывать и переносить кислород [1]. Гемоглобин, связавший молекулу кислорода, называется оксидированным или оксигемоглобином (HbO_2). Есть предположения, что есть связь между концентрацией оксигемоглобина в крови и вероятностью такого заболевания, как атеросклероз [2].

Существуют различные методы измерения количества оксигемоглобина в крови. Самый распространенный из них – пульсоксиметрия. Метод основан на отличии для разных длин волн коэффициентов поглощения гемоглобина, измерение которых позволяет определить насыщение крови кислородом. Поскольку при данном методе измерения свет проходит через кожу, мышцы, кости и другие ткани тела, на точность измерения могут сильно влиять внешние факторы [3].

Альтернативой пульсоксиметрии может служить сканирующая проточная цитометрия. Данный метод применяется для определения параметров клеток крови, в том числе эритроцитов [4]. Метод основан на регистрации индикатрис светорассеяния одиночных клеток. Путем решения обратной задачи светорассеяния, из экспериментальных данных можно определить такие характеристики клетки, как форму, объем, площадь и показатель преломления.

Цель работы заключалась в изучении влияния концентрации оксидированного гемоглобина на светорассеяние и разработке метода определения концентрации оксидированного гемоглобина в каждом эритроците с помощью сканирующего проточного цитометра (СПЦ).

Федотова С. А.

Оптическая схема СПЦ представлена на рис. 1. Диодные лазеры 1 ($\lambda = 660$ нм, 40 мВт) и 2 ($\lambda = 405$ нм, 30 мВт) используются для измерения светорассеяния, лазер 3 ($\lambda = 488$ нм, 25 мВт) – триггерный. Используя комбайнер и систему зеркал 3 и 4, можно вводить в измерительную кювету излучение от лазера 1 или 2, либо одновременно от обоих. Излучение от измерительных лазеров направляется коаксиально потоку с помощью линзы 5 с фокусным расстоянием $f = 45$ мм через отверстие в зеркале 6. Поляризатор и четвертьволновая пластинка обеспечивают круговую поляризацию излучения. Гидрофокусирующая система производит два концентрических потока жидкости: внешний поток, не содержащий частиц, и внутренний поток пробы диаметром 12 мкм, в котором находятся анализируемые частицы. Свет, рассеиваемый одиночной частицей, собирается сферическим зеркалом. Вследствие этого происходит интегрирование по азимутальному углу.

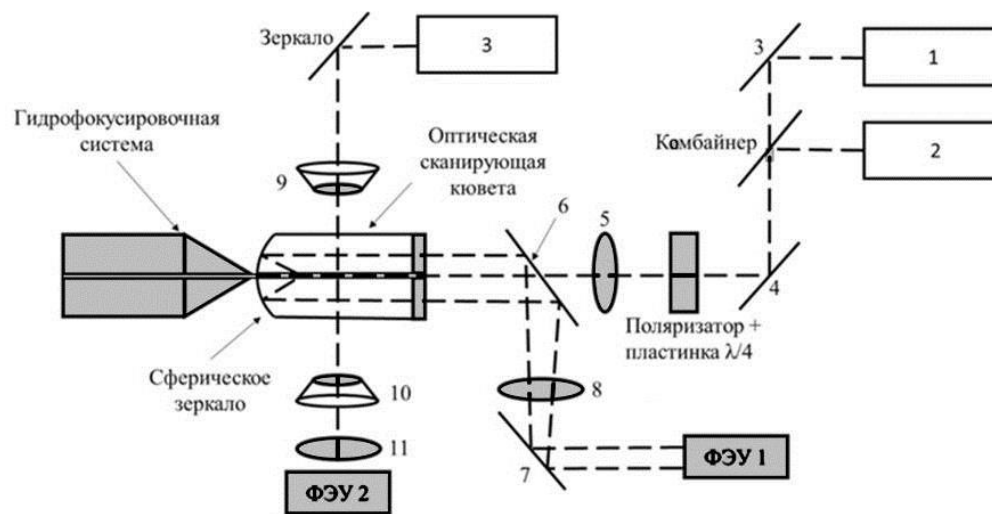


Рис. 1. Оптическая схема сканирующего проточного цитометра.

Для любой точки внутри рабочей области потока существует угол θ (θ здесь и далее измеряется в градусах), для которого рассеянный свет отразится от сферического зеркала вдоль оси. Угол θ непрерывно меняется при прохождении частицы вдоль области измерений. Этот "световой цилиндр", направленный вдоль оси потока, отражаясь от зеркал 6, 7, линзой 8 фокусируется на диафрагму (отверстие малого диаметра), расположенной перед ФЭУ-1. В результате отсечения диафрагмой большей части излучения рассеянного под другими углами, регистрируется (в основном) излучение, рассеянное только под углом θ . При прохождении частицы через область измерений, угол θ меняется, и, в результате, снимается индикатриса светорассеяния – зависимость интенсивности I рассеянного света от полярного угла.

Пучок триггерного лазера 3 фокусируется объективом 9 в капилляр оптической кюветы. Свет, рассеянный в направлении вперед, собирается объективом 10 и проходит через линзу 11 на ФЭУ 2. Маска, или пространственный фильтр, (на схеме не показана) предотвращает освещение ФЭУ 2 нерассеянным лазерным излучением. Сигнал с ФЭУ 2 сигнализирует о прохождении частицы через измерительный объем и необходим для синхронизации процесса измерений (считывания данных с фотоприемников) и отбраковки не качественных измерений. Например, случаи присутствия в измерительном объеме более одной частицы.

Оптическая модель эритроцита

Эритроцит – это клетка сложной формы, состоящая из мембраны, гемоглобина и воды [7]. Показатель преломления для эритроцита определяется только типом и концентрацией гемоглобина, находящегося внутри клетки. Чтобы рассчитать индикатрису светорассеяния

Измерение концентрации оксигемоглобина в эритроцитах методом сканирующей проточной цитометрии

эритроцита, необходима его оптическая модель. Эритроцит – клетка крови, по форме представляющая собой двояковыпуклый диск.

Известно, что форма мембраны эритроцита стремится к состоянию, при котором ее поверхностная энергия минимальна [7]. В силу этих соображений была построена оптическая модель эритроцита. В ней используются следующие параметры: объем клетки V ; индекс сферизации S_f равный отношению объема эритроцита к объему эритроцита с такой же площадью поверхности, но в форме шара; спонтанная кривизна мембраны c_0 – описывает кривизну мембраны, если из мембраны, зафиксировавшейся в определенном состоянии, вырезать небольшой кусочек. Однако эта модель обладает неоднозначностью. Одним и тем же параметрам могут отвечать несколько форм эритроцита. Поэтому была выбрана другая параметризация, со следующими основными параметрами: диаметр эритроцита d ; его минимальная h_1 и максимальная h_2 толщина [4]. На основе этих параметров ранее была разработана модель и получена база данных, состоящая из теоретических индикатрис. Индикатрисы рассчитывались с помощью программы ADDA, использующей метод дискретных диполей.

Обратная задача светорассеяния, то есть получение параметров клетки из значений индикатрисы светорассеяния, сводится к поиску глобального минимума функции [4]

$$\Phi(\mathbf{\beta}) = \|I_e - I_{th}(\mathbf{\beta})\|^2 = \sum_{j=1}^k \left\{ w(\theta_j) [I_e(\theta_j) - I_{th}(\theta_j, \mathbf{\beta})] \right\}^2.$$

Здесь $\mathbf{\beta}$ – вектор параметров модели клетки; I_e, I_{th} – экспериментальная и теоретическая индикатрисы, k – количество точек индикатрисы, $w(\theta)$ – весовая функция [4]:

$$w(\theta) = \theta^{-1} \exp[-2 \ln^2(\theta/54)].$$

Таким образом, при решении обратной задачи для каждой экспериментальной индикатрисы находится лучше всего ей соответствующая теоретическая, выбранная из базы данных.

Отличие оптических свойств различных видов гемоглобина

Вещественная часть показателя преломления определяется по формуле $n_r = n_0 + \alpha C_h$, где n_0 – показатель преломления для среды, в данном случае близкий к показателю преломления физраствора (для $\lambda = 660$ нм: $n_0^{660} = 1.333$, для $\lambda = 405$ нм: $n_0^{405} = 1.343$); α – специальный коэффициент преломления, зависящий от типа гемоглобина и длины волны; C_h – концентрация гемоглобина. Относительно коэффициента α в литературе существуют разногласия. При его определении, как правило, измеряется показатель преломления раствора гемоглобина при различных концентрациях. Затем по углу наклона графика рассчитывается искомый коэффициент.

Разные авторы используют различные способы подготовки пробы: разведение гемоглобина из порошкообразного состояния; лизис цельных эритроцитов, с последующим центрифугированием для отделения мембран клеток. Измеряются различные соединения гемоглобина: только чистый гемоглобин; только оксидированный гемоглобин; их смесь. Поэтому точность определения концентрации гемоглобина остается под вопросом. Примеры значений коэффициента α для оксидированного гемоглобина для $\lambda = 660$ нм: $\alpha = 0.145$ мл/г [9]; $\alpha = 0.194$ мл/г [10]; $\alpha = 0.1958$ мл/г [11].

Видно, что разница в значениях α может достигать 25%. Для расчета базы данных эритроцитов для $\lambda = 660$ нм был использован коэффициент $\alpha_0 = 0.194$ мл/г. Мы предполагали, что в [9] была неправильно определена концентрация гемоглобина, что не влияет на отношение коэффициентов на разных длинах волн. Для расчета вещественной части показателя преломления при $\lambda = 405$ нм была использована формула:

Федотова С. А.

$$n_r^{405} = n_0^{405} + \alpha_0 C_h \left[\frac{\alpha_{oh}^{405}}{\alpha_{oh}^{660}} \cdot C_{oh} + \frac{\alpha_h^{405}}{\alpha_h^{660}} \cdot C_h \right], \quad (1)$$

где C_{oh} и C_h – процентные содержания оксидированного и неоксидированного гемоглобина, коэффициенты α взяты из [9] и приведены в *таблице 1*. Мнимая часть показателя преломления определяется по формуле:

$$n_i = \frac{\ln 10}{4\pi} \frac{\lambda C_h}{M} [e_{\lambda,oh} C_{oh} + e_{\lambda,h} C_h], \quad (2)$$

где M – молекулярная масса гемоглобина, e_λ – микромолярный коэффициент экстинкции гемоглобина или оксигемоглобина. Зависимость микромолярного коэффициента экстинкции от длины волны для не оксидированного и оксидированного гемоглобина приведена на рис. 2 [12]. В *таблице 2* представлены значения коэффициента экстинкции двух типов гемоглобина для некоторых длин волн. Максимальная абсолютная разница между e_λ оксидированного и не оксидированного гемоглобина наблюдается на длине волны 436 нм.

Таблица 2. Значения микромолярного коэффициента экстинкции для оксидированного и не оксидированного гемоглобина

λ , нм		404	406	436	660
e_λ , л см ⁻¹ М ⁻¹	Hb	253368	270548	132820	3226.56
	HbO ₂	308716	354208	547040	319.6

Экспериментальная часть

Венозная кровь была взята у двух доноров. Были подготовлены по 2 пробы для каждого донора: 1 мкл крови, 500 мкл физраствора (0.9% раствор NaCl) и латексные частицы размером 2 и 4 мкм в количестве около 10^5 мл⁻¹. Были измерены индикатрисы для каждого донора на длинах волн 660 нм и 405 нм. Пример экспериментальной индикатрисы рассеяния для $\lambda = 405$ нм приведен на рис. 3, а.

С использованием программы, в основе работы которой заложен метод дискретных диполей (ADDA), ранее была создана база данных индикатрис эритроцитов при $\lambda = 660$ нм. Далее экспериментальные данные были обработаны и получены параметры красных кровяных телец: d ; h_1 и h_2 ; V ; S_I ; c_0 ; C_h и угол, описывающий ориентацию эритроцита в потоке жидкости ψ . Были выбраны 1000 эритроцитов с наименьшей среднеквадратической ошибкой при определении параметров. По формулам (1) и (2) для них были рассчитаны вещественный и мнимый показатели преломления для $\lambda = 405$ нм, при

Таблица 3. Показатели преломления эритроцита для различных концентраций оксигемоглобина

C_{oh} , %	0	25	50	75	100
n_r	1.048	1.0497	1.0514	1.0511	1.0548
$n_i \cdot 10^{-3}$	7.29	7.78	8.26	8.42	9.23

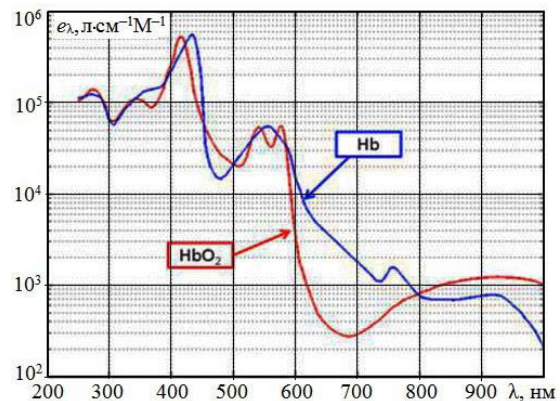


Рис. 2. Микромолярный коэффициент экстинкции для двух типов гемоглобина

концентрациях оксигемоглобина $C_{oh} = 0\%$, 25% , 50% , 75% и 100% .

В *таблице 3* приведен пример рассчитанных значений показателей преломления эритроцитов (относительно показателя преломления среды) при $C_h = 325.0462$ г / л для $\lambda = 405$ нм. Можно заметить, что различия в мнимой части

Измерение концентрации оксигемоглобина в эритроцитах методом сканирующей проточной цитометрии

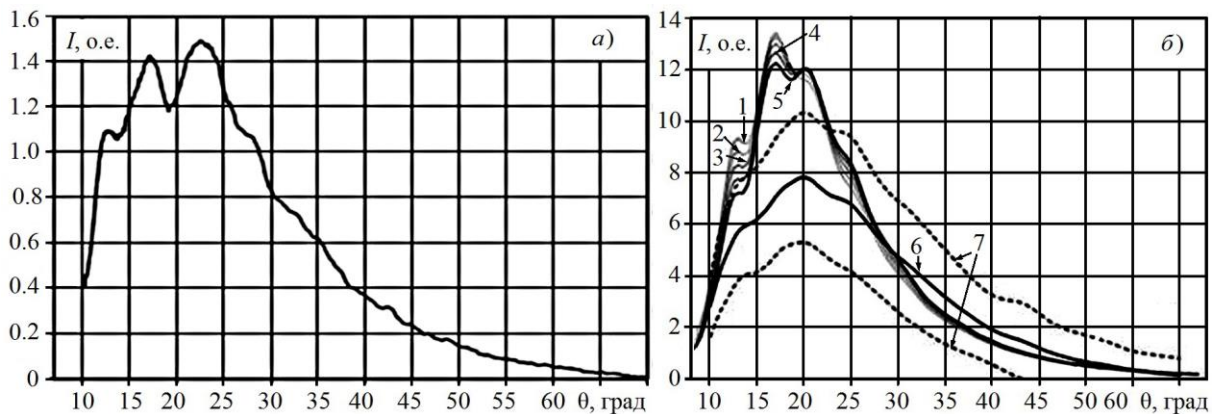


Рис. 3. Индикатрисы рассеяния: а) – экспериментальная для $\lambda = 405$ нм; б) графики 1-5 соответствуют теоретическим индикатрисам рассеяния при концентрации гемоглобина 0, 25, 50, 75 и 100 %, соответственно; б – экспериментальная индикатриса рассеяния; 7 – её среднеквадратические отклонения

показателя преломления значительно больше, чем в вещественной. Однако из-за малости абсолютных величин на вид индикатрис в большей степени влияет значение вещественной части показателя преломления.

Для каждой 1000 индикатрис с определенным значением концентрации оксигемоглобина была рассчитана средняя индикатриса. Помимо этого, была рассчитана средняя индикатриса для 7000 экспериментальных зависимостей и её среднеквадратическое отклонение. На рис. 3, б показаны средние теоретические индикатрисы для 5-ти концентраций гемоглобина и экспериментальная индикатриса с её среднеквадратическими отклонениями. Видно, что предложенный метод достаточно адекватно переводит индикатрисы на $\lambda = 405$ нм, однако для определения концентрации оксигемоглобина не хватает точности.

На точность полученных данных могут влиять несколько типов погрешностей: инструментальные, погрешности обработки, погрешности параметров эритроцитов, возникающие при решении обратной задачи. Инструментальные погрешности могут возникать из-за неточностей настройки сканирующего проточного цитометра. Погрешности обработки могут возникать вследствие неправильно подобранной концентрации частиц в пробе и качества самой пробы. При решении обратной задачи, параметры эритроцита определяются с определенной погрешностью. Например, погрешность определения диаметра эритроцита может составлять около 0.5 мкм при характерном диаметре порядка 7-8 мкм.

Результаты и выводы

Было исследовано влияние концентрации оксигемоглобина на светорассеяние эритроцитов. Определено, что изменения вещественной части показателя преломления гемоглобина при разном насыщении кислородом влияют на вид индикатрис светорассеяния. Был предложен и применен метод пересчета показателя преломления эритроцита для $\lambda = 660$ нм в показатель преломления того же эритроцита для $\lambda = 405$ нм. Рассчитаны теоретические индикатрисы рассеяния для 1000 частиц при $\lambda = 405$ нм. Выяснилось, что при использовании вышеописанного метода пересчета индикатрис с одной волны на другую разница между экспериментальными и теоретическими значениями не позволяет определить концентрацию оксигемоглобина. В то же время, предложенный метод описывает светорассеяние эритроцитов в рамках погрешностей, появляющихся при решении обратной задачи.

Предложенный метод пересчета индикатрис светорассеяния с одной длины волны на другую не позволяет определить концентрацию оксигемоглобина в эритроцитах. Это может быть вызвано рядом причин: погрешностями прибора и измерения индикатрис.

Федотова С. А.

трис, а также погрешностью параметров эритроцитов, возникающей при решении обратной задачи. Помимо этого, на данный момент в литературе не существует точных значений коэффициента, использованного при расчете вещественной части показателя преломления.

Более удобным методом измерения было бы измерение одного и того же эритроцита параллельно на двух различных длинах волн и решение обратной задачи светорассеяния с использованием двух индикатрис одновременно. Для этого в сканирующем проточном цитометре существует принципиальная возможность, но технические сложности пока не позволили провести такие эксперименты.

Литература

1. Epstein, F. H.; Hsia, C. C. W. Respiratory Function of Hemoglobin // *New England Journal of Medicine*. 1998. **338** (4): С. 239–247
2. Браже Н.А. [и др.]. Эритроцитарный уровень сердечно-сосудистых заболеваний.
3. Jorgensen JS, Schmid ER, Konig V, Faisst K, Huch A, Huch R. Limitations of forehead pulse oximetry // *J Clin Monit*. Jul 1995; 11(4):253–256.
4. Gilev K.V. [и др.]. Mature red blood cells: from optical model to inverse light-scattering problem // *Biomedical Optics Express*. 2016. № 4 (7). С. 1305.
5. Yurkin M.A., Hoekstra A.G. The discrete dipole approximation: An overview and recent developments // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2007. Т. 106. № 1-3. С. 558–589.
6. Yurkin M.A., Hoekstra A.G. The discrete-dipole-approximation code ADDA: Capabilities and known limitations // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2011. Т. 112. № 13. С. 2234–2247.
7. Y. Kim, K. Kim, and Y. Park. Measurement Techniques for Red Blood Cell Deformability: Recent Advances // *An Overview of Studies in Hematology*, T. Moschandreu, Ed., InTech. 2012.
8. P. Mazon, S. Muller, and H. El Azouzi, Deformation of erythrocytes under shear: A small-angle light scattering study // *Biorheology* 1997 **34**(2), 99–110.
9. Zhernovaya O., et al. The refractive index of human hemoglobin in the visible range // *Physics in Medicine and Biology*. 2011. Т. 56. № 13. С. 4013–4021.
10. Y.-C. Fung, W. Tsang, and P. Patitucci. High-resolution data on the geometry of red blood cells // *Biorheology*. 1981 **18**(3-6). С. 369–385.
11. Friebel M., Meinke M. Model function to calculate the refractive index of native hemoglobin in the wavelength range of 250-1100 nm dependent on concentration // *Applied optics*. 2006. Т. 45. № 12. С. 2838–2842.
12. Optical Absorption of Hemoglobin by Scott Prahl, Oregon Medical Laser Center

Хомченко И. В., группа № 14342

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАЛОГО УГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДИСПЕРСНОСТИ ЧАСТИЦ

Данная работа посвящена исследованию дробления жидкости в сверхзвуковой струе за диском маха. Определение физических характеристик образующихся полидисперсных частиц осуществлялось с помощью метода малого углового рассеяния, с использованием анализатора Spraytec. В ходе работы была экспериментально проверен метод малого углового рассеяния для определения функции распределения по размерам частиц и их процентного соотношения от общего числа частиц. Численные расчёты размеров частиц проводились с использованием теории дифракции света, в приближении дифракции Фраунгофера. Подобные измерения со струями воздушных потоков в данных условиях ранее не проводились.

Ключевые слова: метод малого углового рассеяния, дифракционный анализатор, дисперсность.

Работа выполнена в лаборатории Оптических методов диагностики газовых потоков ИТПМ СО РАН.

Научный руководитель: **В. М. Бойко**, д. ф.-м. н., зав. лаб., ИТПМ СО РАН.

Введение

Вторичное аэродинамическое дробление капель в высоко-градиентных газовых потоках с переменным и ограниченным во времени действием аэродинамических сил на каплю – широко распространенное явление в разнообразных научных и практических приложениях. Используется в энергетике, химической промышленности, в современных технологиях создания и обработки новых материалов, в ракетном и авиационном двигателестроении и т. д. Данные о механизмах и динамике диспергирования жидкостей наиболее востребованы в приложениях, где предъявляются повышенные требования к дисперсному составу продуктов дробления жидкости, а также к производительности и эффективности тепло и массообменных процессов в двухфазных средах.

Важнейшая задача в изучении механизмов аэродинамического дробления капель – это определение условий получения распылов с приемлемыми размерами частиц. Дисперсность – характеристика размера частиц в дисперсных системах. Исследование дисперсности частиц, имеет важное практическое значение в ракетной и авиационной технике, в энергетике, в фармацевтической, химической промышленности. Так, дисперсность как технологический показатель играет огромную роль при распылении жидких топлив в авиационных и ракетных двигателях, в производстве и применении пигментов различных наполнителей для пластмасс, удобрений, пестицидов, фармацевтических препаратов и многих других порошкообразных продуктов.

Для измерения в дисперсных потоках наиболее приемлемыми, точными, а иногда даже и единственно возможными являются дистанционные методы оптической диагностики. С помощью них можно без искажения получить все необходимые данные о размерах и параметрах движения частиц в потоке, необходимых при исследованиях и эксплуатации различных аппаратов. Оптические методы определения размеров частиц делятся на два типа: прямые и косвенные.

Прямые оптические методы. Полезную информацию о размерах, траекториях и скоростях движения частиц дисперсной фазы можно получить при правильно организованной видеосъёмке потока. Это во многом относится к съёмке потоков с невысокой концентрацией частиц. Разрешение фотографического метода ограничено качеством используемых объекти-

Хомченко И. В.

вов и минимально возможным расстоянием до объекта съёмки. Минимальные значения размеров частиц, используемых в этом методе, от 15 до 500 мкм.

Используется также современный полевой метод определения диаметров сферических частиц через их расфокусированные изображения – метод IPI (interferometric particle imaging) [1]. Как и фотографический метод он работает только в потоках с малым содержанием дисперсной фазы. На рис. 1 дан пример регистрируемых в этом методе изображений.

Усреднённые параметры дисперсных потоков частиц и капель могут быть определены косвенным путём также оптическими методами. Их принципиальная основа сводится к трём типам измерений: 1) измерение прозрачности; 2) измерение степени поляризации рассеянного света; 3) измерение индикатрисы рассеяния. Наиболее информативным является третий метод, основанный на анализе индикатрисы рассеяния света.

Целью данной работы являлось определение размеров дисперсных частиц в факеле распыла пневматической форсунки с помощью дифракционного метода (метода малого углового рассеяния).

Рассеяние света

Рассеяние света – это изменение какой-либо характеристики потока оптического излучения при его взаимодействии с веществом [2]. Процесс рассеяние света состоит в заимствовании молекулой или частицей энергии у электромагнитной волны, и излучении этой энергии в телесный угол, с вершиной в этой частице. С точки зрения физики, молекула или частица одинаково рассеивают свет, однако механизм рассеяния во многом зависит от размеров частицы. Довольно часто рассеяние света можно описать в рамках волновой теории излучения. Согласно этой теории, электрическое поле распространяющейся в среде световой волны возбуждает входящие в состав атомов электроны, и они становятся источниками вторичных сферических волн, излучаемых во все стороны (см., рис. 2).

С макроскопической точки зрения рассеяние может быть обусловлено только неоднородностями среды. При слабых нарушениях однородности среды, рассеянный свет составляет малую часть от первичного пучка. Рассеяние света происходит и на частицах, имеющих размеры меньше длин волн видимого диапазона. При рассмотрении непрерывной среды рассеяние будет происходить на её оптических неоднородностях. Для сплошной среды рассеяние по своему физическому содержанию сводится к дифракции волн на неоднородностях среды.

Одним из важных типов рассеяния является упругое рассеяние, при котором рассеянный свет характеризуется той же частотой, что и падающее излучение. Различают несколько типов рассеяния, при котором характер рассеяния зависит от соотношения между длиной волны и линейным размером частицы: рэлеевское, рассеяния Ми, малоугловое и др.

Качественной характеристикой рассеяния излучения частицей является дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma$. Оно определяется как отношение потока излучения dI_s , рассе-

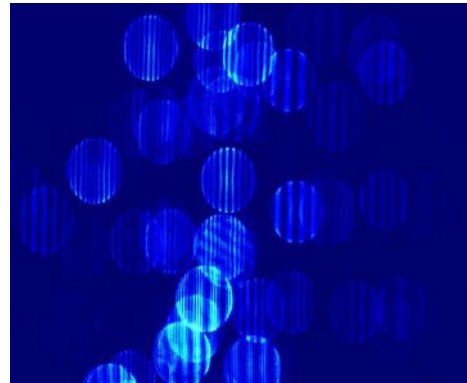


Рис. 1. Пример изображения расфокусированных частиц, зарегистрированных при использовании IPI метода

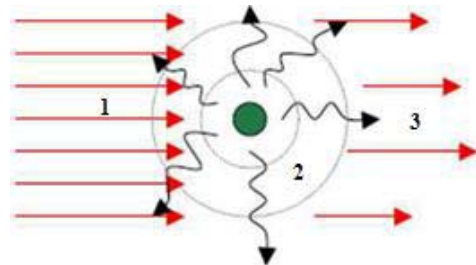


Рис. 2. Принципиальная схема рассеяния: 1 – падающая волна; 2 – атом; 3 – рассеянное излучение

Использование малого углового рассеяния света для измерения дисперсности частиц

янного в малый телесный угол $d\Omega$ к величине падающего потока I_0 : $d\sigma = (dI_s / d\Omega) / I_0$. Дифференциальное сечение рассеяния, отнесённое к единичному телесному углу, имеет размерность площади. Оно численно равно площади, для которой мощность проходящего через неё излучения равна мощности излучения, рассеянного частицей в телесном угле в направлении, характеризуемом углами θ и φ . Полная мощность рассеянного излучения $P_\Sigma = I_0 \cdot \sigma$, где

$\sigma = \int_0^{4\pi} \sigma d\Omega$ – полное сечение рассеяния частицы. Распределение мощности рассеяния части-

цы в пространстве характеризуется индикатрисой рассеяния $f(\theta, \varphi) = d\sigma(\theta, \varphi) / (\sigma d\Omega)$. Эта функция является безразмерной величиной, с единичным интегралом по всему объёму.

Малоугловое рассеяние света – это упругое рассеяние электромагнитных волн оптического диапазона на неоднородностях вещества, размеры которых превышают длину волны, а направление рассеянного излучения незначительно отличается от направления падающего пучка. В настоящее время метод малого углового рассеяния используется в различных областях науки и техники. С помощью данного метода изучают строение биологических молекул в растворе, объёмные дефекты в кристаллических веществах, кластерную структуру жидкостей и т. п. В настоящее время прогресс в регистрации малоуглового рассеяния в сочетании с новейшими методами на основе рассеяния света проявился в структурных исследованиях нано материалов в процессах формирования наночастиц в различных носителях. Его применение имело значительный успех в анализе макромолекул и их комплексов в растворах.

Одной из наиболее важных задач, решаемых методом малоуглового рассеяния света, является задача определение размеров дисперсных частиц. У этого метода есть несколько плюсов, по сравнению с другими методами исследования дисперсных частиц. Одним из них является его экономичность, он не требует значительных денежных затрат. Более того, он довольно точный и не деструктивный. Ещё одним достоинством является, минимализм в пробоподготовке. Кроме того, благодаря этому методу можно наблюдать взаимодействия между частицами в реальном времени.

Дифракционный анализатор Malvern Spraytec

Работа выполнялась на установке с использованием лазерного дифракционного анализатора модульной конструкции Malvern Spraytec [3]. Данный прибор предназначен для определения размера частиц аэрозолей и спреев, образующихся в процессе разбрызгивания или распыления, в диапазоне диаметров $D \approx 0.1-2000$ мкм.

Схема регистрации представлена на рис. 3. Излучение от лазера 1, после прохождения оптической системы 2, формирующей широкий параллельный пучок (лазерный нож) 3, про-

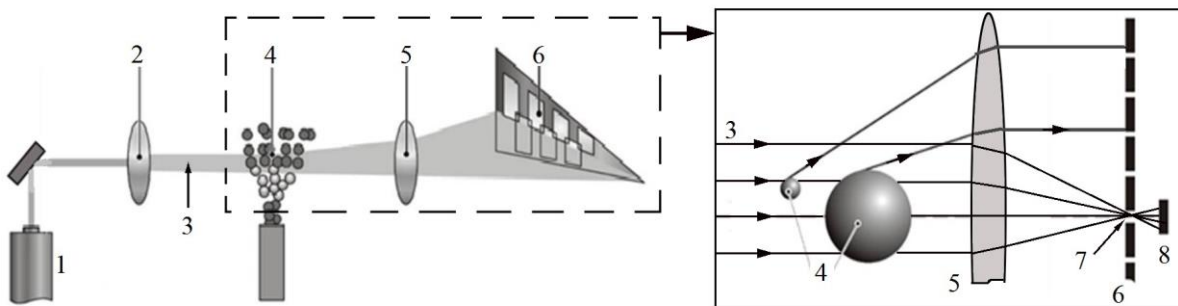


Рис. 3. Схема дифракционного анализатора Malvern Spraytec: 1 – лазер; 2 – оптическая система; 3 – параллельный пучок света; 4 – частицы спрея; 5 – объектив; 6 – детекторная матрица; 7 – микродиафрагма; 8 – нулевой детектор

Хомченко И. В.

ходит через исследуемый объем с присутствующими в нем каплями спрея 4. Исходное и рассеянное на частицах излучение фокусируется объективом 5 на детекторную матрицу 6. Нерассеянное излучение зондирующего пучка фокусируется линзой 5, так, что оно проходит через микродиафрагму 7 и попадает на центр детекторной матрицы, где расположен нулевой детектор 8. Измерение интенсивности данным детектором даёт возможность определить пропускание (поглощение) зондирующего излучения исследуемым объектом. Рассеянное на частицах излучение фокусируется на детекторную матрицу 6. Матрица содержит свыше 30 отдельных детекторов, каждый из которых регистрирует излучение, рассеянное на углы определенного диапазона. Для каждого из них существует свой канал данных. Измеренное угловое распределение позволяет определить размер частиц.

Индикатриса рассеяния зависит от оптических характеристик материала частиц, значения которых задаются пользователем в виде оптических показателей преломления и поглощения. Зарегистрированная индикатриса рассеяния – является измерением, которое контролируется пользователем вручную или с помощью стандартной операционной процедуры, которая список пошаговых инструкций.

На рис. 4 представлен типичный пример зарегистрированной индикатрисы рассеяния – уровни сигналов (интенсивность излучения $I_{\text{отн}}$) зарегистрированные отдельными детекторами. По оси абсцисс отложены номера детекторов N . Самый левый столбец ($N=0$) и левая шкала (ось ординат) соответствуют нулевому детектору. Уровень сигнала с остальных детекторов приведен на правой шкале.

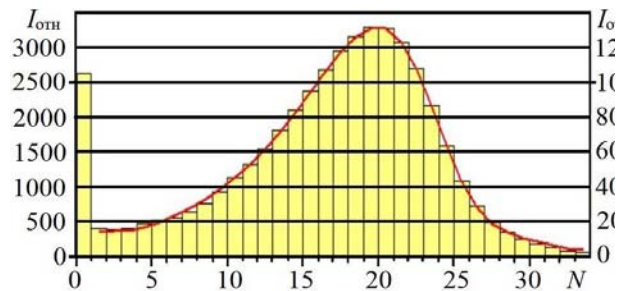


Рис. 4. Пример экспериментальной индикатрисы рассеяния

Результаты экспериментов и основные выводы

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 5. Газ (воздух) из ресивера

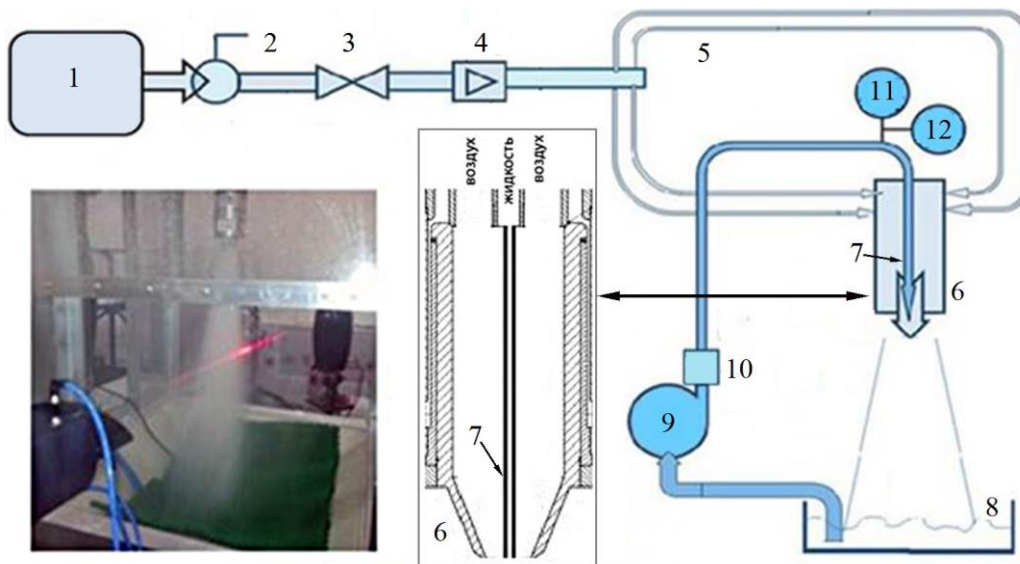


Рис. 5. Принципиальная схема и фотография экспериментальной установки в рабочем режиме: 1 – ресивер низкого давления; 2 – шаровый кран; 3 – регулирующий клапан; 4 – вихревой расходомер; 5 – датчик давления; 6 – датчик температуры; 7 – рабочий объем; 8 – сопло; 9 – камера; 10 – электрический расходомер; 11 – центробежный насос

Использование малого углового рассеяния света для измерения дисперсности частиц

среднего давления I , пройдя шаровой кран 2 , регулирующего клапана 3 и вихревой расходомера 4 , поступает в рабочий объем (форкамеру) 5 . Из рабочего объема газ истекает в атмосферу через сопло 6 . На выходе из сопла образуется сверхзвуковая струя с коэффициентом расширения $P_{RN} = 2.5$. На оси сопла расположена тонкая игла 7 через которую на срезе сопла в струю подается вода. Вода собирается в поддон 8 , из которого центробежным насосом 9 подается опять на вход иглы. Таким образом, реализуется замкнутый цикл циркуляции воды. Параметры микроструи воды контролируются электромагнитным расходомером 10 , датчиком давления 11 и датчиком температуры 12 . Спрей, образуется в результате дробления струи жидкости в сверхзвуковой струе за диском Маха.

На рис. 6 представлены два изображения двухфазной струи. Одно из них (рис. 6, *a*) получено с использованием теневого метода визуализации. Данный метод основан на Фурье-фильтрации зондирующего излучения, прошедшего через исследуемый объект. Второе изображение (рис. 6, *б*) получено при визуализации течения методом лазерного ножа. Этот метод визуализации основан на рассеянии света на частицах присутствующих в потоке. В качестве источника света в этом методе применяется лазер [2, 4].

В ходе наших исследований, впервые получены результаты о дисперсном составе спрея, образованного путем дробления струи жидкости в сверхзвуковой струе за диском Маха. На первом этапе эксперимента была проведена юстировка и калибровка прибора. Затем включалась подача воды. Данные обрабатывались с помощью компьютера в системе Spraytec. Полученное в экспериментах интегральное распределение частиц по размерам представлено на рис. 7.

Было установлено, что наиболее вероятный размер частиц в струе составляет $D \approx 20$ мкм при расстоянии 27 мм от среза сопла (рис. 7, *a*). Для следующей серии измерений, проведенных в аналогичных условиях, но на другом расстоянии от среза сопла (22.5 мм), результаты оказались другими. В потоке были обнаружены частицы с наиболее характерным размером $D \approx 25$ мкм, а также $D \approx 1000$ мкм. Наличие частиц второй группы не согласуется с теоретическим распределением.

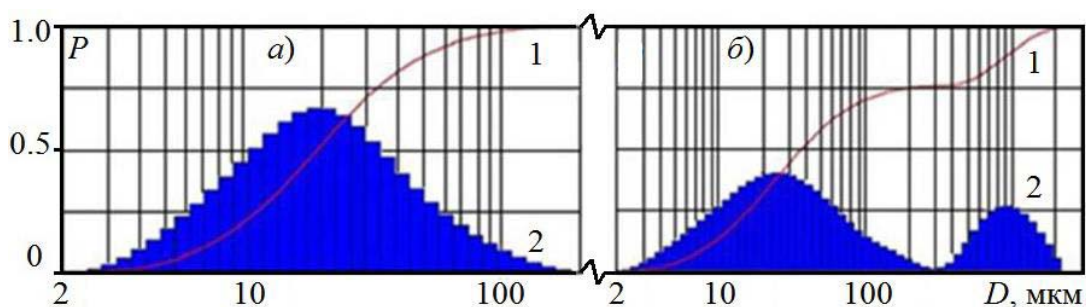


Рис. 7. Функции распределения 1 и дифференциальные функции распределения 2 микрокапель по размерам; расстояние от среза сопла *a*) – 27 мм; *б*) – 22.5 мм

Хомченко И. В.

Таким образом, в ходе выполнения работы мною был экспериментально проверен метод малого углового рассеяния для определения функции распределения по размерам частиц и их процентного соотношения от общего числа частиц. Было проведено знакомство с лазерным дифракционным анализатором Malvern Spraytec. Получены результаты о дисперсном составе спрея, образованного путем дробления струи жидкости в сверхзвуковой струе за диском маха. Построены функции распределения капель по размерам для различных расстояний от среза сопла.

Список литературы

1. Damaschke N., Nobach H., Nonn T. I., Semidentov N., Tropea C. Size and Velocity Measurements with the Global Phase Doppler Technique: Darmstadt, DUTCFMAM
2. Бойко В. М., Оришич А. М., Павлов А. А., Пикалов В. В. Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте: Новосибирск, НГУ, 2009. 450 с
3. Справочное руководство пользователя: Spraytec. ООО «КД Системы и Оборудование», 2011. 54 с.
4. Павлов А. А., Павлов Ал. А., Голубев М. П. Применение самонаводящихся фильтров цернике на основе эффекта насыщения для теневой диагностики газовых потоков, Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: 2014. Т. 9, вып. 1. С. 15-28.

Черепанов Д. Е., группа № 14362

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПО ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИМ ДАННЫМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АЛГОРИТМА ПИРСА

Целью курсовой работы являлось знакомство с интерференционными методами исследования фазовых неоднородностей. Изложены особенности получения интерферометрических данных и их последующей обработки в случае осесимметричного объекта исследования. Для получения количественных данных для осесимметричных объектов был составлен алгоритм расчета изменения показателя преломления по методу Пирса. Алгоритм был реализован в программном коде, и создан макет консольного приложения. Алгоритм был проверен на тестовом объекте, смоделированном математическим способом. Результаты тестовых вычислений совпали с исходными данными. Были получены данные об изменении показателя преломления, температуры и плотности воздуха в пламени свечи.

Ключевые слова: интерференционные методы, фазовые неоднородности, газовые потоки, алгоритм Пирса.

Работа выполнена в Межфакультетской лаборатории физической оптики кафедры общей физики Новосибирского государственного университета.

Научный руководитель: **Павлов А. А.**, д. ф.-м. н., профессор кафедры общей физики Новосибирского государственного университета.

Введение

Интерференционные методы широко используются для исследования фазовых неоднородностей. Характерным примером подобных объектов являются газовые потоки. Разберем принципы действия интерференционных методов на примере схемы с использованием классического интерферометра Маха-Цандера (рис. 1) [1]. Данная схема является одной из наиболее распространенных при использовании методов оптической интерферометрии.

Излучение от источника света 1 поступает на коллимирующую линзу 2, после которой формируется плоскопараллельный пучок. Данный пучок попадает на светоделительное зеркало 3 и делится на два. Один из них проходит через исследуемую неоднородность – этот пучок называется предметным. Второй без возмущения проходит вне неоднородности и называется опорным (базовым). Далее с помощью зеркал 4 и 5 оба луча сводятся на втором полупрозрачном зеркале 6, так что в каждом направлении после него проходит комбинация двух волн. Объектив 7 фокусирует изображение неоднородности на фотоприемную матрицу телекамеры. В плоскости наблюдения 8 формируется стационарная интерференционная картина.

При отсутствии неоднородности и симметричном относительно нормали к плоскости наблюдения угле падения пучков на экране будут наблюдаться прямые интерференционные полосы. Если волновые векторы обоих пучков лежат в плоскости (yz) , то интенсивность интерференционной картины в плоскости регистрации при равенстве амплитуды пучков будет описываться соотношением

$$I = 2I_0[1 + \cos(2\pi y / h)].$$

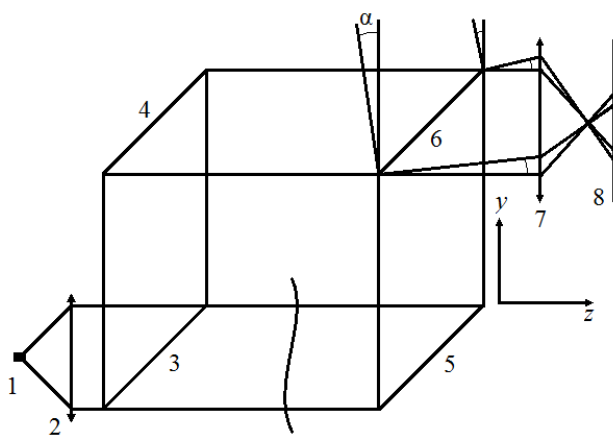


Рис. 1. Схема интерферометра Маха-Цандера

Черепанов Д. Е.

Здесь λ – длина волны зондирующего излучения; α – угол между интерферирующими пучками, $h = \lambda / 2\sin(\alpha / 2)$ – шаг интерференционных полос при масштабе изображения равном единице. Меняя угол наклона зеркала 6, можно регулировать шаг и наклон интерференционных полос.

При наличии неоднородности будет возникать сдвиг фазы предметной волны,

$$\Delta\varphi(x, y) = \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{z_1}^{z_2} [\Delta n(x, r) - n_0] dz. \quad (1)$$

В результате интерференционные полосы сместятся. Интенсивность по полю интерференционной картины будет определяться соотношением

$$I = 2I_0[1 + \cos(2\pi y / h + \Delta\varphi)].$$

Определив по интерферограммам сдвиг полос для исследуемого объекта по сравнению с базовыми полосами (при отсутствии объекта), можно получить значения интеграла (1).

Интерферограммы для некоторых типов объектов позволяют получать количественную информацию об изменении показателя преломления. В случае плоского или осесимметричного фазового объекта для исследования хватает одного направления просвечивания. В общем случае, при исследовании трехмерных объектов для получения точного решения необходима информация о сдвиге интерференционных полос для континуума просвечиваний в диапазоне углов от 0° до 180° . Для расчетов существуют соответствующие алгоритмы. В данной работе исследовалась осесимметричная неоднородность, то есть требовалось одно просвечивание.

Несмотря на эффективность интерферометра Маха-Цандера, его использование на крупных установках связано с рядом трудностей. Основной из них является сложность транспортировки опорного пучка к плоскости регистрации интерферограммы. В работе [1, 2] был предложен метод для регистрации интерферограмм с формированием предметного и опорного пучков от отдельных источников света. Установка, реализованная по подобной схеме в Межфакультетской лаборатории по физической оптике НГУ, использовалась для выполнения курсовой работы.

Задачи работы:

1. Ознакомиться с принципами интерференционных методов исследования газовых неоднородностей.
2. Ознакомиться с методом регистрации интерферограмм с формированием предметной и опорной волн от отдельных источников света.
3. Зарегистрировать интерферограммы газовой неоднородности (пламя свечи).
4. Разработать алгоритм расчета изменения показателя преломления по интерферометрическим данным для осесимметричного случая.
5. Используя разработанный алгоритм и экспериментально полученные интерферограммы, рассчитать распределение температуры в пламени свечи для выбранных сечений.

Экспериментальная установка и регистрация интерферограмм

На рис. 2 представлена схема экспериментальной установки. Излучение от гелий-неонового лазера 1 с помощью объективов 2 и коллиматорной линзы 3 формируется в плоскопараллельный пучок, который служит предметной волной. После прохождения исследуемой фазовой неоднородности 4 и собирающей линзы 5 зондирующее излучение подается на регистрирующее устройство, включающее в себя светоделительный кубик 6, гелий-неоновый лазер 7 и приемную телекамеру с объективом 8. Лазер 7 служит источником опор-

Расчет распределения плотности по интерферометрическим данным с использованием алгоритма пирса

ной волны. Принципиально такая схема схожа с интерферометром Маха-Цандера. Однако опорный пучок формируется от отдельного лазера, однотипного лазеру 1.

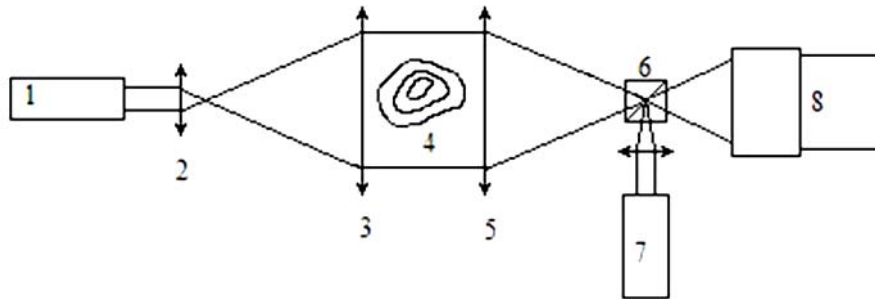


Рис. 2. Схема установки

Несмотря на то, что интерференция, как явление, существует всегда, напрямую использование такой схемы не позволяет регистрировать интерференционные картины. Это связано с тем, что излучение любого лазерного источника можно представить в виде отдельных цугов, фазы которых хаотически меняются. Длина среднестатистического цуга определяется длиной когерентности лазера. Поэтому при смене цуга любого из лазеров разность фаз между интерферирующими волнами меняется случайным образом. В результате, за время экспозиции регистрируется сумма всех интерференционных картин, то есть однородное поле засветки. Но если время экспозиции мало (на данной установке около 4 мкс), а длина когерентности лазера порядка 1 мс, то можно зарегистрировать интерференционную картину. Кроме того, частота излучения одинаковых лазеров на самом деле существенно отличаются (причем отличие может составлять порядка сотен мегагерц). А для регистрации интерференционной картины разность периодов излучения лазеров должна быть не больше времени экспозиции. То есть при времени экспозиции 4 мкс, необходимо, чтобы отличие частот было порядка 100 КГц.

Регистрация интерферограмм производилась следующим образом. Сначала включался один из лазеров. В результате нагрева резонатора его длина изменяется и, как следствие, меняется частота генерации. Поэтому для стабилизации частоты выжидалось 5-10 минут. Затем включался второй лазер, и начинался ввод серии кадров. При нагреве резонатора второго лазера частота его излучения так же меняется. Возникают моменты, когда частоты излучения обоих лазеров достаточно близки друг к другу. При этом на экране монитора отчетливо наблюдалась интерференционная картина. Ввод кадров останавливался. Из серии выбирались значимые кадры, которые в дальнейшем использовались для получения информации о сдвиге интерференционных полос. На рис. 3 даны изображения типичных интерферограмм для пламени свечи (левое изображение) и невозмущенного поля (правое изображение).

Методика расчетов

Интерферограммы для некоторых типов объектов позволяют получить количественную информацию об изменении показателя преломления. Для газов это дает возможность получать информацию о распределении плотности, поскольку существует линейная связь между изменениями плотности и показателя преломления:

$$n = 1 + \xi\rho. \quad (3)$$

Коэффициент ξ (постоянная Гладсона-Дейла) для разных газов имеет разные значения, но для конкретного газа (газовой смеси) остается постоянным в широком диапазоне температур и давлений.

Черепанов Д. Е.

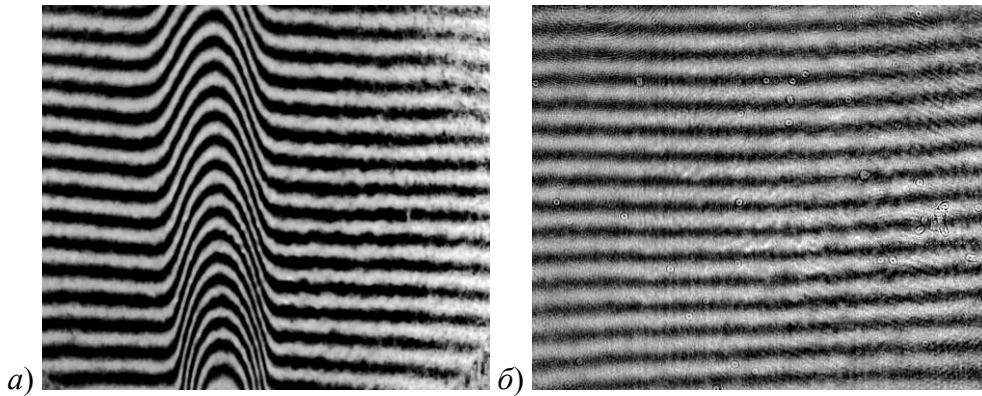


Рис. 3. Примеры типичных интерферограмм: а) – интерферограмма пламени свечи; б) – интерферограмма невозмущенного поля (без пламени)

Существует ряд методов по обработке интерферограмм. Они делятся на аналитические и алгебраические. В данной работе использовался алгебраический метод Пирса [3]. Рассматривая симметричное относительно оси x (рис. 4) распределение плотности нагретого воздуха в сечении, найдем сдвиг фазы, используя соотношение (1):

$$\Delta\varphi(x, y) = \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{|y|}^R [n(x, r) - n_0] \frac{rdr}{\sqrt{r^2 - y^2}}.$$

Таким образом, сдвиг полос будет равен:

$$k(x, y) = \frac{\Delta\varphi(x, y)}{2\pi} = \frac{1}{\lambda} \int_{|y|}^R [n(x, r) - n_0] \frac{rdr}{\sqrt{r^2 - y^2}}$$

Аналитические методы расчетов заключаются в поиске интегрального решения уравнения (2), также называемого интегральным уравнением Абеля. Оно имеет точное решение:

$$n(x, r) - n_0 = -\frac{\lambda}{\pi} \int_r^R \frac{dk(x, y) / dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy.$$

Метод Пирса заключается в поиске решения уравнения (2) с помощью системы линейных уравнений. Если разделить сечение на m концентрических колец (рис. 5.) одинаковой ширины $\Delta r = R / m$ с центром в области источника пламени, то интеграл можно заменить суммированием:

$$k_j = \frac{1}{\lambda} \sum_{j=i}^m A_{ij} \Delta n_i = \frac{m}{\lambda R} \sum_{j=i}^m a_{ij} \Delta n_i$$

Рис. 5 поясняет процедуру расчета коэффициентов a_{ij} . Для упрощения вычисления принято, что $l_{ij} = a_{ij} / \Delta r$. Площадь a_{ij} приблизительно вычисляется как площадь прямоугольника Δr на l_{ij} , где l_{ij} – путь прохождения луча через соответствующую зону. Можно показать, что:

$$l_{ij} = 2\Delta r \sqrt{j^2 - (i-1)^2} - l_{ij-1}. \quad (4)$$

При $i = j$ и $i = 1$:

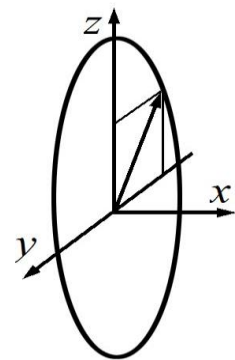


Рис. 4. Осесимметричный фазовый объект

Расчет распределения плотности по интерферометрическим данным с использованием алгоритма пирса

$$l_{ij} = 2\Delta r \sqrt{j^2 - (i-1)^2}; \quad l_{lj} = 2\Delta r.$$

Данное приближение будет работать достаточно точно при разделении на большое количество зон.

Расчет распределения коэффициента преломления сводится к решению системы линейных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} l_{11}\Delta n_1 + l_{12}\Delta n_2 + \dots + l_{1m}\Delta n_m &= \frac{\lambda}{m} k_1; \\ l_{22}\Delta n_2 + \dots + l_{2m}\Delta n_m &= \frac{\lambda}{m} k_2; \\ \dots & \\ l_{mm}\Delta n_m &= \frac{\lambda}{m} k_m. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

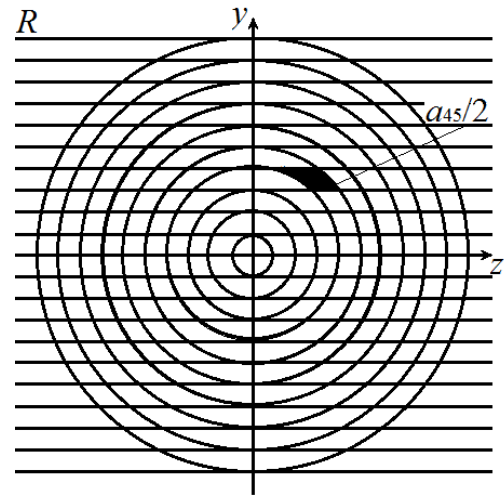


Рис. 5. Разделение сечения на концентрические кольца

Это легко реализуется в программном коде. Если представить систему (5) в матричном виде $AX = B$ (5.1), то решение ищется в виде $X = A^{-1}B$. Очевидно, что верхнетреугольная матрица A невырождена в данном случае всегда, а значит имеет обратную матрицу. Поэтому система разрешима всегда.

Для расчета распределения температуры использовалось уравнение состояния идеального газа в случае постоянного давления для разных температур. Выбор постоянного значения давления обусловлен тем, что в нашем объекте (воздух в области пламени свечи) характерные скорости потока много меньше скорости звука, которая является определяющим параметром для скорости выравнивания давления. В результате имеем:

$$PV_1 = \frac{\rho_1 V_1 R T_1}{\mu}; \quad PV_i = \frac{\rho_i V_i R T_i}{\mu}; \quad \frac{\rho_i}{\rho_1} = \frac{T_1}{T_i}.$$

Используя соотношение (3) и учитывая, что $n_i = n_1 + \Delta n_i$, получим: $\frac{n_i - 1}{n_1 - 1} = \frac{T_1}{T_i}$, а для температуры i -той зоны

$$T_i = \frac{T_1(n_1 - 1)}{(n_1 - \Delta n_i - 1)}.$$

Описание программы

Программа была написана на языке C++. Часть необходимых данных для проведения расчетов вводится в файл «data.txt» (при запуске консольного приложения выводится инструкция ввода данных). После открытия файла предлагается выбрать метод ввода сдвига полос (загрузить из файла, который нужно создать заранее и ввести имя в консоль, либо ввести сдвиги полос вручную). Полученные в ходе расчетов данные записываются в три текстовых файла («Распределение показателя преломления.txt», «Распределение температуры.txt» и «Распределение плотности.txt») для удобной работы с ними.

Написанная программа позволяет реализовать следующие функции:

1. Для системы (5.1) заполнение матрицы A с использованием формулы (4), вектора B , используя в качестве входных данных количество зон m , длину волны λ , радиус исследуемой области – R и сдвиг интерференционных полос в каждой области k .

2. Нахождение обратной матрицы A^{-1} методом Гаусса.

Черепанов Д. Е.

3. Получение вектора-столбца, состоящего из Δn_i , соответствующих каждой зоне, в результате произведения A^{-1} и вектора-столбца B .

4. Расчет распределения коэффициента преломления, температуры и плотности с последующей записью в соответствующие файлы.

Для проверки алгоритма проводился тест. В качестве тестового объекта бралась простейшая математическая модель неоднородности в виде цилиндра. Показатель преломления вне цилиндра $n_0 = 0$, внутри цилиндра $n = 1$. На рис. 6 даны графики распределения коэффициента преломления и сдвига полос в данной модели в зависимости от относительного радиуса r/λ . Для данной модели по сдвигу полос был восстановлен профиль показателя преломления. Тест проводился при разделении исследуемой области на 100 колец. Результаты расчетов полностью совпали с исходным значением показателя преломления. Это доказывает корректность и работоспособности алгоритма.

Целесообразность выбора в качестве тестового объекта цилиндра объясняется тем, что любой осесимметричный объект можно представить в виде суммы соосных цилиндров с положительным или отрицательным изменением показателя преломления (рис. 7). Если программа правильно рассчитывает распределение показателя преломления для отдельного цилиндра, то в силу линейности исходных уравнений, результат будет верен и для всего объекта.

Точность расчетов с использованием данного алгоритма напрямую зависит от количества кольцевых областей m . Чем их больше, тем меньше ошибка итогового результата. Однако, в данной работе аналитический анализ ошибок расчета не проводился.

Обработка экспериментальных данных

При проведении экспериментальной части работы в качестве исследуемого объекта использовалось пламя свечи. Для проведения расчетов было необходимо в выбранном сечении объекта определить сдвиг интерференционных полос относительно их положения при его отсутствии. На рис. 3 приведены типичные интерферограммы невозмущенного поля и пламени свечи. На рис. 8, а дана интерферограмма с 3-мя выделенными сечениями, для которых проводились расчеты.

Так как невозмущенные интерференционные полосы не всегда идеально горизонтальны (см., рис. 3, б), определения сдвига полос k проводится следующим образом:

1. Для интерферограмм объекта и невозмущенного поля нумеруются интерференционные полосы (с точностью до постоянного целого числа). Так как плотность (коэффициент преломления) к центру пламени убывает, номер интерференционной полосы в этом направлении тоже должен убывать. Соответственно и для невозмущенного поля выбирается направление возрастания номера интерференционных полос.

2. В выбранном сечении по горизонтальной координате s определяются в общем случае дробные значения номеров невозмущенных интерференционных полос $k_{01}(s)$.

3. В том же сечении определяются номера интерференционных полос $k(s)$ для пламени.

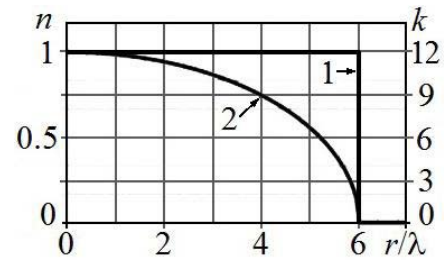


Рис. 6. Данные для расчета модели: 1 – показатель преломления n ; 2 – сдвиг полос k в зависимости от относительного радиуса

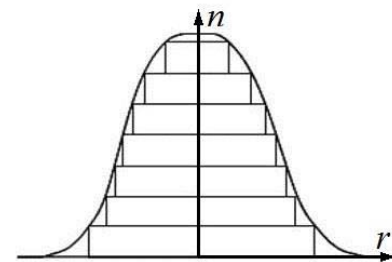


Рис. 7. Представление осесимметричного объекта суммой цилиндров

Расчет распределения плотности по интерферометрическим данным с использованием алгоритма пирса

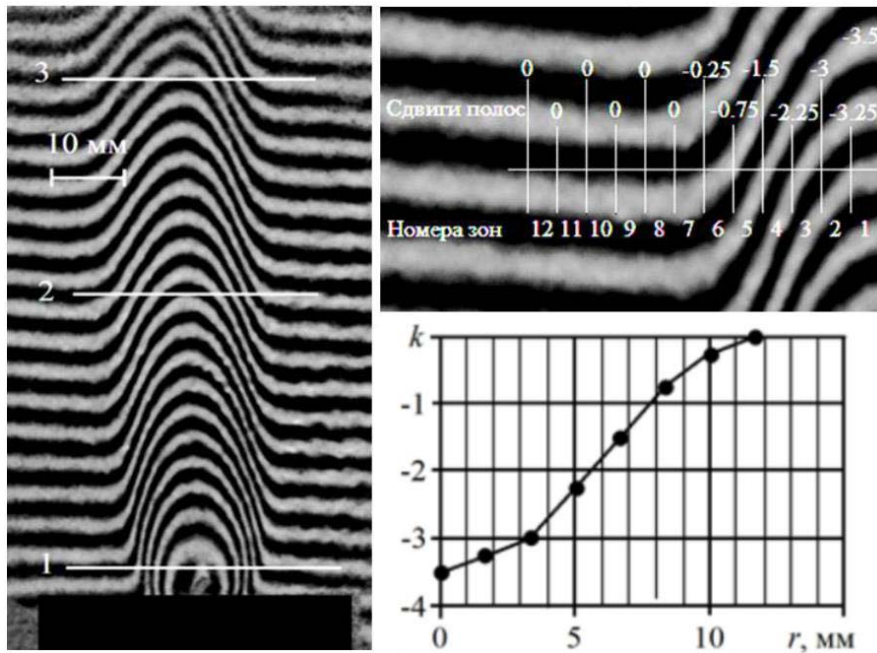


Рис. 8. Интерферограмма пламени свечи, ее увеличенный фрагмент для сечения 2 и график зависимости сдвига полос от радиуса для этого сечения

4. Поскольку положение полос различно для отдельных интерферограмм, с постоянным для всего поля сдвигом $\Delta k_0(s) = \Delta k_0 = \text{const}$, значение Δk_0 определяется в невозмущенной области объекта как $\Delta k_0 = k_0(s_H) - k(s_H)$.

5. Определяется положение полос, которое должно было бы быть без случайной добавки Δk_0 для невозмущенного поля $k_0(s) = k_{01}(s) - \Delta k_0$.

6. Находится $k(x_s) = k(x_s) - k_0(x_s)$.

На рис. 8 приведен график сдвигов полос для 2-го сечения. С помощью написанной программы было рассчитано распределение коэффициента преломления и относительной плотности ρ / ρ_0 (ρ_0 – плотность нормальной атмосферы), а также температуры в пламени свечи для трех сечений. При расчетах предполагалось что постоянная Гладстона-Дейла, которая различна для разных газов (составов газовых смесей), остается постоянной во всем объеме исследуемого объекта. То есть ее изменения, связанные с наличием продуктов горения, считались пренебрежимо малыми.

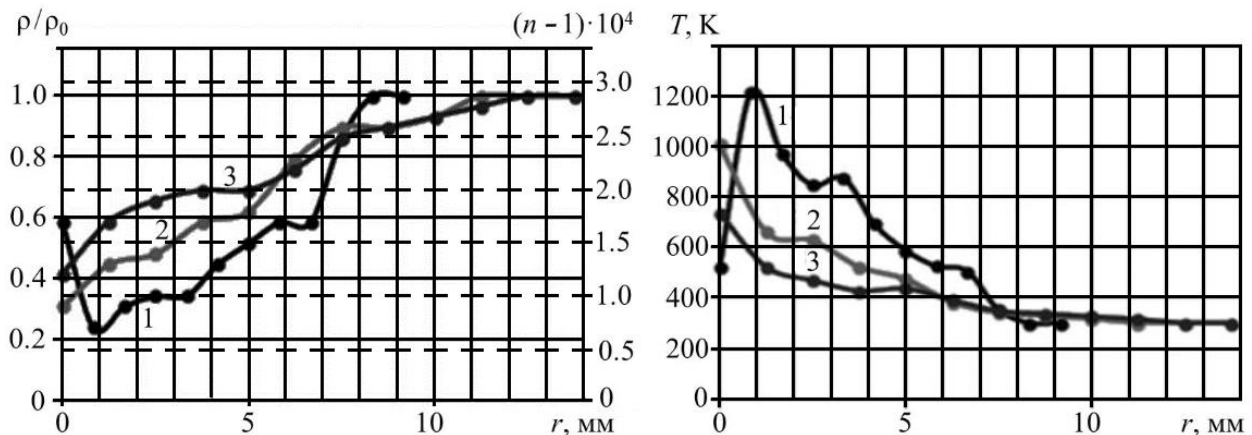


Рис. 9. Распределение относительной плотности и коэффициента преломления (слева) и температуры воздуха в области пламени свечи

Черепанов Д. Е.

На полученных зависимостях четко наблюдается более высокая температура во фронте горения пламени. Для сечения в области фитиля наблюдается характерный минимум в центре, что соответствует известным экспериментальным данным. В этой области горения еще нет, а нагрев осуществляется в основном за счет теплообмена. Небольшие колебания на графиках, скорее всего, связаны не со структурой исследуемого объекта, а с возможными ошибками в экспериментальных данных. Поскольку задача является условно некорректной, то небольшие сдвиги в экспериментальных данных могут приводить к заметным ошибкам расчета. Но в целом, из полученных результатов и из тестовой задачи видно, что программа работает корректно.

Основные результаты

В ходе выполнения работы я ознакомился с интерференционными методами исследования фазовых неоднородностей. Был изучен метод получения интерферограмм с формированием предметного и опорного пучков от отдельных источников. Разработан алгоритм расчета распределения плотности, показателя преломления и температуры в осесимметричных объектах и написана программа для его реализации. Зарегистрированы и обработаны интерферограммы пламени свечи. С использованием созданной программы получены распределения параметров воздуха в пламени свечи для трех сечений. Полученные данные хорошо согласуются с известными результатами других измерений. Полученные результаты предполагается использовать при создании программного приложения, для обработки интерферометрических данных в лабораторной работе по изучению оптической интерферометрии.

Список литературы

1. Бойко В. М., Оришич А. М., Павлов А. А., Пикалов В. В. Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте: Монография / Новосибирск: НГУ, 2009. 450 с.
2. Pavlov A. A., Golubev M. P., Pavlov Al. A. Method of phase Heterogeneity Interferogram Registration with a Reference Beam Forming from a Separate Light Source // Proceed. at XII Int. Conference on the Methods of Aerophysical Research. Novosibirsk, 28 June – 3 July, 2004. Novosibirsk, Russia, 2004. Vol. 2. P. 157–161.
3. Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г. В. Голографическая интерферометрия. Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1971 г.

Чирятьева А. Е., группа № 14351

ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АКТИВИРОВАННЫХ ТРОМБОЦИТОВ

В данной работе были разработаны оптические модели активированных тромбоцитов в виде сплюснутых сфероидов с различным количеством псевдоподий. С помощью метода дискретных диполей построены зависимости интенсивности светорассеяния от полярного угла. Исследовано влияние количества псевдоподий модели тромбоцита на вид индикатрисы светорассеяния. Проведено сравнение теоретических индикатрис с данными эксперимента на сканирующем проточном цитометре. Определено, что изменение количества псевдоподий модели незначительно влияет на вид индикатрисы и не улучшает аппроксимацию экспериментальной индикатрисы теоретической моделью.

Ключевые слова: сканирующая проточная цитометрия, метод дискретных диполей, оптическая модель тромбоцита.

Работа выполнена в лаборатории цитометрии и биокинетики ИХКГ СО РАН.

Научный руководитель: **Москаленский А. Е.**, к. ф.-м. н., младший научный сотрудник ИХКГ СО РАН

Введение

Тромбоциты — это безъядерные сферические бесцветные клетки крови. Тромбоциты выполняют две основных функции: формирование первичной «пробки», закрывающей место повреждения сосуда, и предоставление своей поверхности для ускорения ключевых реакций коагуляционного гемостаза. Особенностью тромбоцита является способность к активации — быстрому и, как правило, необратимому переходу в новое состояние. Неактивный тромбоцит имеет форму пластинки. Стимулом активации может служить практически любое возмущение окружающей среды. Активированные тромбоциты приобретают сферическую форму с отростками — псевдоподиями (рис. 1) и способны прикрепляться к месту повреждения (адгезия) и друг к другу (агрегация), формируя пробку, перекрывающую повреждение.

Исследование механизма активации и агрегации тромбоцитов имеет большое значение для современной гематологии, поскольку диагностика нарушений процесса тромбообразования широко распространена в клинической практике и играет важную роль в оценке патогенеза многих заболеваний.

Микроскопический метод оценки форм тромбоцитов, обладая простотой и доступностью в клинической практике, является трудоемким в исполнении. Кроме того, сложная подготовка образца для электронной микроскопии влияет на форму и статус активации тромбоцитов. Более широкими возможностями в регистрации активации и агрегации обладают оптические методы, связанные с анализом светорассеивающих характеристик тромбоцитов.

Сканирующая проточная цитометрия — метод измерения характеристик клеток, позволяющий измерять зависимость интенсивности светорассеяния одиночной клетки от угла — индикатрису. Путем решения обратной задачи светорассеяния можно определить размер, форму и показатель преломления клетки. Однако для этого необходимо заранее предполагать оптическую модель клетки. Ранее было показано, что с точки зрения рассеяния света тромбоцит хорошо описывается сплюснутым сфероидом.

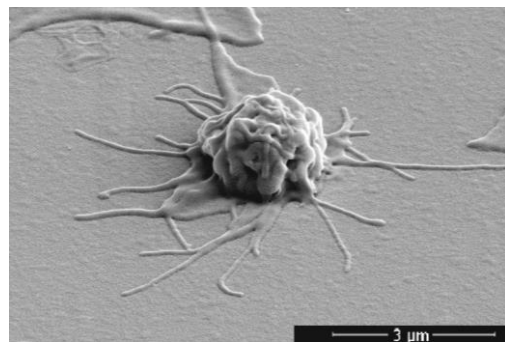


Рис 1. Активированный тромбоцит на стекле.
Сканирующая электронная микроскопия

Чирятьева А. Е.

дом, причём как в неактивном состоянии, так и после активации. Однако улучшение точности измерения индикатрис и использование более короткой длины волны приводит к существенному отличию измеренных индикатрис тромбоцитов от индикатрис сфероидов. Отклонения формы тромбоцитов от сфероидальной связаны, помимо прочих факторов, и с наличием псевдоподий [1].

Цель работы заключалась в изучении влияния наличия псевдоподий у тромбоцита на вид индикатрисы для различных длин волн. Оценка влияния псевдоподий производилась теоретически с помощью метода дискретных диполей. Был поставлен вопрос, можно ли объяснить различие теоретических и экспериментальных индикатрис наличием псевдоподий.

Описание сканирующего проточного цитометра

Сканирующий проточный цитометр (СПЦ) – прибор для измерения характеристик частиц, позволяющий регистрировать светорассеяние одиночной клетки [2]. Из амплитуды рассеяния можно получить различные дифференциальные характеристики рассеяния, в том числе матрицу Мюллера – математический оператор в теории рассеяния света, введенный для описания взаимодействия произвольно поляризованного электромагнитного излучения, заданного вектором Стокса с рассеивающим объектом, поверхностью или элементом среды. Она представляет собой матрицу с размерностью 4×4 , которая преобразует вектор Стокса падающего света в вектор-параметр Стокса рассеянного излучения. Вектор Стокса – это набор величин, описывающих вектор поляризации электромагнитных волн – альтернатива описанию некогерентного или частично поляризованного излучения в терминах полной интенсивности, степени поляризации и формы эллипса поляризации.

Интенсивность рассеянного света аксиально симметрична и определяется формулой

$$I(\theta) = \int_0^{2\pi} [S_{11}(\theta, \varphi) + S_{14}(\theta, \varphi)] d\varphi,$$

где S – элементы матрицы Мюллера, θ – полярный угол, φ – азимутальный угол. Известно, что $S_{11} \gg S_{14}$, поэтому для построения индикатрисы используется только значение $S_{11}(\theta, \varphi)$.

На рис. 2 приведена оптическая схема проточного цитометра, использовавшегося в нашей работе. Лазер 1 излучает на длине волны 660 нм, лазер 2 – на длине волны 405 нм. Гидрофокусирующая система производит два концентрических потока жидкости: внешний поток, не содержащий частиц, и внутренний поток, в котором находятся анализируемые частицы (диаметр потока составляет 12 мкм). Свет, рассеиваемый одиночной частицей, собирается сферическим зеркалом, вследствие чего происходит интегрирование по азимутальному углу, и регистрируется электронным фотоумножителем ФЭУ 2.

Описание метода дискретных диполей

Метод дискретных диполей – это метод моделирования рассеяния и поглощения электромагнитных волн частицами произвольной формы и внутренней структуры. Метод выводится из интегрального уравнения для электрического поля путём его дискретизации разделением всего объёма рассеивателя на малые кубические элементы [3].

Метод дискретных диполей лежит в основе работы программы ADDA, моделирующей светорассеяние на поверхности, заполненной диполями [4].

Для теоретического описания формы исследуемых клеток необходимо построить трехмерную модель, характеристики которой наиболее точно совпадают с экспериментальными данными о рассеянии света тромбоцитами.

Оптическая модель активированных тромбоцитов

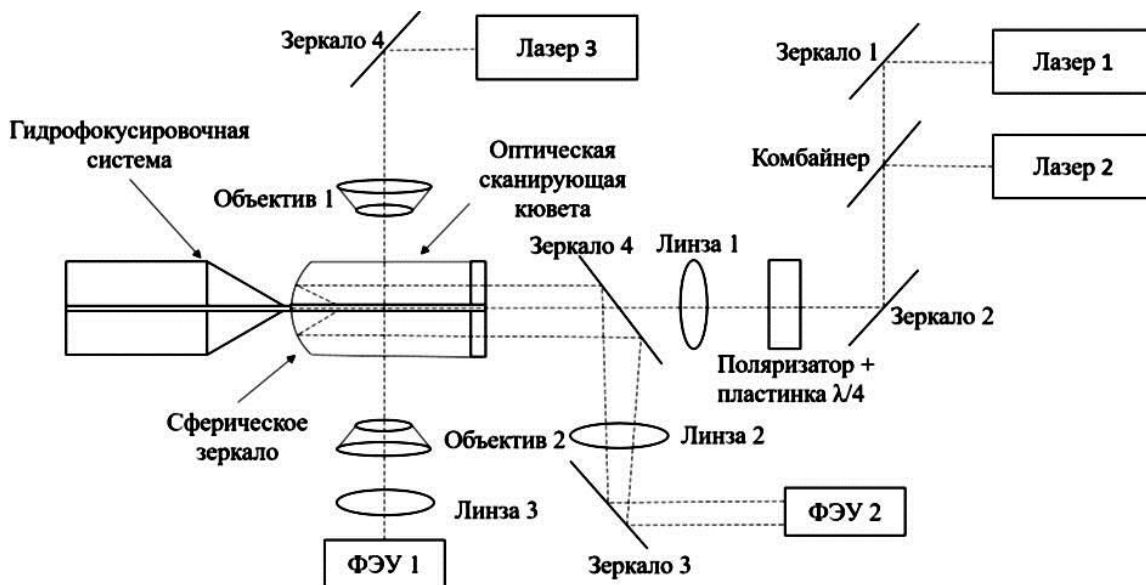


Рис. 2. Схема оптической системы сканирующего проточного цитометра

В данной работе модель тромбоцита представляет собой эллипсоид вращения (сфероид). Отношение полуосей сфероида выбрано таким образом, чтобы он был близок к сфере (5:5:4), так как для такого сфероида ожидается наибольшее влияние псевдоподий на индикатрису. Псевдоподии представляют собой вытянутые отростки, длина которых, по данным электронной микроскопии, сравнима с радиусом тромбоцита, а их диаметр не превышает 0,2 мкм [5]. Для псевдоподий выбрана форма вытянутых эллипсоидов максимально возможного для псевдоподий размера.

Язык HyperFun предназначен для построения различных геометрических поверхностей [6]. Пользователь задаёт необходимые параметры поверхности: размеры области построения, дискретизацию, уравнение поверхности или объект из стандартной библиотеки, расположение фигуры относительно осей координат и т. д. Программа строит заданную поверхность, разбивая её на треугольные секции. Количество треугольников (приближение построенной дискретной поверхности к заданной непрерывной) зависит от дискретизации модели (параметр *grid density*). На рис. 3 изображена модель тромбоцита с десятью псевдоподиями, построенная в программе HyperFun.

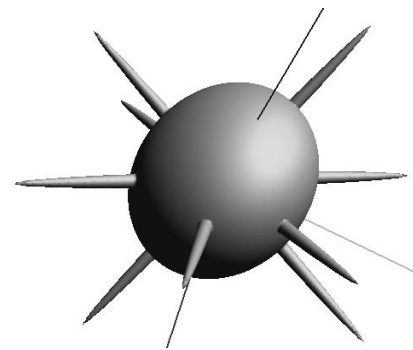


Рис. 3. Модель тромбоцита с десятью псевдоподиями

Программа HyperFun ориентирует треугольные секции поверхности произвольным образом, поэтому для дальнейшей работы необходимо единообразно изменить направление нормали. С помощью программы MeshLab можно ориентировать все участки поверхности правильно, нормаль к каждому треугольнику внешняя (рис. 4).

На следующем этапе поверхность модели заполняется диполями с помощью программы «Point in Polyhedron». Пользователь задаёт необходимую плотность расположения диполей (количество диполей на характерный размер исследуемой клетки) [7]. На рис. 5 изображена модель тромбоцита с десятью псевдоподиями в редакторе LiteBil после заполнения поверхности диполями. Полученные поверхности, заполненные диполями, были загружены в программу ADDA для вычисления матрицы Мюллера. Характерный объём тромбоцита равен 10 мкм^3 , поэтому радиус тромбоцита для расчёта светорассеяния принят равным 1,4 мкм.

Чирятьева А. Е.

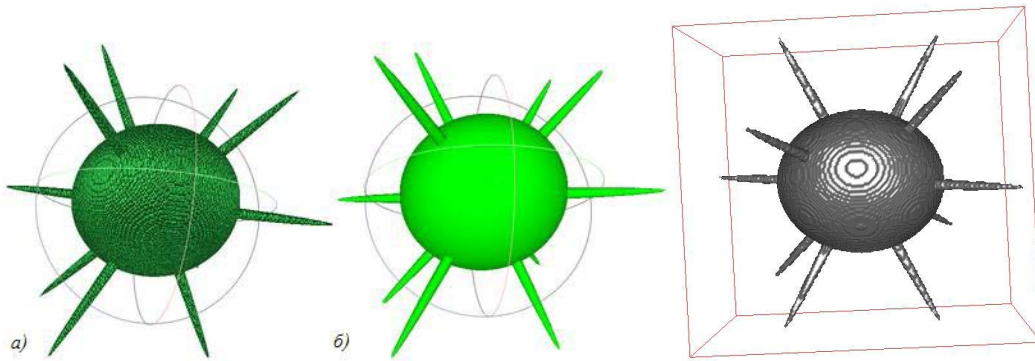


Рис. 4. Поверхность модели до корректировки направления нормалей (а) и после (б) Рис. 5. Модель тромбоцита после заполнения диполями

Были построены индикатрисы рассеяния на длинах волн 660 нм и 405 нм для моделей тромбоцитов с восемью и четырнадцатью псевдоподиями, а также индикатрисы для тромбоцитов без псевдоподий – гладких сфероидов. Интенсивность рассеяния S_{11} имеет большой динамический диапазон, поэтому обычно её отображают в логарифмическом масштабе. Результаты моделирования представлены на рис. 6, 7. Видно, что добавление псевдоподий при моделировании тромбоцита не приводит к существенным изменениям вида индикатрисы на обеих длинах волн.

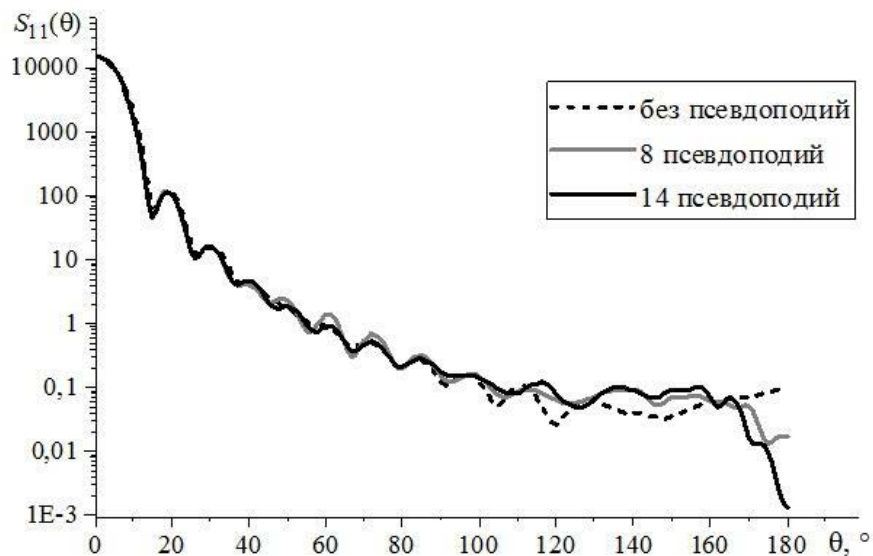


Рис. 6. Зависимость интенсивности рассеяния $\lambda = 660$ нм от угла θ и количества псевдоподий

Сравнение моделей с экспериментальными данными

Была рассмотрена экспериментальная зависимость светорассеяния тромбоцита от полярного угла (исследование проведено в лаборатории цитометрии и биокинетики ИХКГ СО РАН на СПЦ). Эксперимент проведён для длины волны 405 нм, так как на длине волны 660 нм прибор менее чувствителен к отклонению частицы от сферической формы.

В эксперименте на сканирующем проточном цитометре было измерено 7000 индикатрис светорассеяния тромбоцитов на длине волны 405 нм. Из них была выбрана индикатриса, которую наилучшим образом среди всех сплюснутых сфероидов описывает выбранная нами модель (рис. 8).

Оптическая модель активированных тромбоцитов

Можно заметить, что добавление псевдоподий не приблизило теоретическую индикатрису к экспериментальной, напротив, для большей части рассматриваемого диапазона углов рассеяния аппроксимация ухудшилась.

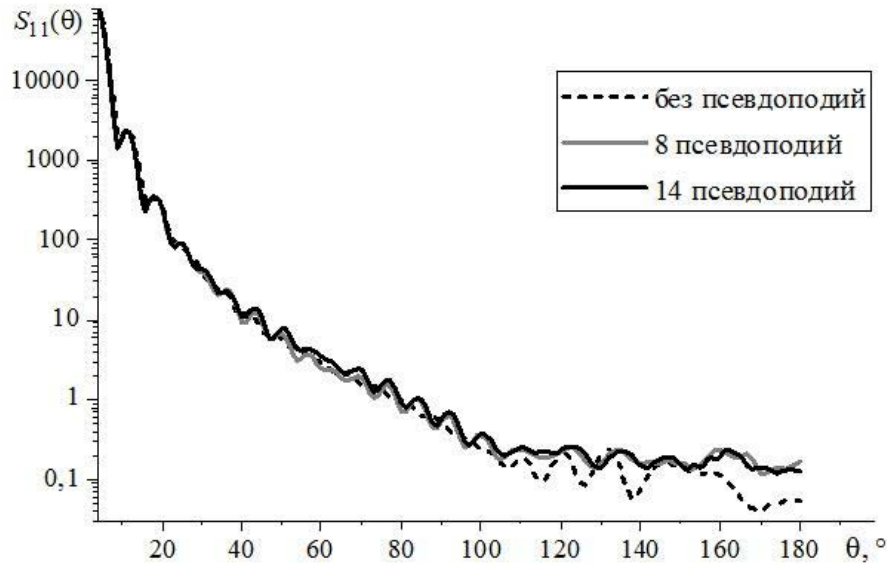


Рис. 7. Зависимость интенсивности рассеяния $\lambda = 405$ нм от угла θ и количества псевдоподий

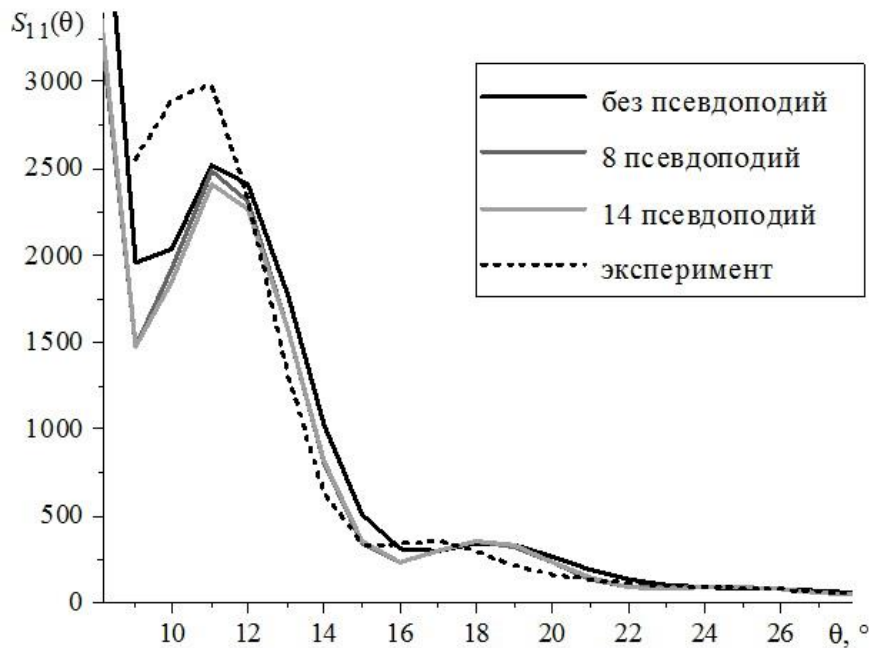


Рис. 8. Сравнение индикатрис моделей с различным количеством псевдоподий с экспериментальной индикатрисой

Выводы

Были разработаны оптические модели активированных тромбоцитов в виде сплюснутых сфероидов с различным количеством псевдоподий. С помощью метода дискретных диполей построены зависимости интенсивности светорассеяния от полярного угла. Исследовано влияние количества псевдоподий модели тромбоцита на вид индикатрисы. Определено,

Чирятьева А. Е.

что при моделировании тромбоцита сплюснутым сфероидом добавление псевдоподий не приводит к значительным изменениям вида индикатрисы ни на длине волны 660 нм, ни на длине волны 405 нм.

Проведено также сравнение теоретических индикатрис с данными эксперимента на сканирующем проточном цитометре. Определено, что изменение количества псевдоподий модели не улучшает аппроксимацию экспериментальной индикатрисы теоретической моделью. Исследование доказало необходимость разработки модели тромбоцита, отличающейся от сфероида.

Список литературы

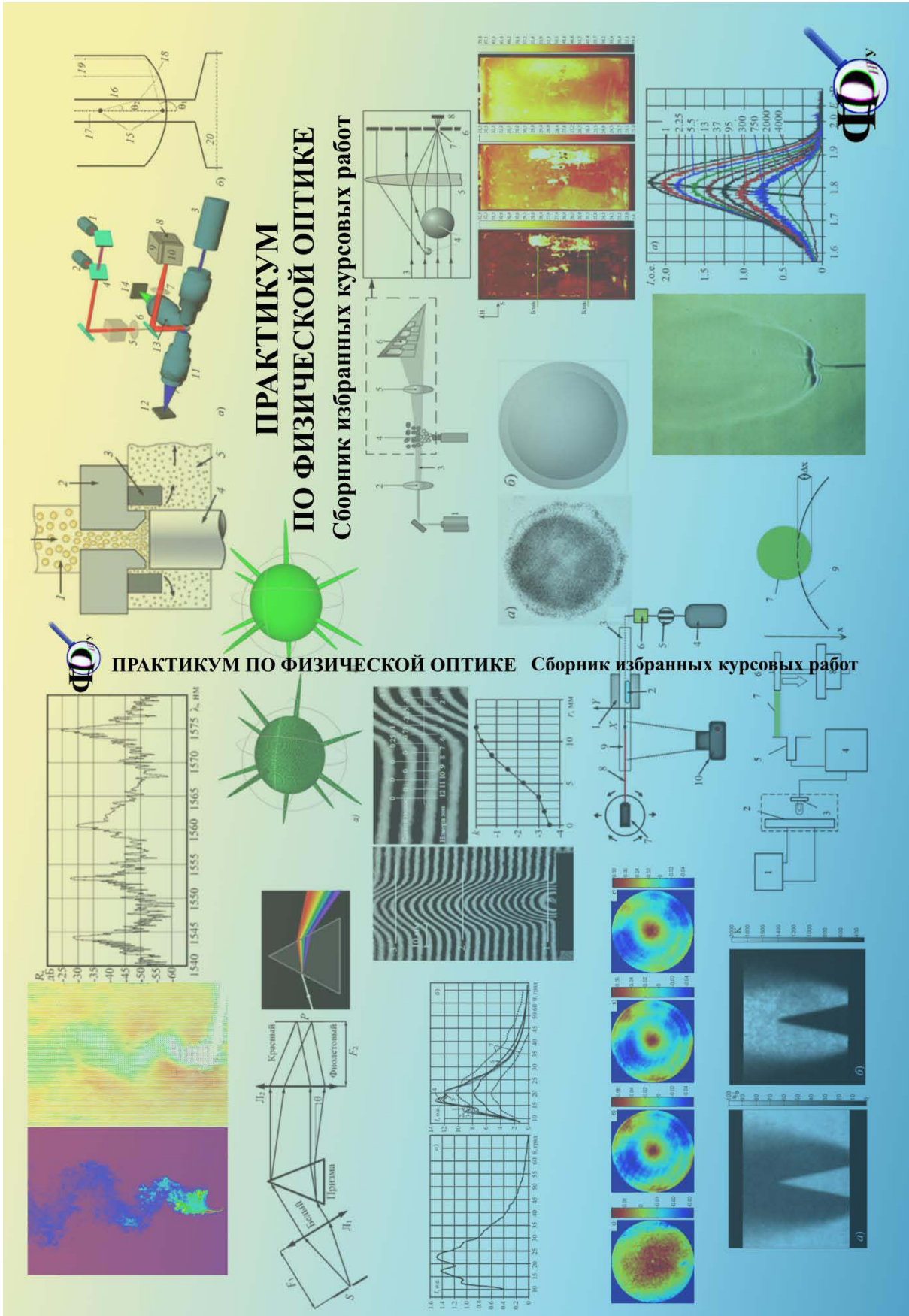
1. Kolesnikova I. V., Potapov S. V., Yurkin M. A., Hoekstra A. G., Maltsev V. P., Semyanov K. A., Determination of volume, shape and refractive index of individual blood platelets // *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 102 (2006) 37–45
2. Maltsev V. P., Scanning flow cytometry for individual particle analysis // *Review of Scientific Instruments* 71, 243 (2000)
3. Yurkin M. A., Hoekstra A. G., The discrete dipole approximation: An overview and recent developments // *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 106 (2007) 558–589
4. Yurkin M. A., Hoekstra A. G., “User manual for the discrete dipole approximation code ADDA 1.3b4”, http://a-dda.googlecode.com/svn/tags/rel_1.3b4/doc/manual.pdf (2014).
5. White J., Fine structural alterations induced in platelets by adenosine diphosphate // *Blood*, vol. 31, No. 5 (May), 1968
6. Adzhiev V., Cartwright R., Fausett E., Ossipov A., Pasko A., Savchenko V. HyperFun project: Language and Software tools for F-rep Shape Modeling, *Computer Graphics & Geometry*, vol. 1, No. 10, 1999
7. Schuh R., Arbitrary particle shape modeling in DDSCAT and validation of simulation results", in T. Wriedt & A. G. Hoekstra (Editors) // *Proceedings of the DDA - Workshop*, Institut für Werkstofftechnik, Bremen (23 March 2007), p.22-24.

Учебное издание

ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКЕ
Сборник избранных курсовых работ

Под редакцией
д-ра физ.-мат. наук А. А. Павлова

Подписано в печать 21.10.2016.
Формат 60 x 84/8. Уч.-изд. л. 13,25. Усл. печ. л. 12,3.
Тираж 150 экз. Заказ № 247
Издательско-полиграфический центр НГУ.
630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2.



**ПРАКТИКУМ
ПО ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКЕ**
Сборник избранных курсовых работ

ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКЕ Сборник избранных курсовых работ

Обложка