

УДК 532.574:535.36

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА В МУТНОЙ СРЕДЕ С ДВИЖУЩИМИСЯ ЧАСТИЦАМИ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ЗАДАЧЕ ОПТИЧЕСКОЙ МЕДИЦИНСКОЙ ТОМОГРАФИИ

Д. В. Кудинов, А. В. Приезжев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Описываются результаты исследования распространения и рассеяния света в моделях биологических тканей, содержащих движущиеся частицы. Исследования проводились при помощи численного моделирования методом Монте-Карло при использовании разрешения детектируемого сигнала по времени.

Введение

Лазеры широко используются для диагностики различных биологических объектов [1]. Значительное число лазерных диагностических методов основано на светорассеянии [2]. Одним из таких методов является оптическая медицинская томография [3].

К актуальным проблемам оптической медицинской томографии относится изучение и диагностика биологических жидкостей *in vivo*, например измерение скорости кровотока в сильно рассеивающих тканях. Задача этого направления исследований — обнаружение и локализация потоков, а также определение их характеристик: размеров, скоростей, направлений, оптических показателей.

В настоящей работе осуществлялось математическое моделирование распространения лазерного излучения в модели биоткани методом Монте-Карло (ММК). Этим методом уже давно исследуются различные процессы, происходящие при взаимодействии излучения с веществом. ММК часто применяют на основе волнового представления, рассматривая распространение стохастического излучения в случайно-неоднородной нелинейной среде [4]. При расчете распространения света в биологических тканях наиболее развит другой подход, основанный на корпускулярном представлении, в котором рассеяние света рассматривается как цепь случайных актов столкновения фотонов с частицами вещества. ММК активно используют при моделировании распространения света в биотканях для анализа и расшифровки доплеровских спектров, получаемых при рассеянии фотонов на движущихся частицах (эритроцитах) [5–9].

В последнее время растет интерес к применению метода временного разрешения принимаемого сигнала в схемах лазерных доплеровских анемометров (ЛДА) с целью повышения пространственного разрешения [10]. Использование этого метода при решении прямых задач светорассеяния описано в работах [11, 12]. Целью нашего исследования был анализ решения обратной задачи диагностики тканей методом

светорассеяния на основе данных, накопленных при решении ряда прямых задач.

Модель исследуемой среды

Для задания свойств модели мы выбирали оптические показатели кожного покрова на длине волны $\lambda = 800$ нм. Моделируемая ткань представляла собой многослойную среду с оптическими свойствами дермы кожи для неподвижных частиц (коэффициент поглощения $\mu_a = 1,7$ см⁻¹, коэффициент рассеяния $\mu_s = 176$ см⁻¹, параметр анизотропии рассеяния частиц $g = 0,9$) и оптическими свойствами крови для движущихся частиц ($\mu_a = 5$ см⁻¹, $\mu_s = 20$ см⁻¹, $g = 0,95$) [13]. Такой выбор параметров обусловлен тем, что на практике применяются лазерные измерители кровотока, работающие в этой волновой области, а также тем, что в ближнем инфракрасном диапазоне (при $\lambda > 800$ нм) оптические свойства (и соответственно показатели) биологических тканей изучены еще недостаточно полно.

Реальные биологические ткани, и в частности кожа, представляют собой довольно сложный для моделирования объект. Задание модели, которая полностью описывала бы все свойства реальной ткани, — задача трудная и может быть выполнена только в рамках определенных приближений. В моделировании использовались два принципиальных упрощающих предположения: мы пренебрегали эффектами когерентности, интерференции и дифракции, т. е. свет рассматривался как поток невзаимодействующих фотонов. Также не принимался в расчет эффект пространственной анизотропии распространения света, что справедливо для большинства биотканей [14].

В силу того что не существует теории, описывающей рассеяние света конкретно на эритроцитах и других частицах биоткани из-за их сложной формы, в модели все частицы представляются в виде сфер, и рассеяние света на них описывается в рамках теории Ми. Такое приближение оправдано тем, что в случае многократного рассеяния фотоны равновероятно взаимодействуют с частицами разной ориентации [8, 9].

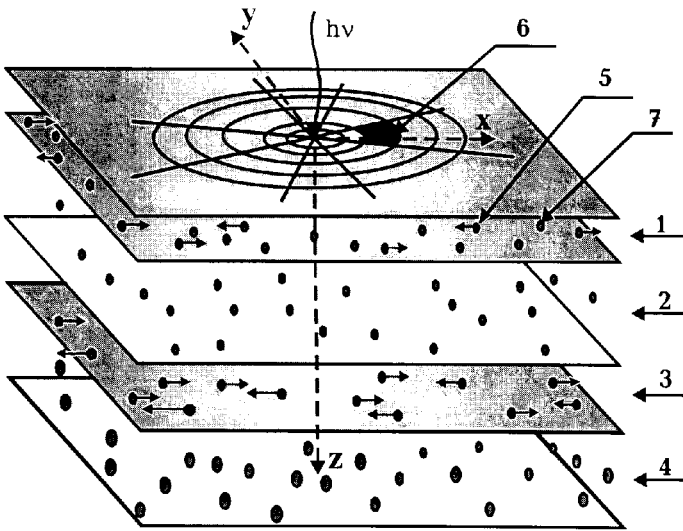


Рис. 1. Пример геометрии моделируемой среды: слои ткани с различными оптическими и динамическими свойствами (1-4), движущаяся частица (5), отдельный детектор (6), статическая частица (7)

В нашей программе может задаваться модельная ткань, состоящая из нескольких слоев, каждый из которых обладает следующими характерными свойствами: показателем преломления n , плотностью частиц ρ , полным микроскопическим сечением взаимодействия частицы со световой волной $\sigma = \sigma_s + \sigma_a$, где σ_s и σ_a — микроскопические сечения рассеяния и поглощения частицы, параметром анизотропии рассеяния g , альбедо рассеяния $\alpha = \sigma_s / (\sigma_s + \sigma_a)$. Динамические характеристики частиц определяются вектором скорости в декартовых координатах $V = (V_x; V_y; V_z)$ и относительным их числом в движущемся слое. На рис. 1 представлен пример геометрии модельной среды. В реальной ткани в поверхностном слое присутствует множество разнонаправленных капилляров. В модели такую микроциркуляторную сеть мы задаем небольшим в процентном соотношении (10% от общей концентрации в слое) количеством частиц, движущихся в различных направлениях с малыми (1 мкм/с) скоростями. На рис. 1 роль такой сети играет слой 1. Для приема и исследования рассеянного назад света поверхность среды разделена на 8 секторов, каждый сектор разделен на 10 областей R_1-R_{10} , каждая область представляет собой отдельный фотодетектор. В центре (точке с координатами 0,0,0) находится точечный источник излучения.

Схема имитационного ММК состоит в расчете процесса случайного переноса одного фотона в среде много раз и в усреднении получаемых величин после набора статистических данных. Проследим в деталях одну итерацию алгоритма. Пусть фотон входит в среду в точке (0,0,0) перпендикулярно ее поверхности. Случайная длина свободного пробега L_{RND} описывается функцией плотности вероятностей $P(L)$. После вычисления реализации L_{RND} вычисляются новые координаты фотона и рассчитывается процесс его взаимодействия с частицей среды. При столкно-

вании фотон может упруго или квазиупруго рассеяться или поглотиться. Вероятность рассеяния равна альбедо рассеяния $P_s = \alpha$, вероятность поглощения $P_a = 1 - P_s$. Если фотон не был поглощен частицей, то рассчитывается угол случайного рассеяния, пропорциональный фазовой функции рассеяния $P(s, s')$, которая представляет собой функцию плотности вероятностей рассеяния фотона из направления s в направление s' . Снова выбирается случайное значение L_{RND} и так далее, пока фотон не попадет на фотоприемник или не уйдет в глубинные слои ткани.

Приведем основные формулы, по которым проводится расчет прохождения фотона в моделируемой среде. Длина свободного пробега фотона определяется функцией плотности вероятностей [8, 9] $P(L) = \rho\sigma e^{-\rho\sigma L}$. Соответствующее ей случайное значение L_{RND} равно

$$L_{RND} = -\ln(1 - \xi) / (\rho\sigma),$$

где число $\xi \in (0, 1)$ вырабатывается машинным генератором случайных чисел.

Угол рассеяния определяется фазовой функцией рассеяния $P(s, s') = P(\theta)P(\varphi)$ [15]. В нашей работе частицы считаются сферически симметричными, следовательно, $P(\varphi) = 1/2\pi$. Для получения функции рассеяния $P(\theta)$ нами использовалась эмпирическая функция Хени-Гринштейна [13, 15, 16]:

$$p(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}}.$$

Если рассеяние фотона происходит на движущейся частице, то рассчитывается доплеровский сдвиг частоты $\Delta f = (\mathbf{k} - \mathbf{k}', \mathbf{V})$, где \mathbf{k} — волновой вектор фотона до рассеяния на частице, \mathbf{k}' — волновой вектор после рассеяния, \mathbf{V} — вектор скорости рассеивающей частицы. По окончании расчета в нашем распоряжении имеются суммарные сдвиги частоты фотонов, рассеянных на движущихся неоднородностях, по которым можно построить спектр доплеровских частот зарегистрированного излучения.

В качестве критериев параметров спектров служат средняя частота доплеровского спектра

$$\langle f \rangle = \left(\int_{-f_1}^{f_1} f \cdot S(f) df \right) / \left(\int_{-f_1}^{f_1} S(f) df \right),$$

а также среднее значение частоты модуля спектра

$$\langle |f| \rangle = \left(\int_{-f_1}^{f_1} |f| \cdot S(f) df \right) / \left(\int_{-f_1}^{f_1} S(f) df \right),$$

его мощность S , определяемая количеством зарегистрированных фотонов, испытавших доплеровский сдвиг частоты. Спектральный диапазон чувствительности приемника выбирался в пределах 0 ÷ 32 кГц.

Точность оценок, получаемых ММК, базируется на основе центральной предельной теоремы теории

вероятностей, согласно которой погрешность измерений при независимых испытаниях $\delta \sim 1/\sqrt{N}$, где N — число испытаний. В нашем случае N задается таким, чтобы при дальнейшем его увеличении качественные и количественные характеристики результатов расчета, например $\langle f \rangle$, практически не изменялись. При решении конкретных задач мы задавали $N = 5000 \div 500\,000$.

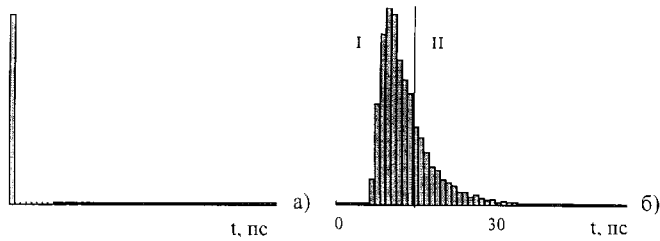


Рис. 2. Уширение светового импульса при распространении в модельной ткани: импульс на входе в среду (а) и регистрируемый приемником на расстоянии $R = 2000$ мкм (б). Шаг гистограммы 1 пс, гистограмма построена по данным для более чем 15 000 фотонов

Решение прямых задач диагностики потоков частиц

Если в схеме ЛДА использовать импульсный источник света, то появляются новые возможности для повышения пространственного разрешения динамической структуры исследуемой ткани [11, 12]. Заданный на входе в среду импульс значительно уже того, который регистрируется детектором (рис. 2). Детектируемый импульс можно разделить, например, на две части, соответствующие двум диапазонам времени миграции фотонов в модельной ткани (рис. 2, б). Каждой части импульса соответствует своя засвечиваемая область ткани и соответственно свой измерительный объем, который дает вклад в регистрируемый сигнал. Анализируя вклад в доплеровский спектр различных частей импульса, можно добиться возможности сканирования ткани по глубине с целью оценки ее динамических свойств послойно.

На рис. 3 представлены определенные нами в численных экспериментах зависимости времени миграции T от глубины Z проникновения фотонов в зондируемую среду. Ошибки измерений определяются точностью временного разрешения (1 пс) и конечными размерами детектора. Приведенные кривые используются при объяснении последующих экспериментов. Пользуясь ими, можно определить, на какую глубину в среду проникает фотон, если мы знаем время его распространения в ней с момента запуска до регистрации приемником. По подобным зависимостям для реальных тканей можно обосновать применение метода временного разрешения для селекции доплеровских сигналов по глубине и определения параметров кровотока на разных глубинах исследуемого объекта.

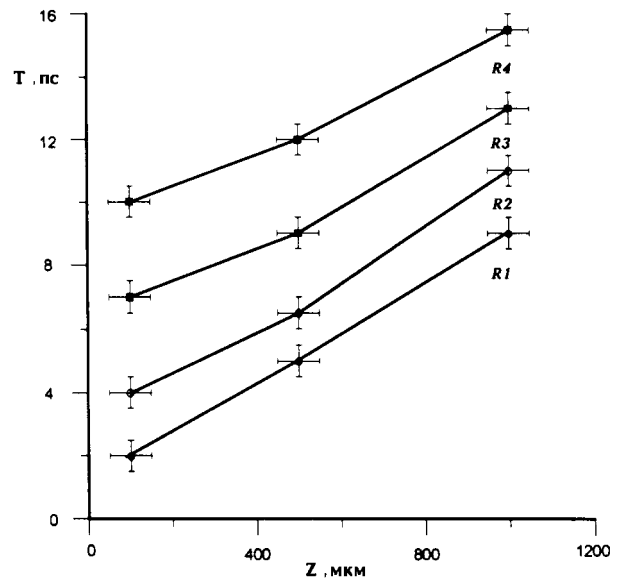


Рис. 3. Зависимость глубины проникновения фотонов в ткань от времени их миграции в ней для детекторов R1–R4, находящихся на различном расстоянии от источника света: 500 (R1), 1000 (R2), 1500 (R3) и 2000 мкм (R4) (ширина детектора 250 мкм)

Следующий численный эксперимент проводился нами с целью разделения вклада в доплеровский спектр приповерхностной сети мелких капилляров и более мощного потока частиц, находящегося на большей глубине. Динамическая структура модельной среды в данном случае была следующей. В слое ΔZ с верхней границей $Z^{\text{up}} = 100$ мкм и нижней $Z^{\text{down}} = 200$ мкм 10% частиц двигались в различных направлениях со скоростями $|V| = 1 \div 5$ мкм/с. В диапазоне глубин $Z^{\text{up}} = 800$ мкм, $Z^{\text{down}} = 1200$ мкм был задан слой частиц, движущихся со случайными скоростями $-50 < V_x < 50$ мкм/с. Разброс скоростей в слоях обусловлен стремлением приблизить динамические свойства среды к свойствам реальной ткани, имеющей большое количество разнонаправленных капилляров. Зондирующий импульс, условно считающийся бесконечно узким, принимался кольцевым детектором R2 шириной 250 мкм, находящимся на расстоянии 1 мм от источника. Импульс шириной 25 пс, принимаемый детектором, мы разделили на три части, соответствующие временам миграции фотонов в среде: $\Delta T_1 = (1 \div 6)$, $\Delta T_2 = (6 \div 10)$ и $\Delta T_3 = (10 \div 25)$ пс. На рис. 4, а–в показаны доплеровские спектры, соответствующие данным временным группам фотонов. Для сравнения на рис. 4, г приведен спектр сигнала, принимаемого детектором в случае зондирования ткани непрерывным излучением.

Для анализа полученных результатов воспользуемся зависимостью глубины зондируемой области от времени миграции фотона в среде, приведенной на рис. 3. Часть излучения, соответствующая диапазону времени ΔT_1 , проникла в ткань неглубоко и соответствующий спектр (рис. 5, а) имеет $\langle |f| \rangle = 7,1$ кГц. Часть фотонов, принадлежа-

щих диапазоне $\Delta T_2 = 7 \div 10$ пс, в процессе распространения в среде достигла глубинного потока и средняя частота доплеровского сдвига у этой группы фотонов больше (рис. 4,б). Третья группа фотонов распространялась в среде дольше всего, и в процессе миграции практически все фотоны должны были рассеиваться на движущихся частицах глубинного капилляра. Поэтому построенный по данным фотонам, принадлежащим «хвосту» импульса, доплеровский спектр имеет значительно большее уширение

(рис. 4,в). Таким образом, можно сказать, что селекция фотонов по временам миграции в среде, т. е. временное разрешение принимаемого излучения, позволяет лучше оценивать динамическую структуру ткани и, в принципе, дает возможность разделить доплеровские сигналы от различных слоев зондируемой среды. При использовании непрерывного излучения провести подобное разделение нельзя, поскольку мы имеем в распоряжении только один обобщенный спектр (рис. 4,г).

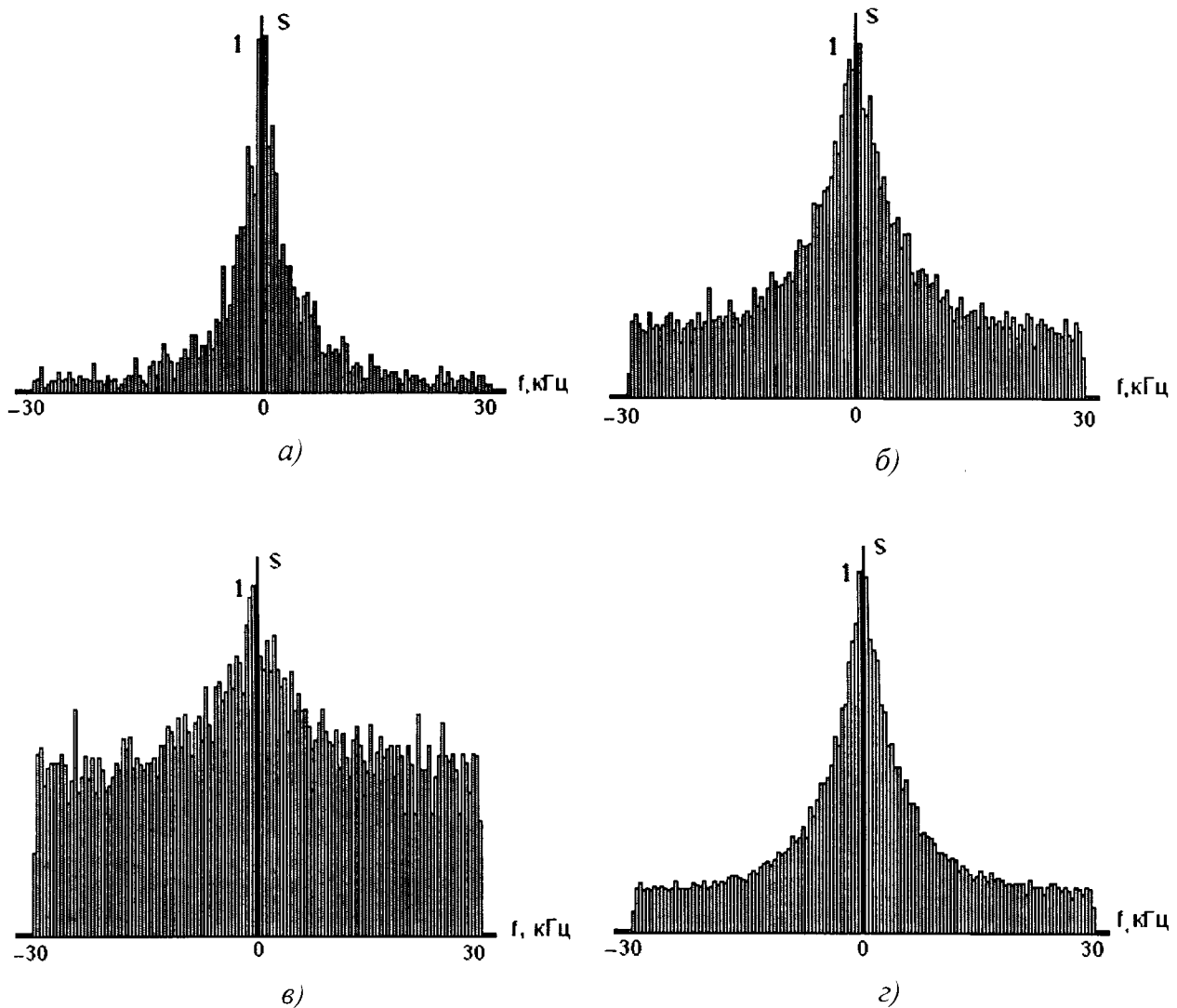


Рис. 4. Нормированные спектры доплеровских сдвигов частот для трех групп фотонов с различными временами миграции: первая группа (ΔT_1), $\langle |f| \rangle = 7,1$ кГц — а, вторая группа (ΔT_2), $\langle |f| \rangle = 11,9$ кГц — б, хвост импульса (группа ΔT_3), $\langle |f| \rangle = 14,9$ кГц — в, доплеровский спектр, полученный при зондировании среды непрерывным излучением, $\langle |f| \rangle = 10,0$ кГц — г

Анализ обратной задачи с помощью временного разрешения сигнала

Метод разрешения принимаемого сигнала во времени позволяет определять априорно неизвестную глубину локализации потока частиц в модельной среде. Мы проводили численные эксперименты, в кото-

рых координаты слоя движущихся частиц задавались случайным образом и оставались нам неизвестными. Динамическая структура среды была следующей: все рассеиватели были неподвижными, и только в диапазоне от Z^{up} до Z^{down} присутствовал слой движущихся частиц, при взаимодействии с которыми фо-

тоны приобретали доплеровские сдвиги частоты. Задача состояла в том, чтобы с помощью метода разрешения принимаемого сигнала по времени определить координату Z^{up} потока.

Определение проводилось следующим образом. Принимаемый детектором импульс разбивался на единичные временные интервалы, равные 1 пс. Нами исследовались частотные характеристики зарегистрированного излучения, соответствующие различным временным интервалам. Например, если на временном интервале $\Delta T = 0 \div 5$ пс детектор R1, расположенный на расстоянии 500 мкм от излучателя, регистрировал только не сдвинутое по частоте излучение, то делался вывод о том, что в области $\Delta Z = 0 \div 600$ мкм никаких движущихся частиц нет. Далее, увеличивая ΔT , мы отмечали момент времени t_x , начиная с которого в спектре рассеянного назад излучения появлялись доплеровские частоты. В таком случае делался вывод о том, что за данный период времени $0-t_x$ пс свет уже успевает распространиться до движущегося слоя. Теперь по времени миграции можно было определить глубину Z^{up} , с которой начинался данный слой или капилляр с движущимися рассеивателями.

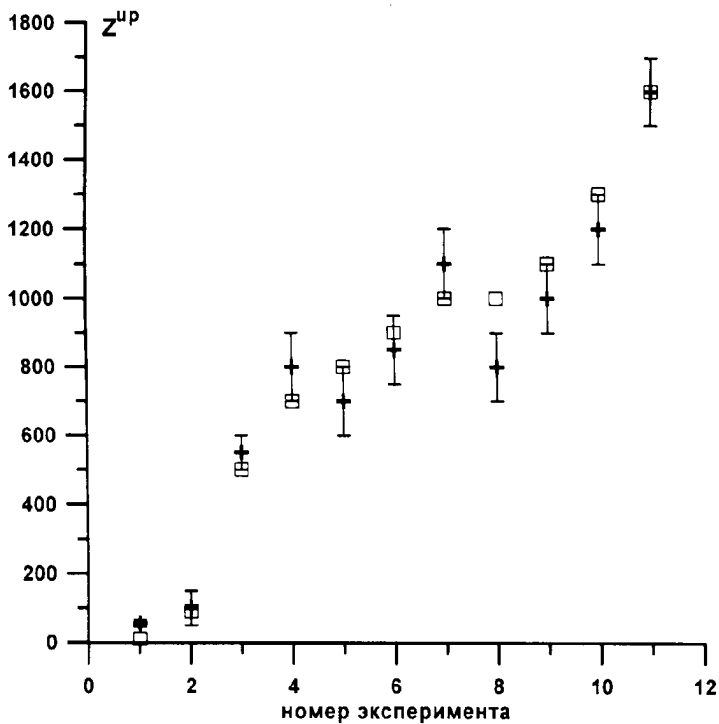


Рис. 5. Результаты численных экспериментов по определению верхней границы слоя движущихся частиц в среде. Показаны найденные интервалы возможного положения верхней границы Z^{up} и их средние значения (кресты). Квадратами отмечены истинные значения

Результаты серии подобных экспериментов показаны на рис. 5. Разбросы в значениях связаны с конечным временным интервалом (1 пс) и шириной детектора (250 мкм). Таким образом, используя временное разрешение принимаемого детектором излу-

чения, можно оценить глубину, на которой начинается движение рассеивателей в исследуемой среде. Погрешность оценок при этом по порядку величины равна примерно 200 мкм.

Обсуждение результатов

По данным моделирования применение в схемах ЛДА метода временного разрешения принимаемого сигнала может существенно повысить пространственное разрешение в диагностике микроциркуляции крови в тканях. В численных экспериментах мы определяли глубину, на которой находятся движущиеся рассеиватели, разделяли вклад в доплеровский сигнал от различных слоев ткани, расположенных на разной глубине, что практически невозможно сделать, зондируя ткань непрерывным излучением. В работе [17] была экспериментально показана возможность создания ЛДА с временным разрешением сигнала на основе импульсных лазеров с различными характеристиками. Гетеродинные спектры с удовлетворительным отношением сигнал/шум были получены при рассеянии от вращающегося матового диска. Вопрос о возможности получения аналогичных спектров от фантомов сильно рассеивающих биологических тканей, содержащих внутренние потоки, еще требует дополнительного исследования.

Авторы выражают благодарность В. П. Кандидову за полезное обсуждение. Работа выполнена при частичной поддержке грантом Российского фонда фундаментальных исследований «Научные школы» №96-15-97782.

Литература

1. Приезжев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П. Лазерная диагностика в биологии и медицине. М., 1989.
2. Nilsson G., Jakobson A. // Bioptics: Optics in Biomedicine and Environmental Sciences / Ed. O.D. Soares, A. V. Schegge: Proc. SPIE. 1991. **1524**. P. 90.
3. Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring / Ed. G.B. Muller et al.: SPIE. 1993. **IS 11**.
4. Кандидов В.П. // УФН. 1996. **160**, № 120. С. 1309.
5. Bonner R., Nossal R. // Appl. Opt. 1981. **20**. P. 2097.
6. Ярославский И.В., Тучин В.В. // Опт. и спектр. 1992. **72**, № 4. С. 943.
7. Prahl S.A., Jacques S.L. // Dosimetry of Laser Radiation in Medicine and Biology / Ed. G.J. Müller, D.H. Sliney: Proc. SPIE. 1989. **IS 5**. P. 102.
8. Koelink M.H., de Mul F.F.M., Greve J. // Appl. Opt. 1995. **34**. P. 6595.
9. Kolinko V.G., de Mul F.F.M., Priezzhev A.V. // Optical Diagnostics of Living Cells and Biofluids / Ed. T. Asakura et al.: Proc. SPIE. 1996. **2678**. P. 485.
10. Берсенева В.И., Капцов Л.Н., Приезжев А.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. № 1. С. 85 (Moscow University Phys. Bull. 1987. No. 1. P. 101).
11. Kolinko V.G., Priezzhev A.V. // Photon Propagation in Tissues / Ed. B. Chance et al.: Proc. SPIE. 1995. **2626**. P. 158.
12. Kolinko V.G., Priezzhev A.V., de Mul F.F.M. // Photon Propagation in Tissues: Quantitation and Clinical Studies Using

- Continuous Wave, Time and Frequency Domain Technology / Ed. B. Chance et al.: Proc. SPIE. 1996. **2925**. P. 160.
13. *Prahl S., Welch A.* // Tissue Optics / Ed. V.V. Tuchin: SPIE. 1994. **VMS 102**. P. 129.
14. *Tuchin V.V.* // Tissue Optics. / Ed. V.V. Tuchin: SPIE. 1994. **VMS 102**. P. 621.
15. *Тучин В.В.* // УФН. 1996. **167**, № 5. С. 157.
16. *Anderson R.R., Parrish J.A.* // Tissue Optics / Ed. V.V. Tuchin: SPIE. 1994. **VMS 102**. P. 29.
17. *Kolinko V.G., de Mul F.F.M., Greve J., Priezzhev A.V.* // J. Biomed. Opt. 1998. **3**, No. 2.

Поступила в редакцию
02.07.97

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.222.2

АНОМАЛИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛА ТГС В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В УСЛОВИЯХ НЕОДНОРОДНОГО ДАВЛЕНИЯ

О. Ю. Сердобольская, В. А. Румянцева

(кафедра акустики)

Рассчитаны температурные зависимости диэлектрической проницаемости, скорости и затухания звука вблизи фазового перехода второго рода в условиях неоднородного одноосного давления. Наличие градиента давления приводит к расширению температурной области, в которой наблюдаются аномалии физических свойств. Наиболее сильное изменение затухания звука происходит, когда градиент давления перпендикулярен волновому вектору акустической волны.

При исследовании свойств кристаллов вблизи фазовых переходов часто возникает необходимость подвергнуть образцы механическим одноосным напряжениям. При этом практически невозможно обеспечить постоянное напряжение по всему объему образца, что отражается на измеряемых температурных зависимостях физических характеристик. Поскольку температура перехода зависит от давления, при неоднородном давлении каждой точке в объеме образца соответствует своя локальная температура перехода, и общий эффект усредняется.

Пусть в одноосном сегнетоэлектрике имеется переход второго рода типа порядок–беспорядок с квадратичной связью параметра порядка и деформации, который описывается термодинамическим потенциалом вида

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{A}{2}P^2 + \frac{B}{4}P^4 + \frac{c}{2}u^2 + quP^2, \quad (1)$$

где параметром порядка является поляризация P вдоль полярной оси, u — деформация, $A = A_0(T - T_0)$, $B > 0$, c — модуль упругости, q — электрострикционная постоянная. Температура фазового перехода T_0 зависит от внешнего напряжения линейно; для одноосного давления σ_i вдоль i -й оси $T_0 = T_c - a_i\sigma_i$. Температура перехода может как повышаться, так и понижаться с давлением, что зависит от знака соответствующей электрострикционной константы.

Согласно теории Ландау, зависимость обратной диэлектрической восприимчивости от температуры в области фазового перехода имеет вид [1]

$$\chi^{-1}(\sigma, T) = \begin{cases} A_0(T - T_0), & T > T_0, \\ -2A_0(T - T_0), & T < T_0. \end{cases} \quad (2)$$

Рассмотрим влияние неоднородности давления на температурное поведение диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика. Дальнейшие расчеты будут проведены для кристалла триглицинсульфата (ТГС) — классического представителя одноосных сегнетоэлектриков, имеющего фазовый переход второго рода при температуре $T_c = 49,5^\circ\text{C}$ (полярная ось 2). Для простоты предположим, что одноосное давление $\sigma = \sigma_2$ направлено вдоль полярной оси Y , градиент давления также направлен вдоль полярной оси и распределение давления равновероятно в интервале $\sigma_0 - \Delta\sigma < \sigma < \sigma_0 + \Delta\sigma$. Тогда температурная зависимость усредненной обратной диэлектрической восприимчивости χ_2 может быть получена интегрированием (2):

$$\chi^{-1}(Y) = (2\Delta\sigma)^{-1} \int \chi^{-1} d\sigma = \begin{cases} K(-Y + \sigma_0), & Y < \sigma_0 - \Delta\sigma, \\ (2\Delta\sigma)^{-1} \left[\frac{K}{2}(\sigma_0 + \Delta\sigma - Y)^2 + (\sigma_0 - \Delta\sigma - Y)^2 \right], & \sigma_0 - \Delta\sigma < Y < \sigma_0 + \Delta\sigma, \\ -K(Y + \sigma_0), & Y > \sigma_0 + \Delta\sigma. \end{cases} \quad (3)$$