

Векторный метод Монте-Карло в приложении к поляризационной оптической когерентной томографии

Д.Ю.Чурмаков, В.Л.Кузьмин, И.В.Меглинский

Разработан и впервые представлен векторный метод Монте-Карло в приложении к поляризационной оптической когерентной томографии. Рассмотрены основные принципы моделирования распространения поляризованного электромагнитного излучения с малой длиной когерентности в условиях многократного рассеяния. Результаты численного моделирования для рэлеевского рассеяния хорошо согласуются с решением Милна, обобщенным на случай электромагнитного поля, и с теоретическими расчетами в рамках диффузионного приближения.

Ключевые слова: поляризационная оптическая низкокогерентная томография, метод Монте-Карло, вектор поляризации, многократное рассеяние.

1. Введение

Визуализация внутренней структуры различных объектов неразрушающими методами имеет первостепенное значение для биологических и медицинских исследований. На сегодняшний день наиболее перспективным, хорошо зарекомендовавшим себя методом восстановления изображения внутренней структуры биотканей является метод оптической когерентной томографии (ОКТ) [1–5]. Визуализация внутренней структуры биологических сред методом ОКТ оказывается эффективной, в первую очередь, благодаря когерентному механизму подавления вклада многократно рассеянных фотонов в детектируемый оптический сигнал. В результате этого измеримый интерференционный сигнал ОКТ образуется, в основном, излучением, отраженным на границах раздела внутри среды, а также фотонами, испытавшими рассеяние назад малой кратности (меньше пяти-шести рассеяний). В то же время многократное рассеяние (больше 10 рассеяний) продолжает оставаться фактором, серьезно ограничивающим широкое практическое использование ОКТ при сканировании на большой глубине [6].

Изучению роли многократного и малократного рассеяний в формировании сигнала ОКТ посвящены многочисленные исследования [7–12]. Результаты таких исследований оказываются востребованными при оптимизации практических систем ОКТ и при количественной интерпретации результатов измерений.

В последнее время при исследовании биологических тканей все более широкое применение находят поляри-

зационные методы оптической диагностики, включая метод поляризационной ОКТ (ПОКТ) [3, 13]. Данный метод в отличие от стандартного метода ОКТ позволяет задействовать дополнительный механизм увеличения контраста изображения тканей при их визуализации. Этим, по-видимому, и объясняется особо пристальное внимание, уделяемое развитию ПОКТ применительно к задачам неинвазивной биомедицинской диагностики [14].

Поляризация зондирующего излучения и ее изменение зависят от характера рассеяния, который, в свою очередь, определяется размерами и формой рассеивающих частиц [15–17]. Наряду с рассеянием, при распространении поляризованного света наблюдается двулучепреломление. Поляризационные двулучепреломляющие свойства некоторых биотканей, например коллагена – основы соединительных тканей, меняются при физиологических изменениях и могут быть использованы в диагностических целях. Так, в работе [18] метод ПОКТ применялся с целью исследования двулучепреломляющих свойств биологических тканей и их связи со структурой коллагеновых волокон.

Рассеяние электромагнитного излучения в среде приводит к частичной деполаризации излучения и заметно изменению волнового фронта [19–21]. Характерное для биологических тканей в видимой и ближней ИК областях спектра сильно анизотропное рассеяние (длина волны $\lambda = 400 - 1100$ нм, коэффициент рассеяния $\mu_s \sim 10 - 50$ мм⁻¹, фактор анизотропии $g \sim 0.7 - 0.9$) затрудняет использование аналитических методов при описании распространения электромагнитного излучения [2], поэтому для решения прямых задач широко используется метод Монте-Карло (МК) [7, 11, 12, 22–24].

Считается, что в диффузионном приближении падающее электромагнитное излучение полностью деполаризуется в результате многократного рассеяния. Это означает, что перенос излучения и сопутствующие этому когерентные эффекты можно описывать в рамках скалярного поля. Таким образом, стандартная техника моделирования распространения излучения в случайных многократно рассеивающих средах [11, 12, 22–24] основана

Д.Ю.Чурмаков. Cranfield Health, Cranfield University, Silsoe, MK45 4DT, UK; e-mail: d.churmakov@cranfield.ac.uk

В.Л.Кузьмин. Санкт-Петербургский торгово-экономический институт, Россия, 194021 С.-Петербург, Новороссийская ул., 50; e-mail: vladimir.kuzmin@paloma.spbu.ru

И.В.Меглинский. Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского, Россия, 410026 Саратов, Астраханская ул., 83; адрес в настоящее время: School of Engineering, Cranfield University, Granfield, MK43 0AL, UK; e-mail: i.meglinski@cranfield.ac.uk

Поступила в редакцию 27 июля 2006 г.

на представлении о переносе интенсивности. Фазовые соотношения между парой полей, произведение которых дает интенсивность, при этом остаются за рамками моделирования, их учет требует специального подхода.

Нами было показано, что стохастический метод МК также можно использовать при моделировании когерентных эффектов многократного рассеяния света в сильно неоднородных средах. В работах [25–28] на основе прямого сопоставления стандартного метода МК и итерационного подхода к решению уравнения Бете–Солпитера, представленного в виде ряда по кратностям рассеяния, реализовано моделирование временной корреляционной функции интенсивности и обратного когерентного рассеяния. В работе [29] рассмотрен метод, который позволяет моделировать когерентные эффекты, требующие учета фазовых сдвигов, такие как временная корреляционная функция и интерференционная составляющая когерентного обратного рассеяния. В настоящей работе в рамках развития данного подхода впервые представлен метод моделирования распространения поляризованного электромагнитного излучения с малой длиной когерентности в приложении к ПОКТ.

2. Моделирование поляризационной ОКТ методом Монте-Карло

Метод ОКТ основан на принципе низкокогерентной оптической интерферометрии с детектированием сигнала, получаемого при интерференции полей, приходящих из объектного и опорного плеч интерферометра Майкельсона [4, 30]. Интерференция наблюдается, если разность длин оптических путей в объектном и опорном плечах не превышает длины когерентности. Амплитуда детектируемого сигнала оказывается пропорциональной скачку показателя преломления на границе отдельных слоев или структурных элементов тканей, находящихся на глубине, которая соответствует длине оптического пути в опорном плече. Таким образом, как и в когерентных радарах [31, 32], оказывается возможным однонаправленное зондирование среды по глубине с определением местоположения скачка коэффициента преломления.

Типичная система ОКТ (рис. 1) состоит из интерферометра Майкельсона, источника низкокогерентного излучения, сканирующей оптической системы (в простейшем

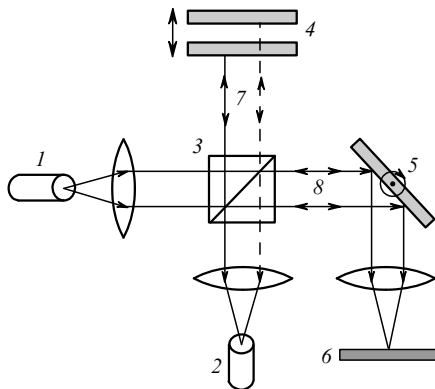


Рис. 1. Схема типичной системы ОКТ:

1 – источник света с малой длиной когерентности; 2 – фотодетектор; 3 – делитель сигналов; 4 – зеркало, движущееся с постоянной скоростью; 5 – зеркало, движущееся с небольшой амплитудой вокруг оси вращения и осуществляющее боковое сканирование в плоскости образца; 6 – образец; 7 – опорное плечо; 8 – объектное плечо.

случае это движущееся зеркало) и детектора. Излучение источника делится на две составляющие, одна из которых направляется в объектное плечо, другая – в опорное. После прохождения излучения в среде фотодетектор регистрирует интерференционный сигнал, получаемый при оптическом смещении волн, пришедших из опорного и объектного плеч. Так, в случае отсутствия случайно-неоднородной среды, когда излучение в объектном плече отражается от зеркала, сигнал в фотодетекторе может быть записан следующим образом [3, 4]:

$$I_D(z) = \langle I_r \rangle + \langle I_s \rangle + 2(\langle I_r \rangle \langle I_s \rangle)^{1/2} \text{Re}[\gamma(\tau)]. \quad (1)$$

Здесь $\langle I_r \rangle$ и $\langle I_s \rangle$ – интенсивности в опорном и объектном плечах интерферометра соответственно; координата z описывает смещение сканирующего зеркала в опорном плече; $\tau = 2z/c$ – время сдвига интерферирующих полей, обусловленное дополнительной разностью хода $2z$; c – скорость света в вакууме. Временная функция когерентности $\gamma(\tau) = \gamma(2z/c)$ содержит зависимость от несущей частоты и спектральной формы излучения источника [33]. Для источника излучения с гауссовым спектром

$$\gamma(\tau) = \exp \left[- \left(\frac{\pi \Delta \nu \tau}{2(\ln 2)^{1/2}} \right)^2 \right] \exp(-2i\pi \bar{\nu} \tau), \quad (2)$$

где $\Delta \nu$ – полная спектральная ширина на полувысоте максимума источника; $\bar{\nu}$ – несущая частота излучения. Длина когерентности определяется как [4, 30, 33]

$$l_c = \frac{2c \ln 2}{\pi \Delta \nu}. \quad (3)$$

При помещении случайно-неоднородного образца в объектное плечо интерферометра конкретный вид интерференционного члена в уравнении (1) зависит от модели рассеивающей среды. Так, в случае простой модели образца, состоящего из слабоотражающих слоев, уравнение (1) принимает вид [34]

$$I_D(\tau) = \langle I_r \rangle + \langle I_s \rangle + 2(\langle I_r \rangle \langle I_s \rangle)^{1/2} \text{Re} \{ [R(L_s)]^{1/2} \otimes \gamma(\tau_s) \}, \quad (4)$$

где $R(L_s)$ – доля интенсивности излучения, отраженного от слоя, который локализован в образце на глубине L_s ; $\tau_s = 2(L_s - L_r)/c$ – временная задержка луча, отраженного от этого же слоя, относительно опорного, расположенного на расстоянии L_r от зеркала в опорном плече; знак \otimes обозначает свертку по положениям слоев.

В настоящей работе для моделирования сигнала ОКТ на основе ранее развитого метода МК [24] рассчитывались оптические пути пакетов фотонов, распространяющихся в рассеивающей среде. Вклад многократного рассеяния находился как сумма парциальных сигналов, соответствующих каждому детектируемому фотону с учетом временной функции когерентности (2),

$$I_{\text{ОСТ}}(\tau) = \sum_{i=1}^{N_{\text{ph}}} W_i \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta L_i \right) \times \exp \left[- 4 \lg 2 \left(\frac{\Delta L_i}{l_c} \right)^2 \right], \quad (5)$$

где W_i – статистический вес детектируемого фотона; ΔL_i – оптическая разность хода этого фотона и фотона в опорном плече; λ – длина волны источника в среде; N_{ph} – мощность выборки. Отметим, что эта формула описывает временное запаздывание рассеянного излучения относительно опорного сигнала; при усреднении по времени она приводит к появлению дополнительного стохастического фона, проявляющегося в виде спеклов.

В векторной модели МК требуется дополнительно проследить, как изменяется электромагнитное поле, характеризующееся в нашей модели вектором поляризации P . Одним из основных преимуществ использования векторного подхода по сравнению с методами, основанными на расчете векторов Стокса – Джонса и матриц Мюллера – Джонса [15, 35 – 38], является простота вычислений составляющих вектора поляризации на выходе из среды, квадратичные формы которых задают сополяризованные и кросс-поляризованные составляющие интенсивности рассеянного поля. Так, при расчете вектора поляризации с использованием матриц Мюллера – Джонса после каждого рассеяния требуются громоздкие операции для перехода из глобальной системы координат в локальную и обратно, тогда как с использованием векторного подхода схема моделирования фактически сводится к пересчету трех компонент вектора поляризации в глобальной системе координат. Впервые использование векторного метода МК для моделирования распространения вектора поляризации в рассеивающей среде было предложено в [27]. Здесь мы приведем только окончательное выражение для расчета конечного вектора поляризации, определяемого как результат действия на падающее поле цепочки следующих операторов [29, 39]:

$$\left[\hat{I} - \frac{(\mathbf{R}_{j+1} - \mathbf{R}_j) \times (\mathbf{R}_{j+1} - \mathbf{R}_j)}{|\mathbf{R}_{j+1} - \mathbf{R}_j|^2} \right]. \quad (6)$$

Здесь \hat{I} – единичный оператор; векторы \mathbf{R}_{j+1} и \mathbf{R}_j определяют координаты последовательных $j + 1$ -го и j -го рассеивающих центров. Тензорный оператор (6) гарантирует поперечность электромагнитного поля; он описывает поляризацию волны в приближении дальней зоны (приближении Фраунгофера), используемом в задачах многократного рассеяния, когда учитывается только дальнедействующая часть полевой функции Грина.

В электромагнитном поле, кроме начального статистического веса, задается также начальная поляризация поля фотона, определяемая в общем случае тремя декартовыми составляющими. Пусть падающее поле поляризовано в направлении оси x , тогда единичный вектор поляризации в декартовых координатах параметризуется в виде $\mathbf{P}_{in} = (1, 0, 0)$. При каждом акте рассеяния координаты вектора поляризации меняются. Следовательно, кроме обычного стохастического определения направления фотона после очередного акта рассеяния, требуется вычислить новый вектор поляризации по предыдущему вектору. Если пакет фотонов испытывает N актов рассеяния, то в точке наблюдения $\mathbf{R}_D = \mathbf{R}_{n+1}$ вектор поляризации

$$\mathbf{P} = \prod_{j=1}^N \left[\hat{I} - \frac{(\mathbf{R}_{j+1} - \mathbf{R}_j) \times (\mathbf{R}_{j+1} - \mathbf{R}_j)}{|\mathbf{R}_{j+1} - \mathbf{R}_j|^2} \right] \mathbf{P}_{in}. \quad (7)$$

В результате суммирования по всем регистрируемым пакетам фотонов N_{ph} компоненты интенсивности для не-

прерывной монохроматической волны записываются следующим образом [27]:

$$I_{xz} = \sum_{i=1}^{N_{ph}} W_i P_{ix}^2 \Gamma_R^{N_i}, \quad (8)$$

где P_{ix} – модуль вектора поляризации; $\alpha = \{x, y, z\}$ обозначает поляризацию наблюдаемого излучения; N_i – число рассеяний i -го пакета фотонов; $\Gamma_R = 2(1 + \cos^2 \theta)^{-1}$ – рэлеевский множитель, зависящий от индикатрисы рассеяния; $\cos^2 \theta$ – среднее по индикатрисе значение квадрата косинуса угла рассеяния. В частности, $\Gamma_R = 3/2$ в случае рассеяния на рэлеевских частицах с размерами, много меньшими длины волны, и $\Gamma_R \rightarrow 1$ в случае рассеяния на больших частицах.

Обобщая формулу (8) для моделирования вкладов многократного рассеяния в сигнал ОКТ с учетом поляризации электромагнитного поля, вместо (5) получаем

$$I_{OCT\alpha}(\tau) = \sum_{i=1}^{N_{ph}} W_i P_{ix}^2 \Gamma_R^{N_i} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta L_i\right) \times \exp\left[-4 \lg 2 \left(\frac{\Delta L_i}{l_c}\right)^2\right]. \quad (9)$$

Основной вклад в детектируемое рассеянное излучение вносят фотоны низших кратностей рассеяния на глубинах сканирования, где многократное рассеяние еще не является доминирующим [6]. Исходя из этого, мы модернизировали схему моделирования методом МК так, чтобы отдельно рассчитывались вклады заданных кратностей рассеяния. Согласно этой схеме, для фотона вероятность следования по траектории, ведущей прямо на детектор из каждой точки рассеяния (рис.2), рассчитывается до попадания пакета фотонов в область детектирования, определяемую физическими размерами детектора и его числовой апертурой. Данная вероятность δw_j детектирования пакета фотонов, находящегося в точке P_j , определяется следующим образом:

$$\delta w_j = \iint_{\Omega} p(\mathbf{r}) T_{Fr}(\mathbf{r}\mathbf{n}) \exp[-(\mu_s + \mu_a)|\mathbf{r}|] d\mathbf{r}, \quad (10)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор из точки P_j на элемент поверхности детектора; $p(\mathbf{r})$ – фазовая функция рассеяния из точки P_j в

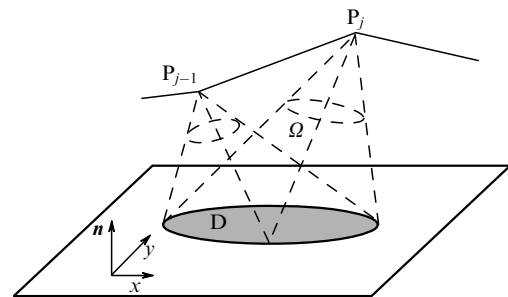


Рис.2. Схема моделирования методом МК, учитывающая для пакета фотонов вероятность рассеяться в сторону детектора из каждой точки рассеяния его естественной траектории; P_{j-1} и P_j – точки траектории пакета фотонов, испытывающего рассеяние, внутри среды; D – детектор с ограниченными геометрическими размерами и числовой апертурой; Ω – телесный угол, под которым виден детектор из точки, принадлежащей траектории пакетов фотонов; \mathbf{n} – нормаль к поверхности детектора, в простейшем случае лежащего в плоскости xy .

направлении r ; T_{Fr} – коэффициент пропускания Френеля; $|r|$ – длина вектора r ; μ_a – коэффициент поглощения. В подынтегральном выражении фазовая функция $p(r)$ описывает вероятность рассеяния под углами, принадлежащими Ω , экспонента $\exp[-(\mu_s + \mu_a)|r|]$ численно равна вероятности пройти путь длиной $|r|$ без рассеяния, но с возможным поглощением вдоль траектории; T_{Fr} учитывает преломление на границе раздела среда – детектор. Часть статистического веса фотона, равная $W(P_j)\delta w_j$, регистрируется на детекторе; здесь $W(P_j)$ – вес фотона после рассеяния в точке P_{j-1} . Пакет фотонов продолжает распространяться в соответствии со стандартной схемой моделирования методом МК со статистическим весом $W(P_j)(1 - \delta w_j)$. Альтернативные варианты полуаналитического подхода при моделировании методом МК изложены в [40] и ссылках в этой работе.

3. Результаты моделирования

Для демонстрации возможностей предложенной модели поляризации проведено следующее численное моделирование. Рассматривается полубесконечная рассеивающая среда и точечный источник. Рассеянное назад излучение регистрируется бесконечным в плоскости xy детектором с малой числовой апертурой ($\sim 1^\circ$). На рис.3,а–в представлены результаты моделирования для сополяри-

зованных и кросс-поляризованных компонент интенсивности обратнорассеянного излучения в зависимости от числа актов рассеяния для трех различных значений фактора анизотропии $g = \overline{\cos\theta} = \{0, 0.5, 0.9\}$ (см. (8)). Как и ожидалось, после определенного числа актов рассеяния, которое зависит от g , сополяризованная (I_{xx}) и кросс-поляризованная (I_{xy}) компоненты становятся почти неразличимыми, т. е. излучение деполаризуется. В случае рэлеевского рассеяния, когда $g \approx 0$, компоненты I_{xx} и I_{xy} существенно различаются только до приблизительно 10 рассеяний, а при $g = 0.9$ – до 50 рассеяний (см. рис.3).

Скорость деполаризации, определяемая как

$$DP = \frac{I_{xx} - I_{xy}}{I_{xx} + I_{xy}}, \quad (11)$$

показана на рис.3,г для различных значений g . Для сравнения представлена также скорость деполаризации рэлеевских частиц, найденная в диффузионном приближении [39],

$$DP = \frac{3(0.7)^{N-1}}{2 + (0.7)^{N-1}}. \quad (12)$$

Отметим, что, в отличие от других поляризационных моделей [15, 35–37, 39, 41, 42], в которых заранее гаран-

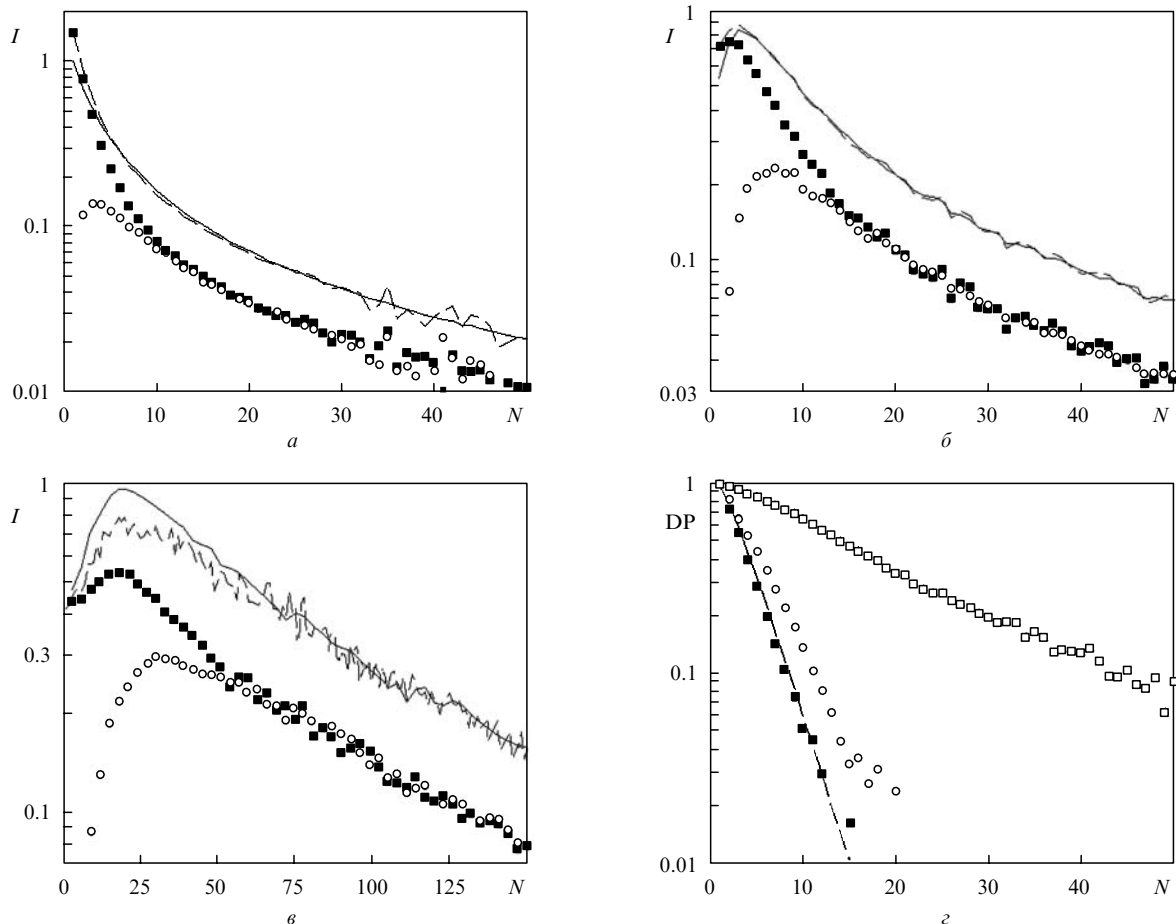


Рис.3. Интенсивности многократно рассеянного линейно поляризованного излучения, нормированные на интенсивность скалярного поля, в зависимости от числа актов рассеяния для фактора анизотропии $g = 0$ (а), 0.5 (б) и 0.9 (в): сополяризованная компонента I_{xx} (■), кросс-поляризованная компонента I_{xy} (○), интенсивность скалярного поля (сплошная кривая), сумма $I_{xx} + I_{xy}$ (штриховая кривая). Скорость деполаризации в зависимости от числа актов рассеяния для $g = 0$ (■), 0.5 (○) и 0.9 (□); штриховая кривая – скорость деполаризации для рэлеевских частиц [39] (г). Детектирование проводилось при малой апертуре ($\sim 1^\circ$), поэтому $I_{xz} = 0$. Оптические параметры среды: $\mu_s = 30 \text{ мм}^{-1}$, $\mu_a = 0$, показатель преломления $n = 1$.

тировано, что сумма сополяризованных и кросс-поляризованных компонент равна скалярной интенсивности, т. е. $I_{xx} + I_{yy} = I_{\text{scat}}$, в нашей модели выполнение равенства (12) обусловлено корректным учетом анизотропии рассеяния электромагнитного излучения, а именно рэлеевского фактора Γ_R .

Результаты моделирования методом МК огибающей сигнала ПОКТ $I_{\text{OCT}_x}(z)$ (см. (9)) для линейно поляризованного излучения, падающего на слой различной толщины d , представлены на рис.4. Каждый слой представляет собой однородную рассеивающую среду. Отражение на дальней границе слоя моделировалось как отражение от зеркала (коэффициент отражения $R = 1$), идеализирующего отражающую поверхность внутри биологических тканей. Оптические параметры среды рассчитывались для помещенных в водный раствор микросфер диаметром 750 нм с показателем преломления 1.59; длина волны излучения была равна 810 нм, длина когерент-

ности источника l_c составляла 34 мкм в вакууме. Концентрация микросфер подбиралась такой, чтобы коэффициент рассеяния μ_s был равен 6.2 мм^{-1} , остальные оптические параметры среды $-\mu_a = 0, n = 1.33$. Фактор анизотропии $g = 0.85$ рассчитывался исходя из теории рассеяния Ми на сферах [21]. Толщины рассеивающего слоя d подбирались таким образом, чтобы оптическая плотность слоя $OD = 2d\mu_s$ составляла 2, 8 и 12, что дает $d = 161 \text{ мкм}$ для $OD = 2$, $d = 650 \text{ мкм}$ для $OD = 8$ и $d = 1000 \text{ мкм}$ для $OD = 12$. При моделировании рассеяния использовалась фазовая функция Ми. Фотоны, испускаемые точечным источником, нормально падают на границу раздела воздух-слой. Диаметр детектора с числовой апертурой, соответствующей углу 14.5° , равен 420 мкм. Оптические параметры, размеры и геометрия источника-детектора соответствуют параметрам разрабатываемой экспериментальной установки. Значения параметров также согласуются со значениями, использованными в альтернативных работах [7, 8]. Время моделирования варьируется от 20 мин до нескольких часов в зависимости от оптических параметров среды и конфигурации источник-детектор. Моделирование проводилось для 2.5×10^6 пакетов фотонов на персональном компьютере с процессором AMD Sempron 3100+, тактовая частота которого равна 1.8 ГГц. Стоит отметить, что мы целенаправленно разрабатывали представленный алгоритм моделирования с целью его применения на персональных компьютерах, обычно используемых в лабораториях.

Все огибающие нормированы так, чтобы пик сигнала ПОКТ от дальней границы был равен единице. В случае малой оптической плотности ($OD = 2$) наблюдается сигнал от двойного переотражения на дальней границе (см. рис.4,а). Наличие ненулевого сигнала между ближней и дальней границами среды для всех рассматриваемых толщин слоя обусловлено учетом фазовых соотношений между детектируемыми пакетами фотонов (см. (9)). Отметим, что усреднение пяти-шести результатов моделирования позволяет успешно подавить спеклы [43]. Сигнал от рассеивающей среды, т. е. сигнал между максимумами сигнала ПОКТ, растет при увеличении толщины слоя рассеивающей среды (см. рис.4), поскольку с увеличением оптической толщины все более высокие кратности рассеяния начинают вносить вклад в детектируемый сигнал (рис.5).

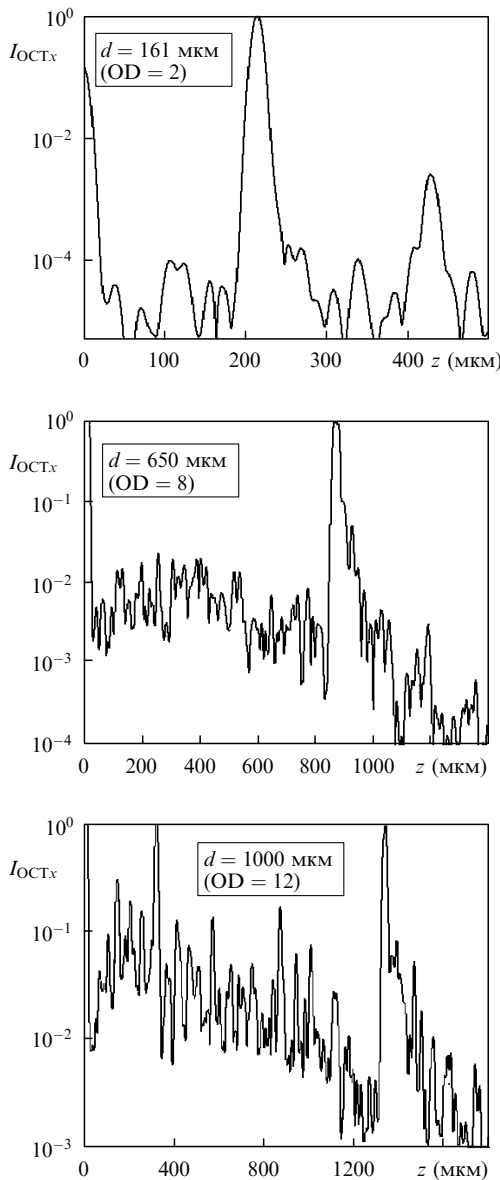


Рис.4. Нормированные результаты моделирования методом МК огибающей сигнала ПОКТ для линейно поляризованного падающего излучения в зависимости от оптической глубины сканирования z при различных толщинах d и оптических плотностях слоя OD . Оптические параметры среды: $\mu_s = 6.2 \text{ мм}^{-1}$, $\mu_a = 0$, $g = 0.85$, $n = 1.33$.

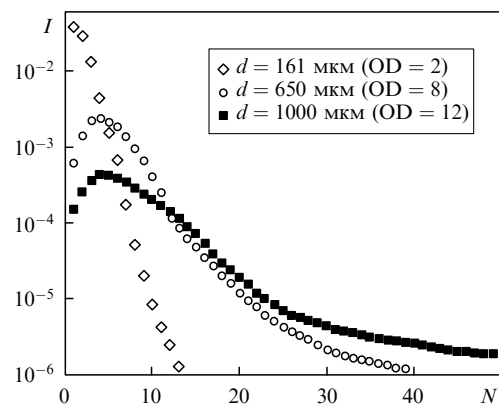


Рис.5. Интенсивность детектируемого обратноотраженного излучения в зависимости от числа актов рассеяния при различных толщинах слоя и оптических плотностях. Оптические параметры среды те же, что и на рис.4.

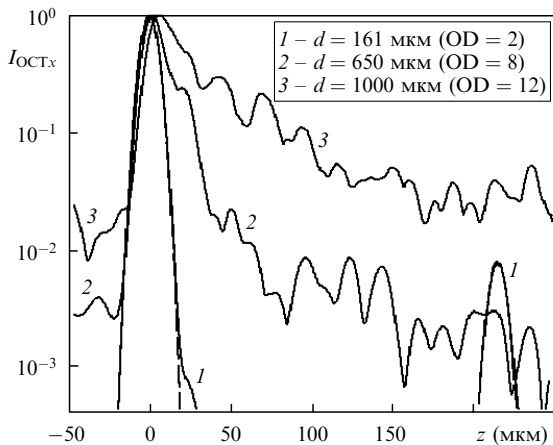


Рис.6. Нормированные результаты моделирования методом МК огибающей сигнала ПОКТ для линейно поляризованного падающего излучения в зависимости от оптической глубины сканирования z при тех же толщинах и оптических плотностях, а также оптических параметрах среды, что и на рис.4 и 5.

Для выяснения влияния многократного рассеяния на сигнал ПОКТ начало отсчета оптической глубины сканирования ($z = 0$) было перенесено в точку, отстоящую на оптическую длину пробега баллистических фотонов $L_0 = 2nd$. На рис.6 хорошо видно, что с увеличением толщины слоя доля высоких кратностей рассеяния возрастает; это приводит к уширению детектируемого сигнала от отражающей поверхности и, следовательно, к уменьшению аксиального разрешения томографа. Подобные результаты были получены в работах [7, 8, 44] с использованием альтернативных методов моделирования.

Результаты моделирования скалярных ОКТ и ПОКТ для слоя с оптической плотностью $OD = 12$ представлены на рис.7,а. Отметим, что сигналы скалярной ОКТ $I_{ОСТ}$ и сополяризованной компоненты ПОКТ $I_{ОСТx}$ не демонстрируют значительных различий во всем диапазоне оптической глубины сканирования, кроме области $z \geq 1330$ мкм, в которой сигнал скалярной ОКТ превышает сигнал ПОКТ. В этой области существенный вклад вносит когерентная составляющая детектируемого сигнала, т.е. фотоны, испытавшие хотя бы одно отражение от дальней границы и/или несколько актов рассеяния. Использование ПОКТ позволяет увеличить выборку когерентного сигнала из всего многократно рассеянного детектируемого излучения (рис.7,а). Следует особо подчеркнуть, что используемая в рамках моделирования модель среды не учитывает двулучепреломления. При выбранных оптических параметрах ($\mu_s = 6.2 \text{ мм}^{-1}$, $g = 0.85$) даже для наибольшей толщины слоя $d = 1000$ мкм среднее число рассеяний, испытываемых фотонами, не превышает десяти. При данных условиях излучение еще не полностью деполаризовано, как это показано на рис.3,б,з, что и объясняет незначительное различие сигналов ПОКТ и ОКТ для низких кратностей рассеяния. Сополаризованные и кросс-поляризованные компоненты сигнала ПОКТ для слоя с оптической плотностью $OD = 12$ представлены на рис.7,б. Абсолютное значение $I_{ОСТy}$ меньше, чем значение соответствующей $I_{ОСТx}$, вследствие малой скорости деполаризации, что уже обсуждалось выше. Интересно отметить, что пик $I_{ОСТy}$ находится примерно на 30 мкм глубже истинного положения отражающей поверхности, при этом положение пика $I_{ОСТx}$ смещено только на 10 мкм. Поскольку длина когерентности источника $l_c = 34$

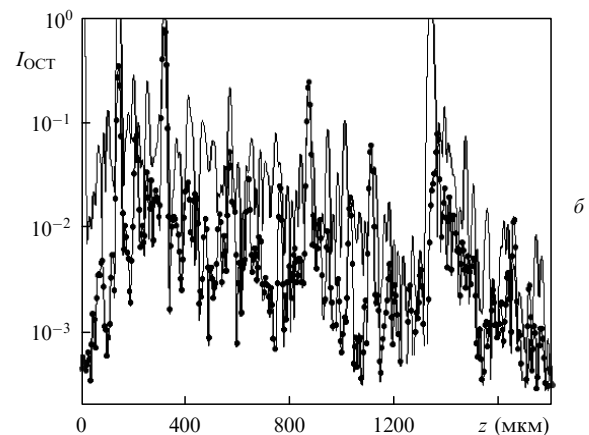
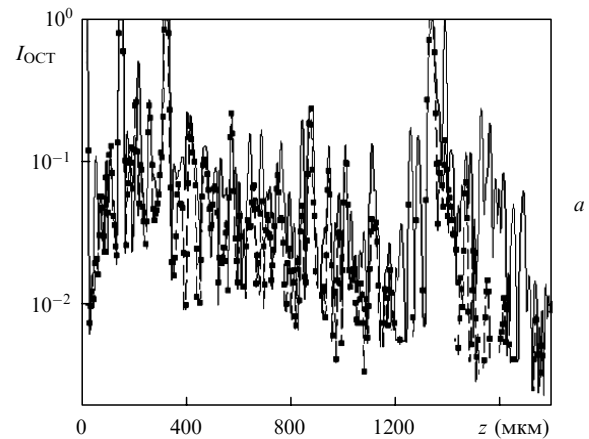


Рис.7. Нормированные результаты моделирования методом МК скалярных ОКТ и ПОКТ для линейно поляризованного падающего излучения в зависимости от оптической глубины сканирования z для слоя с оптической плотностью $OD = 12$: сигнал скалярной ОКТ $I_{ОСТ}$ (сплошная кривая) (см. (5)) и сигнал ПОКТ $I_{ОСТx}$ (■) (см. (9)) (а), сигнал ПОКТ $I_{ОСТx}$ (сплошная кривая) и сигнал ПОКТ $I_{ОСТy}$ (●) (б). Оптические параметры среды: $\mu_s = 6.2 \text{ мм}^{-1}$, $\mu_a = 0$, $g = 0.85$, $n = 1.33$, $d = 1000$ мкм.

мкм в вакууме и 25.6 мкм в водном растворе, оба отклонения можно считать незначительными.

4. Заключение

В работе впервые представлен векторный метод моделирования распространения поляризованного электромагнитного излучения малой длины когерентности в приложении к ПОКТ. В основе метода МК лежит стохастическая модель когерентных эффектов многократного рассеяния света, основанная на прямом сопоставлении с итерационным подходом к решению уравнения Бете–Солпитера [27].

Предложенная модель позволяет хорошо описать аксиальное уширение сигнала ПОКТ от отражающей поверхности при одновременном увеличении оптической плотности среды. Модель также описывает смещение максимума сигнала от его истинного положения, хотя оно и незначительно для малократно рассеивающих сред. Данные результаты хорошо согласуются с результатами моделирования и экспериментов [7, 8, 44]. С целью дальнейшего развития модели мы планируем детально рассмотреть отклонение сигнала ОКТ от закона линейного убывания с увеличением глубины сканирования [44, 45], а

также слоистые среды с областями, активно изменяющимися поляризацию распространяющегося излучения (двулучепреломление среды). Данная модель может быть использована для определения экспериментальных параметров установок ПОКТ/ОКТ для оценки их разрешающей способности при исследовании тех или иных многократно рассеивающих биологических тканей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Британского совета по биотехническим и биологическим исследованиям (BBSRC, проект BBS/V/04242), Королевского научного общества (The Royal Society, грант 15298), НАТО (грант PST.CLG.979652).

- Huang D., Swanson E.A., Lin C.P., Schuman J.S., Stinson W.G., Chang W., Hee M.R., Flotte T., Gregory K., Puliafito C.A., Fujimoto J.G. *Science*, **254**, 1178 (1991).
- Тучин И.И. *Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях* (Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1998).
- Fercher A.F., Drexler W., Hitzinger C.K., Lasser T. *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 239 (2003).
- Bouma B.E., Tearney G.J. (Eds). *Handbook of Optical Coherence Tomography* (New York: Marcel Dekker, 2002).
- Tuchin V.V. *Handbook of Coherent Domain Optical Methods: Biomedical Diagnostics, Environment and Material Science* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2004).
- Yadlowsky M.J., Schmitt J.M., Bonner R.F. *Appl. Opt.*, **43**, 5699 (1995).
- Karamata B., Laubscher M., Leutenegger M., Bourquin S., Lasser T., Lambelet P. *J. Opt. Soc. Am. A*, **22** (7), 1369 (2005).
- Karamata B., Laubscher M., Leutenegger M., Bourquin S., Lasser T., Lambelet P. *J. Opt. Soc. Am. A*, **22** (7), 1380 (2005).
- Bizheva K.K., Siegel A.M., Boas D.A. *Phys. Rev. E*, **58** (6), 7664 (1998).
- Smithies D.J., Lindmo T., Chen Z., Nelson J.S., Milner T.E. *Phys. Med. Biol.*, **43** (10), 3025 (1998).
- Wang R.K. *Phys. Med. Biol.*, **22** (47), 2281 (2002).
- Кириллин М.Ю., Меглинский И.В., Приезжев А.В. *Квантовая электроника*, **36** (3), 247 (2006).
- de Boer J., Milner T.E., van Gemert M.J.C., Nelson J.S. *Opt. Lett.*, **22**, 934 (1997).
- Special Section On Tissue Polarimetry. *J. Biomed. Opt.*, **7**, 279 (2002).
- Hielscher A.H., Mourant J.R., Bigio I.J. *Appl. Opt.*, **36**, 125 (1997).
- MacKintosh F.C., Zhu J.X., Pine D.J., Weitz D.A. *Phys. Rev. B*, **40** (13), 9342 (1989).
- Bicout D., Brosseau C., Martinez A.S., Schmitt J.M. *Phys. Rev. E*, **49**, 1767 (1994).
- Ugryumova N., Attenburrow D.P., Winlove C.P., Matcher S.J. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38**, 2612 (2005).
- Ishimaru A. *Wave Propagation and Scattering in Random Media* (New York: Academic Press, 1978, Vol. 1,2).
- Brosseau C. *Fundamentals of Polarized Light: a Statistical Optics Approach* (New York: John Wiley & Sons, 1998).
- Bohren C.F., Huffman D.R. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (New York: Wiley, 1983).
- Yamada Y., Hasegawa H., Tamura M., Nomura Y. *Appl. Opt.*, **30** (31), 4515 (1991).
- Wang L., Jacques S.L., Zheng L. *Computer Methods and Programs in Biomedicine*, **47** (2), 131 (1995).
- Churmakov D.Y., Meglinski I.V., Greenhalgh D.A. *Phys. Med. Biol.*, **47** (23), 4271 (2002).
- Кузьмин В.Л., Меглинский И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **79**, 139 (2004).
- Кузьмин В.Л., Меглинский И.В. *Оптика и спектроскопия*, **97**, 108 (2004).
- Кузьмин В.Л., Меглинский И.В., Чурмаков Д.Ю. *ЖЭТФ*, **128**, 30 (2005).
- Meglinski I.V., Kuzmin V.L., Churmakov D.Y., Greenhalgh D.A. *Proc. Roy. Soc. A*, **461** (2053), 43 (2005).
- Кузьмин В.Л., Меглинский И.В., Чурмаков Д.Ю. *Оптика и спектроскопия*, **98**, 653 (2005).
- Hariharan P. *Optical Interferometry* (San Diego: Academic Press, 2003).
- Dresel T., Hausler G., Ventzke H. *Appl. Opt.*, **31**, 919 (1992).
- Carlsson T.E., Nilsson B. *J. Opt.*, **29**, 146 (1998).
- Goodman J.W. *Statistical Optics* (New York: Wiley-Interscience, 1985).
- Schmitt J.M. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5**, 1205 (1999).
- Bartel S., Hielscher A. *Appl. Opt.*, **39** (10), 1580 (2000).
- Rakovic M.J., Kattawar G.W., Mehrubeoglu M., Cameron B.D., Wang L.V., Rastegar S., Cote G.L. *Appl. Opt.*, **38**, 3399 (1999).
- Ramella-Roman J.C., Prahla S.A., Jacques S.L. *Opt. Express*, **13**, 4420 (2005).
- Angnus S.V., Matcher S.J., Meglinski I.V. *Laser Phys.*, **14** (6), 886 (2004).
- Akkermans E., Wolf P.E., Maynard R., Maret G. *J. Phys. France*, **49**, 77 (1988).
- Tinet E., Avriplier S., Tualle J.M. *J. Opt. Soc. Am. A*, **13**, 1903 (1996).
- Iwai T., Furukawa H., Asakura T. *Opt. Rev.*, **2**, 413 (1995).
- Zimnyakov D.A., Sinichkin Y.P. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **2**, 200 (2000).
- Schmitt J.M. *Phys. Med. Biol.*, **42**, 1427 (1997).
- Lu Q., Gan X., Gu M., Luo Q. *Appl. Opt.*, **43**, 1628 (2004).
- Tycho A., Jorgensen T.M., Yura H.T., Andersen P.E. *Appl. Opt.*, **41** (31), 6676 (2002).