

Оптимизированный метод Монте-Карло для моделирования распространения когерентного оптического излучения в рассеивающих средах с возможностью учета пространственно-временных характеристик электрического поля

© А. Доронин¹, И. Владыко¹, Е.В. Васильева¹, И.В. Меглинский²

¹ School of Engineering and Computer Science, Victoria University of Wellington, Wellington, New Zealand

² Aston Institute of Photonic Technologies, College of Engineering and Physical Sciences, Aston University, Birmingham, UK

e-mail: alex.doroni@vuw.ac.nz, vladykilya@myvu.ac.nz, elena.vasilieva@vuw.ac.nz, i.meglinski@aston.ac.uk

Поступила в редакцию 07.06.2025 г.

В окончательной редакции 28.07.2025 г.

Принята к публикации 25.11.2025 г.

Представлен новый оптимизированный алгоритм Монте-Карло с возможностью учета пространственно-временной динамики электрического поля, разработанный для максимально точного численного моделирования когерентных эффектов, возникающих при распространении поляризованного оптического излучения в рассеивающих средах. Метод основан на прямом расчете последовательных изменений электрического поля вдоль траекторий фотонов в рассеивающей среде, что позволяет учитывать интерференцию, фазовую задержку и вращение поляризации, возникающие при многократном рассеянии в оптически неоднородной среде. Разработанный алгоритм оптимизирован для энергоэффективных процессоров Apple серии M, используя преимущества унифицированной памяти и высокопроизводительного параллельного моделирования траекторий фотонов и эволюции электрического поля в реальном времени с низким энергопотреблением. Алгоритм интегрирован в разработанный ранее программный модуль с открытым доступом, поддерживающий моделирование распространения света как с временным, так и пространственно-поляризационным разрешением, что делает его особенно привлекательным для широкого круга исследований, включая, в частности, такие методы, как поляриметрия на основе матрицы Мюллера и интерференционно-избирательной визуализации с пространственно-временной фильтрацией сигнала. Сравнение с существующими численными методами моделирования показывает, что предложенный подход обеспечивает сопоставимую точность при существенном снижении времени расчета и энергопотребления. Разработанный метод открывает возможности физически обоснованного и эффективного моделирования распространения когерентного поляризованного лазерного излучения в сложных неупорядоченных средах, включая биоткани, с возможностью эффективного использования алгоритмов параллельного моделирования для повышения точности и вычислительной производительности.

Ключевые слова: поляризованный свет, когерентные эффекты, многократное рассеяние, Монте-Карло моделирование, электрическое поле, процессор Apple серии M, вычислительная производительность.

DOI: 10.61011/OS.2025.12.62498.39-25

Введение

Моделирование распространения оптического излучения в рассеивающих средах играет ключевую роль в исследовании фундаментальных эффектов, возникающих при взаимодействии когерентного и поляризованного света со сложной случайно-неоднородной структурой, такой как биоткань, включая интерференцию, фазовые сдвиги, деполяризацию и спекловые флуктуации [1]. В частности, для анализа интерференционных, фазовых и поляризационных преобразований, возникающих в результате многократного рассеяния [2], необходимо учитывать пространственно-временные характеристики векторного электрического поля. Традиционные модели, основанные на скалярном приближении или усредненной интенсивности [3–7], оказываются недостаточными для описания таких эффектов. В настоящей работе

предлагается численный оптимизированный алгоритм моделирования, основанный на методе Монте-Карло с прямым расчетом эволюции электрического поля вдоль траекторий фотонов в рассеивающей среде [8,9].

Моделирование взаимодействия света с биологическими тканями имеет ключевое значение для разработки и проектирования диагностических оптических систем, предназначенных для неинвазивных биомедицинских применений, и должно учитывать целый ряд технических параметров, включая длину волны, состояние поляризации, когерентность, мощность используемого детектирующего излучения, а также пространственную конфигурацию источник–детектор [6,7,10–15]. В идеале строгий теоретический подход предполагает решение уравнений Максвелла для стохастического распределения диэлектрических рассеивателей с последующим ансамблевым усреднением по всем возможным реали-

зациям системы. Однако чрезмерные вычислительные затраты и сложность формулировки граничных условий делают такой подход непрактичным для большинства реальных задач.

Для решения данной проблемы широкое распространение получило уравнение переноса излучения (УПИ) как эффективное приближение для моделирования распространения света в рассеивающих средах [16]. Среди наиболее устоявшихся методов решения УПИ можно выделить технику Монте-Карло (МК) — стохастический, статистически надежный подход, который стал золотым стандартом для моделирования миграции фотонов в мутных средах [17,18]. Кроме того, в настоящее время ведутся многочисленные разработки, направленные на расширение метода МК с включением когерентных и поляризационно-чувствительных механизмов взаимодействия [8,11,19,20].

В настоящей работе представлена новая оптимизированная МК-модель, основанная на отслеживании электрического поля и разработанная для моделирования распространения когерентного поляризованного света в мутных рассеивающих средах. В отличие от традиционных скалярных МК-методов представленный подход явно отслеживает эволюцию вектора электрического поля каждого фотонного пакета по мере прохождения через последовательные акты рассеяния. Данный векторный формализм позволяет моделировать такие эффекты, как память поляризации [21], динамика кросс-поляризации и когерентность [22], которыми скалярные модели [3–7,11] обычно пренебрегают. Использование специализированной аппаратной архитектуры впервые обеспечивает сохранение и доступ к локализованной пространственно-временной и трехмерной объемной информации, такой как траектории фотонов и связанные с ними электрические поля, на протяжении всего процесса МК-переноса фотонов. Данная возможность, которая ранее была труднодостижимой или неэффективной на традиционных системах CPU–GPU с отдельными пулами памяти, теперь обеспечивает физически точную и вычислительно эффективную платформу для моделирования взаимодействий поляризованного света в мутных средах.

Алгоритм, первоначально представленный Кузминым и Меглинским [8,9,23], был расширен и теперь полностью совместим с аппаратной архитектурой и выполняется напрямую на энергоэффективных процессорах нового поколения Apple серии M, что соответствует растущей тенденции развития портативных высокопроизводительных биомедицинских вычислительных платформ. Преодолевая разрыв между традиционными МК-моделированиями на основе интенсивности и полноволновыми и строгими электромагнитными методами [22,24], разработанный метод предлагает высокоточную, но в то же время вычислительно доступную платформу для моделирования взаимодействий свет–ткань.

Данная работа представляет собой значительный прогресс в моделировании переноса поляризованного излучения для приложений биомедицинской оптики.

Основы прямого расчета последовательных изменений электрического поля вдоль траекторий фотонов в рассеивающей среде

Метод МК признан золотым стандартом для имитации взаимодействий свет–ткань благодаря своей высокой точности и гибкости. Впервые представленный и усовершенствованный в 1990-х годах [25] классический МК-алгоритм моделирует стохастические траектории фотонных пакетов при их прохождении через процессы рассеяния, поглощения и отражения в сложных средах. Это делает метод МК особенно привлекательным для точного воспроизведения и количественного анализа локализации света в слоистых структурах модельных биологических сред, что привело к его широкому применению при решении обширного круга задач оптической томографии [26,27]. С вычислительной точки зрения метод МК оценивает физически наблюдаемые характеристики детектируемого излучения за счет статистического отбора наиболее вероятных траекторий фотонных пакетов, что позволяет детально моделировать различные пространственно-временные оптические явления. Интенсивность рассеяния оптического излучения, распространяющегося в случайно-неоднородных рассеивающих средах, в данном случае описывается на основе уравнения Бете–Солпитера [8]:

$$G(\mathbf{R}, \mathbf{R}_n; \mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) = \mu_s f(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s) \delta(\mathbf{R}_n - \mathbf{R}_1) + \mu_s \int f(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_{nj}) \Lambda(\mathbf{R}_n - \mathbf{R}_j) G(\mathbf{R}, \mathbf{R}_j; \mathbf{k}_{nj}, \mathbf{k}_s) d\mathbf{R}_j, \quad (1)$$

где $G(\mathbf{R}, \mathbf{R}_n; \mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s)$ представляет собой пропагатор уравнения Бете–Солпитера, описывающий корреляцию поля. Волновые векторы \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_s представляют падающие и рассеянные плоские волны соответственно; μ_s — коэффициент рассеяния. Пропагатор, описывающий перенос между событиями рассеяния:

$$\Lambda(\mathbf{R}) = R^2 \exp\left(-\frac{R}{l}\right).$$

Фазовая функция задается выражением:

$$f(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i) = \frac{\sigma(\mathbf{q})}{\int_{4\pi} d\Omega \sigma(\mathbf{q})}$$

с вектором рассеяния $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s = 2k \sin(\frac{\theta_s}{2})$ и $\cos \theta_s = (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{k}_i / k^2$.

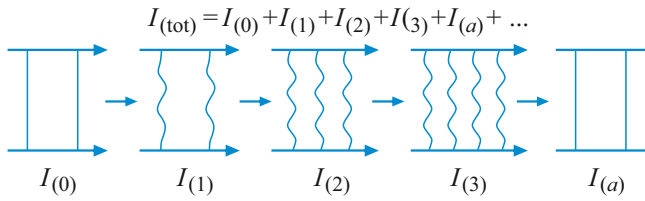


Рис. 1. Схематичное представление баллистических фотонов $I_{(0)}$, однократно рассеянных $I_{(1)}$, дважды рассеянных $I_{(2)}$, трижды рассеянных $I_{(3)}$, а также фотонов, прошедших асимметричные траектории $I_{(a)}$, как это обычно изображается с помощью лестничных диаграмм в контексте теории многократного рассеяния.

Итерируя уравнение Бете–Солпитера, получаем выражение для вкладов рассеяния более высоких порядков:

$$G(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_n; \mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) = \mu_s f(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i) \delta(\mathbf{R}_n - \mathbf{R}_1) + \mu_s^2 f(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{n1}) \Lambda(\mathbf{R}_n) f(\mathbf{k}_{n1} - \mathbf{k}_i) + \mu_s^3 f(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{n2}) \times \Lambda(\mathbf{R}_{n2}) f(\mathbf{k}_{n2} - \mathbf{k}_{21}) \Lambda(\mathbf{R}_{21}) f(\mathbf{k}_{21} - \mathbf{k}_i) + \dots \quad (2)$$

Каждое слагаемое соответствует одно-, двукратным, трехкратным и последующим порядкам многократного рассеяния, стохастически учитываемых при расчете в методе МК (рис. 1).

В МК-моделировании расстояние, которое фотон проходит между последовательными актами рассеяния, подчиняется экспоненциальному распределению [28]:

$$P(s) = \mu_t \exp(-\mu_t s), \quad (3)$$

где $\mu_t = \mu_s + \mu_a$ — коэффициент экстинкции. Расстояние между актами рассеяния генерируется по формуле:

$$s = -\frac{\ln \xi}{\mu_t}, \quad (4)$$

где $\xi \in (0, 1)$ — равномерно распределенное случайное число.

Таким образом, фотонные пакеты инжектируются в среду с поверхности, а их траектории итеративно обновляются до тех пор, пока они не будут поглощены или не покинут границы рассматриваемого объема. Поглощение рассчитывается посредством последовательного уменьшения веса фотонного пакета вдоль траектории распространения в среде:

$$I = \sum_{j=1}^{N_{ph}} W_j \exp\left(-\sum_{i=1}^{n_j} \mu_a l_i\right), \quad (5)$$

где W_j — статистический вес j -го пакета фотона, а l_i — длина i -го отрезка траектории.

Поляризация электромагнитной волны, как правило, описывается в рамках формализма Стокса–Мюллера или Джонса [29,30]. Вектор Стокса и вектор Джонса

характеризуют состояние поляризации, тогда как матрицы Мюллера и Джонса описывают изменение этого состояния при рассеянии, обусловленное флуктуациями диэлектрической проницаемости среды.

Формализм Стокса–Мюллера широко используется для анализа поляризации в двулучепреломляющих мутных средах при поляризационно-чувствительной оптической визуализации [31]. В ряде экспериментальных и численных работ наблюдались характерные поляризационные паттерны в обратном рассеянии, представленные в виде матриц Мюллера [32,33]. Остаточная степень поляризации в обратном рассеянном свете демонстрирует зависимость от оптических свойств рассеивающей среды. В этой связи рассмотрим линейно поляризованную волну, распространяющуюся вдоль оси z с начальной поляризацией вдоль оси x . После рассеяния вектор поляризации \mathbf{P}_i определяется согласно следующим выражениям:

$$\mathbf{P}_i = -\mathbf{e}_i \times (\mathbf{e}_i \times \mathbf{P}_{i-1}) = (\mathbf{I} - \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_i) \mathbf{P}_{i-1}. \quad (6)$$

Это может быть представлено в матричной форме как:

$$\mathbf{P}_i = \begin{pmatrix} 1 - e_{ix}^2 & -e_{ix}e_{iy} & -e_{ix}e_{iz} \\ -e_{iy}e_{ix} & 1 - e_{iy}^2 & -e_{iy}e_{iz} \\ -e_{iz}e_{ix} & -e_{iz}e_{iy} & 1 - e_{iz}^2 \end{pmatrix} \mathbf{P}_{i-1}. \quad (7)$$

Предполагая, что начальная поляризация $\mathbf{P}_0 = \{1, 0, 0\}$, окончательная поляризация после n актов рассеяния определяется как:

$$\mathbf{P}_n = \mathbf{P}_n \mathbf{P}_{n-1} \dots \mathbf{P}_1 \mathbf{P}_0. \quad (8)$$

В скалярной версии МК-моделирования распространения поляризованного света параллельные и ортогональные компоненты рассеянного излучения аппроксимируются на основе взвешенных вкладов фотонов, зарегистрированных детектором. Эти компоненты могут быть вычислены следующим образом:

$$I_{xx}(\chi) = \sum_{j=1}^{N_{ph}} W_j \Gamma^{N_j} P_{xx,j}^2, \quad (9)$$

$$I_{xy}(\chi) = \sum_{j=1}^{N_{ph}} W_j \Gamma^{N_j} P_{xy,j}^2, \quad (10)$$

где $I_{xx}(\chi)$ и $I_{xy}(\chi)$ представляют интенсивности рассеяния с сохраненной (параллельной) и ортогональной поляризацией как функции угла рассеяния χ . Суммирование осуществляется по всем N_{ph} траекториям фотонов, достигшим детектора. Здесь W_j — статистический вес j -го фотона, учитывающий потери на поглощение вдоль его траектории; N_j — число событий рассеяния, испытанных данным фотоном. Величины $P_{xx,j}$ и $P_{xy,j}$ представляют собой поляризационно-зависимые компоненты фазовой функции, соответствующие рассеянию с

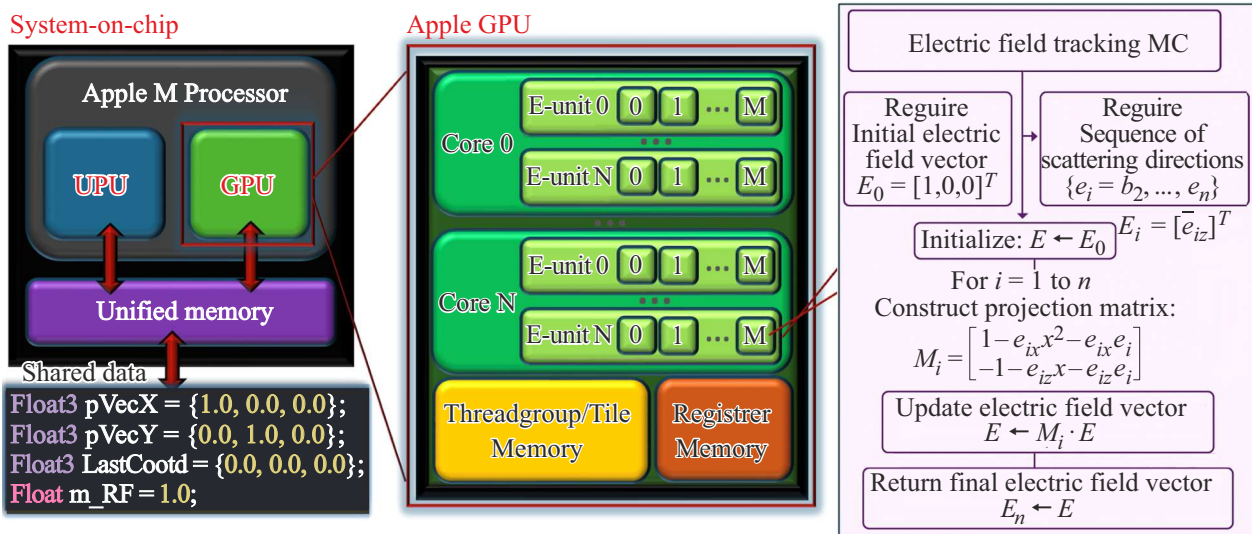


Рис. 2. Схематическое представление реализации алгоритма МК, учитывающего последовательные изменения электрического поля вдоль траекторий пакетов фотонов, на базе архитектуры системы-на-кристалле Apple серии M. Обновления векторов поляризации при соответствующих актах рассеяния отображаются на потоки выполнения GPU использованием унифицированной памяти и организацией параллельной обработки на уровне групп потоков GPU Apple для обеспечения эффективного доступа к данным и высокой вычислительной производительности.

параллельной и ортогональной поляризацией соответственно.

Множитель Γ характеризует деполяризующий вклад каждого отдельного события рассеяния. Он зависит от локального угла рассеяния θ и определяется следующим выражением:

$$\Gamma = \frac{2}{1 + \cos^2 \theta}. \quad (11)$$

Такая форма Γ обеспечивает более выраженную деполяризацию при рассеянии на большие углы, что соответствует установленным физическим закономерностям взаимодействия света с биологическими тканями, особенно в режимах анизотропного рассеяния [34,35].

Детектируемый вес пакета фотонов W_j определяется с учетом его координаты r_D :

$$W_j(r_D) = W_0 \exp\left(-\sum_{i=1}^{N_j} \mu_{a,i} \ell_i\right), \quad (12)$$

где W_0 — начальный вес фотона (обычно = 1), $\mu_{a,i}$ — коэффициент поглощения в i -м сегменте пути фотона, а ℓ_i — длина данного сегмента. Данное экспоненциальное затухание моделирует кумулятивный эффект поглощения вдоль траектории фотона.

Практическая реализация моделирования с использованием ARM-процессоров Apple

Появление высокопроизводительных параллельных вычислительных платформ существенно трансформировало метод МК, позволив значительно сократить время

расчетов и реализовать моделирование сложных взаимодействий свет—ткань с повышенной детализацией и физической достоверностью [6,7,36]. Этот прогресс способствовал значительным достижениям в биомедицинской оптике, открыв возможности для более глубокого анализа спектральных характеристик, поляризационно-зависимых эффектов, включая разработку современных алгоритмов реконструкции изображений с применением методов машинного обучения [14,22,37–49]. Тем не менее моделирование когерентного распространения поляризованного света в рассеивающих биологических средах остается наиболее ресурсоемкой задачей, особенно в задачах, включающих изучение особенностей формирования и пространственно-временной локализации оптического излучения с учетом двулучепреломления или поляризационно-зависимой геометрии детектирования [14,41].

Для решения данной задачи мы представляем энергоэффективный алгоритм МК с отслеживанием эволюции вектора электрического поля при миграции фотонов в рассеивающих (мутных) средах. Разработанный с учетом архитектуры процессоров Apple серии M данный метод обеспечивает высокдетализированное моделирование поляризационно-разрешенного переноса излучения в многослойных биологических тканях (рис. 2). Алгоритм отслеживает вектор электрического поля P каждого фотонного пакета, итеративно обновляя его в соответствии с каждым актом рассеяния. Предложенный подход обеспечивает точное воспроизведение эффектов деполяризации, ко- и кроссполяризованного рассеяния, а также эффекта памяти поляризации [22,50].

Сравнение результатов моделирования методом МК с аналитическим решением Милна и результатами альтернативных численных методов моделирования [51,52]. Таблица включает как компоненты интенсивности линейной (I_{\parallel} , I_{\perp}), так и циркулярной (I_{co} , I_{cross}) поляризации, а также их отношения

Источник	I_{\parallel}	I_{\perp}	I_{\parallel}/I_{\perp}	I_{co}	I_{cross}	$I_{\text{co}}/I_{\text{cross}}$
Решение Милна [51,52]	3.025	1.563	1.935	1.751	2.837	0.617
Кузьмин и соавторы [51,52]	3.029	1.570	1.929	1.758	2.841	0.618
Настоящая модель	3.023	1.566	1.930	1.753	2.838	0.617

В начале моделирования фотонные пакеты инициализируются с пространственным и угловым профилем гауссова пучка. Их начальные координаты (x , y , z), направляющие косинусы (u_x , u_y , u_z) и векторы поляризации \mathbf{P}_0 задаются в декартовой системе координат. По мере распространения каждый акт рассеяния вызывает детерминированное преобразование текущего вектора поляризации \mathbf{P}_i в соответствии со следующим выражением:

$$\mathbf{P}_i = (\mathbf{I} - \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_i) \mathbf{P}_{i-1}, \quad (13)$$

где \mathbf{e}_i — единичный вектор, задающий новое направление распространения после i^{th} -го акта рассеяния, а \mathbf{I} — единичная матрица. Такое преобразование обеспечивает согласованную эволюцию поляризации вдоль траектории фотона с учетом геометрии рассеяния и анизотропии среды.

Взаимодействия фотонов описываются вероятностями упругого рассеяния P_{Elastic} и поглощения P_{Abs} , определяемыми оптическими свойствами среды: коэффициентами рассеяния μ_s и поглощения μ_a . Шаг перемещения фотона Δr выбирается меньше минимального свободного пробега, чтобы обеспечить корректную выборку событий взаимодействия. На каждом шаге расчета вероятность конкретного взаимодействия вычисляется следующим образом:

$$P_i = 1 - e^{-\Delta r/l_i}, \quad (14)$$

где l_i обозначает среднюю длину свободного пробега для соответствующего типа взаимодействия.

В данной реализации используется технология Metal от Apple для ускорения вычислений на графическом процессоре. Каждый поток GPU обрабатывает отдельный фотонный пакет, обеспечивая полную вычислительную независимость. Архитектура Apple серии M с унифицированной памятью минимизирует задержки между CPU и GPU, обеспечивая эффективный доступ к общей памяти при отслеживании пакета фотонов. Состояние каждого пакета фотонов, включая траекторию, статистический вес и вектор поляризации, сохраняется в регистрах устройства или буферах памяти, оптимизированных под векторное (SIMD) исполнение. Распространение пакета фотонов осуществляется в рамках итерационного цикла ядра. На каждом шаге состояние пакета фотона обновляется в соответствии с вероятностями взаимодействия.

Поглощенные части пакета фотонов помечаются для завершения их дальнейшего моделирования, а их энергетический вклад регистрируется. Пакеты фотонов, подвергшиеся рассеянию, изменяют направление согласно фазовой функции Хени—Гринштейна; соответствующим образом обновляется и их вектор поляризации как описано выше. Поляризационные состояния отслеживаются непрерывно, что позволяет точно восстанавливать распределения интенсивности, соответствующие компонентам с сохраненной и измененной поляризацией. Пакеты фотонов, вышедшие за пределы допустимого пространственного или углового диапазона, исключаются из дальнейшего моделирования. Таким образом, на выходе формируются пространственно-разрешенное распределение интенсивности с учетом поляризационных характеристик детектируемого излучения.

Результаты и обсуждение

Полученные результаты представленной модели МК, представленные в таблице, хорошо согласуются как с результатами аналитического решения Милна, так и с численными данными, полученными В.Л. Кузьминым и соавторами [9,23]. Например, рассчитанное отношение I_{\parallel}/I_{\perp} близко к значениям 1.935 (по Милну) и 1.929 (по методу Кузьмина), что подтверждает высокую точность моделирования поляризационно-зависимой интенсивности. Аналогично отношение $I_{\text{co}}/I_{\text{cross}}$, описывающее поведение циркулярной поляризации, в точности соответствует аналитическому значению 0.617, что дополнительно подтверждает корректность описания когерентных эффектов в предлагаемом подходе.

Результаты сравнения подтверждают численную достоверность разработанной модели МК с учетом эволюции электрического поля и демонстрируют ее высокую точность в воспроизведении поляризационных эффектов. Кроме того, модель корректно воспроизводит явления инверсии спиральности и пространственные характеристики деполаризации оптического излучения [53–55].

Для валидации производительности разработанной оптимизированной МК-модели с учетом эволюции электрического поля (МК-модели с ЭП) были рассчитаны пространственные и объемные распределения ключевых поляризационно-разрешенных величин в сильно рассеивающей анизотропной среде. Как показано на рис. 3, полученные результаты демонстрируют превосходное

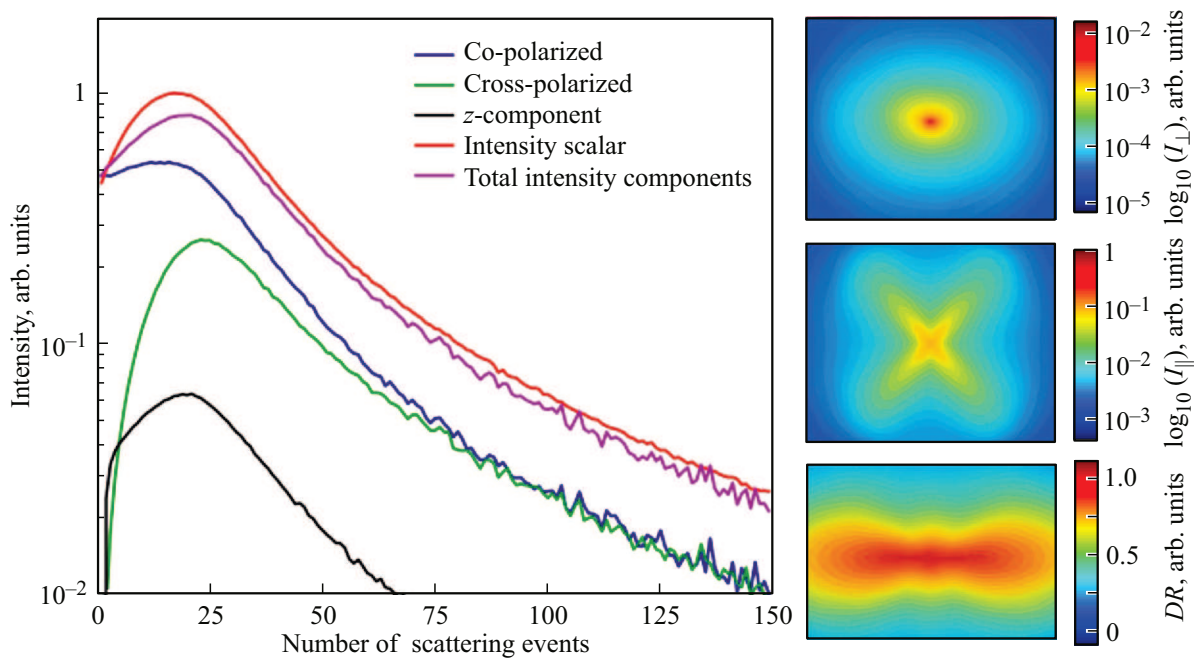


Рис. 3. Результаты МК-моделирования распространения поляризованного света в мутной среде с фактором анизотропии $g = 0.9$ и коэффициентом рассеяния $\mu_s = 30 \text{ mm}^{-1}$. Слева: зависимость интенсивности от числа событий рассеяния для параллельно поляризованного (I_{\parallel}), перпендикулярно поляризованного (I_{\perp}) компонентов, а также для скалярной интенсивности (красная кривая) и полной векторной интенсивности (пурпурная кривая). Справа: пространственные распределения поляризационно-разрешенных параметров: в центре — параллельно поляризованная интенсивность I_{\parallel} ; вверху \log_{10} перпендикулярно поляризованной интенсивности I_{\perp} ; внизу — пространственное распределение коэффициента деполаризации (DR), отражающее пространственные вариации сохранения поляризации при многократном рассеянии.

согласие с ожидаемым физическим поведением, включая эффект памяти поляризации [21] и характерные закономерности деполаризации [53–56]. В частности, модель успешно воспроизводит параллельно поляризованные (I_{\parallel}) и перпендикулярно поляризованные (I_{\perp}) компоненты интенсивности, а также коэффициент деполаризации (DR) в широком диапазоне рассеяния. Полученные данные позволяют получить детализированное представление о пространственной структуре обратно рассеянного света [55,57] и количественно оценить степень сохранения или утраты поляризации в результате многократного рассеяния в средах с высокой анизотропией $g = 0.9$ и коэффициентом рассеяния $\mu_s = 30 \text{ mm}^{-1}$ [22,43,57]. Способность модели точно воспроизводить такие распределения подтверждает ее физическую достоверность и практическую ценность для численного анализа взаимодействия света с биологическими тканями.

Для оценки производительности реализованной оптимизированной МК модели мы провели обширное тестирование с акцентом на скорость вычислений, энергоэффективность и численную устойчивость. В первую очередь было проведено сравнение пропускной способности по числу обрабатываемых фотонов: оценивалась эффективность реализации с ускорением Metal по сравнению с ранее разработанными алгоритмами Монте-Карло на базе NVIDIA CUDA и классических CPU-реализаций. Результаты продемонстрировали впечатля-

ющую производительность: предложенная модель способна обрабатывать от 2 миллионов фотонов в секунду (на чипе M1 Pro) до 5 миллионов фотонов в секунду (на чипе M2) в однородной среде. Такая пропускная способность делает возможным проведение крупномасштабных симуляций порядка 10^{11} фотонных пакетов в разумные сроки, что ранее было достижимо лишь при использовании высокопроизводительных кластеров с графическими ускорителями. Полученные данные убедительно подтверждают применимость разработанной модели в задачах портативной и высокоскоростной биомедицинской оптики в реальном времени.

Существующие решения на базе высокопроизводительных графических процессоров NVIDIA, например, в рамках CUDA-платформы [6,7], действительно обеспечивают более высокую абсолютную пропускную способность — примерно в 2–3 раза выше. Однако это сопровождается значительно большими энергозатратами. Так, видеокарта GeForce RTX 3090 способна обрабатывать примерно в два раза больше фотонов в секунду, но при этом ее энергопотребление под нагрузкой достигает 360 W, в то время как графический процессор M1 Pro потребляет всего около 10 W. Общая вычислительная эффективность определяется не только „сырыми“ показателями производительности, но и зависит от множества факторов, включая структуру алгоритма, архитектуру

аппаратного обеспечения, используемые программные интерфейсы и среду разработки.

Следует отметить, что представленная реализация МК-алгоритма специально оптимизирована для процессоров серии Apple M с использованием вычислительной платформы Metal. Однако сам алгоритм не является строго привязанным к аппаратному обеспечению Apple. Ключевые архитектурные особенности, обеспечивающие его эффективность, такие как ARM-процессоры и унифицированная память, становятся все более распространенными и на других платформах, включая процессоры Qualcomm Snapdragon и другие ARM-совместимые решения. При наличии поддержки аналогичных вычислительных API, а также доступа к унифицированной памяти, разработанный МК-алгоритм может быть адаптирован под соответствующую вычислительную платформу. Таким образом, хотя в настоящем исследовании использовалось оборудование Apple благодаря его доступной энергоэффективной архитектуре и нативной поддержке Metal, сам МК-алгоритм и его концептуальная структура являются переносимыми и не ограничены конкретной аппаратной реализацией.

Заключение и выводы

В настоящей работе представлен новый оптимизированный алгоритм МК с возможностью учета пространственно-временной динамики электрического поля [58], разработанный для максимально точного численного моделирования когерентных эффектов, возникающих при распространении поляризованного оптического излучения в рассеивающих средах. В отличие от традиционных скалярных методов моделирования МК разработанный алгоритм обеспечивает физически корректное описание когерентных оптических эффектов, включая поляризацию, интерференцию и поглощение, за счет последовательного расчета изменений векторного электрического поля вдоль траекторий фотонов в рассеивающей среде. Представленный алгоритм МК оптимизирован под энергоэффективные процессоры Apple серии M с использованием GPU-ускорения, что позволяет выполнять высокопроизводительное моделирование на портативных компьютерных платформах. Валидация алгоритма проведена путем сравнения с аналитическим решением Милна и численно-ориентированными эталонными МК-моделями. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с результатами эталонных расчетов пространственного распределения интенсивности рассеянного излучения и коэффициентами деполяризации, подтверждая адекватность применимости модели в поляризационно-чувствительных конфигурациях. Алгоритм интегрирован в разработанный ранее программный модуль с открытым доступом к исходному коду [59], поддерживающий моделирование распространения света как с временным, так и с пространственно-поляризационным разрешением. Модуль сочетает вычис-

лительную эффективность с физической достоверностью и может быть расширен для решения широкого круга задач, включая анализ спеклов, когерентно-селективную визуализацию и моделирование переноса света с временным разрешением. Предложенный оптимизированный МК-метод представляет собой надежную и масштабируемую платформу для численного моделирования взаимодействия света с неоднородными средами, включая биологические ткани. Метод предназначен для применения в оптических технологиях следующего поколения, таких как диффузионно-волновая оптическая когерентная спектроскопия [60,61] и фазово-поляризационно-чувствительная оптическая биопсия [47,62].

Благодарности

Авторы выражают глубокую признательность профессору В.Л. Кузьмину за его фундаментальные теоретические исследования и ключевой вклад в первоначальную реализацию алгоритма Монте-Карло на языке программирования C/C++. Этот вклад стал основой и во многом предопределил дальнейшее развитие методов численного моделирования распространения когерентного поляризованного оптического излучения в случайных средах с учетом пространственно-временной динамики электрического поля [22,57] и с возможностью исследования эффектов, связанных с орбитальным угловым моментом (ОАМ) [41,45].

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.Л. Кузьмин, И.В. Меглинский. Квант. Электрон., **36** (11), 990 (2006). [V.L. Kuz'min, I.V. Meglinski. Quant. Electron., **36** (11), 990 (2006)]. DOI: 10.1070/QE2006v036n11ABEH013338
- [2] И.В. Меглинский, В.В. Тучин. Докл. РАН. Физ. техн. науки, **524**, 23–32 (2025). [I.V. Meglinski, V.V. Tuchin. Dokl. Phys., **524**, 23–32 (2025)]. DOI: 10.7868/S3034508125050044
- [3] S.T. Flock, M.S. Patterson, B.C. Wilson, D.R. Wyman. IEEE Trans. Biomed. Eng., **36** (12), 1162–1168 (1989). DOI: 10.1109/10.42107
- [4] L. Wang, S. Jacques. J. Opt. Soc. Am. A, **10** (8), 1746–1752 (1993). DOI: 10.1364/JOSAA.10.001746
- [5] L. Wang, S.L. Jacques, L. Zheng. Comput. Methods Programs Biomed., **47** (2), 131–146 (1995). DOI: 10.1016/0169-2607(95)01640-F
- [6] I.V. Meglinski, A. Doronin. SPIE Newsroom (2011). DOI: 10.1117/2.1201110.003879
- [7] A. Doronin, I.V. Meglinski. J. Biomed. Opt., **17** (9), 090504 (2012). DOI: 10.1117/1.JBO.17.9.090504
- [8] I.V. Meglinski, V.L. Kuzmin, D.Y. Churmakov, D.A. Greenhalgh. Proc. R. Soc. A, **461**, 43–53 (2005). DOI: 10.1098/rspa.2004.1369

- [9] В.Л. Кузьмин, И.В. Меглинский. Письма в ЖЭТФ, **79** (3), 139–142 (2004). [V.L. Kuz'min, I.V. Meglinski. JETP Lett., **79** (3), 109–112 (2004)]. DOI: 10.1134/1.1719124
- [10] H.H. Barrett, K.J. Myers. *Foundations of Image Science* (Wiley-Interscience, Hoboken, NJ, 2004).
- [11] S.V. Gangnus, S.J. Matcher, I.V. Meglinski. Laser Phys., **14**, 886–891 (2004).
- [12] I.V. Meglinski, A.V. Doronin, A.N. Bashkatov, E.A. Genina, V.V. Tuchin. In: *Computational Biophysics of the Skin*, ed. by B. Querleux (Pan Stanford Publishing, Singapore, 2014), ch. 2, p. 25–56.
- [13] A.V. Bykov, A.V. Doronin, I.V. Meglinski. In: *Deep Imaging in Tissue and Biomedical Materials*, ed. by L. Shi, R.R. Alfano (Jenny Stanford Publishing, Singapore, 2017), p. 295–322.
- [14] A.V. Doronin, C.M. Macdonald, I.V. Meglinski. J. Biomed. Opt., **19** (2), 025005 (2014). DOI: 10.1117/1.JBO.19.2.025005
- [15] A. Doronin, I. Fine, I.V. Meglinski. Laser Phys., **21**, 1972–1977 (2011). DOI: 10.1134/S1054660X11190078
- [16] S. Chandrasekhar. *Radiative Transfer* (Dover Publications, N.Y., 1960).
- [17] И.В. Меглинский. Квант. Электрон., **31** (12), 1101–1107 (2001). [I.V. Meglinski. Quant. Electron., **31** (12), 1101–1107 (2001)]. DOI: 10.1070/QE2001v031n12ABEH002108
- [18] E. Berrocal, D.Y. Churmakov, V.P. Romanov, M.C. Jermy, I.V. Meglinski. Appl. Opt., **44**, 2519–2529 (2005). DOI: 10.1364/AO.44.002519
- [19] J.C. Ramella-Roman, S.A. Prahl, S.L. Jacques. Opt. Express, **13** (12), 4420–4438 (2005). DOI: 10.1364/OPEX.13.004420
- [20] J.C. Ramella-Roman, S.A. Prahl, S.L. Jacques. Opt. Express, **13** (26), 10392–10405 (2005). DOI: 10.1364/OPEX.13.010392
- [21] C.M. Macdonald, S.L. Jacques, I.V. Meglinski. Phys. Rev. E, **91**, 033204 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevE.91.033204
- [22] A. Doronin, A.J. Radosevich, V. Backman, I.V. Meglinski. J. Opt. Soc. Am. A, **31** (11), 2394–2400 (2014). DOI: 10.1364/JOSAA.31.002394
- [23] V.L. Kuz'min, I.V. Meglinski. Opt. Commun., **273** (2), 307–310 (2007). DOI: 10.1016/j.optcom.2007.01.025
- [24] R. Rowland, A. Ponticorvo, M.L. Baldado, G.T. Kennedy, D.M. Burmeister, R.J. Christy, N.P. Bernal, A.J. Durkin. J. Biomed. Opt., **24** (5), 056007 (2019). DOI: 10.1117/1.JBO.24.5.056007
- [25] S.L. Jacques. J. Biomed. Opt., **27** (8), 083002 (2022). DOI: 10.1117/1.JBO.27.8.083002
- [26] A.F. Peña, A. Doronin, V.V. Tuchin, I.V. Meglinski. J. Biomed. Opt., **19**, 086002 (2014). DOI: 10.1117/1.JBO.19.8.086002
- [27] A.F. Peña, J. Devine, A. Doronin, I.V. Meglinski. Opt. Lett., **38** (14), 2629–2631 (2013). DOI: 10.1364/OL.38.002629
- [28] I.M. Sobol'. *The Monte Carlo Method* (University of Chicago Press, Chicago, 1974).
- [29] C. Brosseau. *Fundamentals of Polarized Light: a Statistical Optics Approach* (John Wiley & Sons, N.Y., 1998).
- [30] C.F. Bohren, D.R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (Wiley, N.Y., 1983).
- [31] X. Wang, L.V. Wang. J. Biomed. Opt., **7**, 279–290 (2002). DOI: 10.1117/1.1483315
- [32] S. Bartel, A.H. Hielscher. Appl. Opt., **39**, 1580–1588 (2000). DOI: 10.1364/AO.39.001580
- [33] M.J. Rakovic, G.W. Kattawar, M. Mehrubeoglu, B.D. Cameron, L.V. Wang, S. Rastegar, G.L. Cote. Appl. Opt., **38**, 3399–3408 (1999). DOI: 10.1364/AO.38.003399
- [34] V.V. Tuchin. *Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis*, 3rd ed. (SPIE Press, Bellingham, 2015). DOI: 10.1117/3.1003040
- [35] V.V. Tuchin. *Handbook of Optical Biomedical Diagnostics*, vol. 2: Methods, 2nd ed. (SPIE Press, Bellingham, 2016). DOI: 10.1117/3.2219608
- [36] E. Alerstam, T. Svensson, S. Andersson-Engels. J. Biomed. Opt., **13** (6), 060504 (2008). DOI: 10.1117/1.3041496
- [37] A. Clennell, V. Nguyen, V.V. Yakovlev, A. Doronin. Opt. Express, **31** (19), 30921–30931 (2023). DOI: 10.1364/OE.496516
- [38] I.V. Meglinski, S.J. Matcher. Comput. Methods Programs Biomed., **70** (2), 179–186 (2003). DOI: 10.1016/S0169-2607(02)00099-8
- [39] G.I. Petrov, A. Doronin, H.J.T. Whelan, I.V. Meglinski, V.V. Yakovlev. Biomed. Opt. Express, **3**, 2154–2161 (2012). DOI: 10.1364/BOE.3.002154
- [40] A. Doronin, V. Yakovlev, V.S. Bagnato. Biomed. Opt. Express, **15**, 1682–1693 (2024). DOI: 10.1364/BOE.514003
- [41] A. Doronin, N. Vera, J.P. Staforelli, P. Coelho, I.V. Meglinski. Photonics, **6** (2), 56 (2019). DOI: 10.3390/photonics6020056
- [42] V.V. Dremine, Z. Marcinkevics, E.A. Zherebtsov, A. Popov, A. Grabovskis, H. Kronberga, K. Geldnere, A. Doronin, I.V. Meglinski, A.V. Bykov. IEEE Trans. Med. Imaging, **40**, 1207–1216 (2021). DOI: 10.1109/TMI.2021.3049591
- [43] A. Doronin, L. Tchivaleva, I. Markhvida, T.K. Lee, I.V. Meglinski. J. Biomed. Opt., **21**, 071117 (2016). DOI: 10.1117/1.JBO.21.7.071117
- [44] E.A. Zherebtsov, V.V. Dremine, A.P. Popov, A. Doronin, D.A. Kurakina, M.Yu. Kirillin, I.V. Meglinski, A.V. Bykov. Biomed. Opt. Express, **10** (7), 3545–3559 (2019). DOI: 10.1364/BOE.10.003545
- [45] F. Khanom, N. Mohamed, I. Lopushenko, A.Yu. Sdobnov, A. Doronin, A. Bykov, E.U. Rafailov, I. Meglinski. Sci. Rep., **14** (1), 20662 (2024). DOI: 10.1038/s41598-024-70954-x
- [46] D. Robinson, K. Hoong, W. Kleijn, A. Doronin, J. Rehinder, J. Vizet, A. Pierangelo, T. Novikova. J. Biomed. Opt., **28**, 102904 (2023). DOI: 10.1117/1.JBO.28.10.102904
- [47] A. Ushenko, A. Sdobnov, I. Soltys, Y. Ushenko, A. Dubolazov, V. Sklyarchuk, A. Olar, L. Trifonyuk, A. Doronin, W. Yan, A. Bykov, I. Meglinski. Sci. Rep., **14** (1), 13679 (2024). DOI: 10.1038/s41598-024-63816-z
- [48] S. Chae, T. Huang, O. Rodríguez-Núñez, T. Lucas, J. Vanel, J. Vizet, A. Pierangelo, G. Piavchenko, T. Genova, A. Ajmal, J. Ramella-Roman, A. Doronin, H. Ma, T. Novikova. IEEE Trans. Med. Imaging (2025). DOI: 10.1109/TMI.2025.3567570
- [49] I. Meglinski, C. Macdonald, A. Doronin, M. Eccles. In: *Optics in the Life Sciences* (Optica Publishing Group, 2013), p. BM2A.4. DOI: 10.1364/BODA.2013.BM2A.4
- [50] M. Xu, R.R. Alfano. Phys. Rev. E, **72**, 065601 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevE.72.065601
- [51] В.Л. Кузьмин, Е. Аксенова. ЖЭТФ, **123** (5), 929–945 (2003). [V.L. Kuzmin, E. Aksenova. J. Exp. Theor. Phys., **96** (5), 816–831 (2003)]. DOI: 10.1134/1.1581936
- [52] В.Л. Кузьмин. Опт. и спектр., **93** (3), 478–487 (2002). [V.L. Kuzmin. Opt. Spectrosc., **93** (3), 439–448 (2002)]. DOI: 10.1134/1.1509828
- [53] I. Meglinski, V.L. Kuzmin. Prog. Electromagn. Res. M, **16**, 47–61 (2011). DOI: 10.2528/PIERM10102106

- [54] В.Л. Кузьмин, И.В. Меглинский. ЖЭТФ, **137** (5), 848–860 (2010). [V.L. Kuz'min, I.V. Meglinski. J. Exp. Theor. Phys., **110** (5), 742–753 (2010). DOI: 10.1134/S1063776110050031].
- [55] I. Lopushenko, A. Bykov, I. Meglinski. Phys. Rev. A, **108**, L041502 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevA.108.L041502
- [56] C. Macdonald, I. Meglinski. Laser Phys. Lett., **8** (4), 324–328 (2011). DOI: 10.1002/lapl.201010133
- [57] I. Lopushenko, O. Sieryi, A. Bykov, I. Meglinski. J. Biomed. Opt., **29** (5), 052913 (2024). DOI: 10.1117/1.JBO.29.5.052913
- [58] A. Doronin. Monte Carlo models and code [Электронный ресурс]. URL: <https://github.com/aledoronin/> (дата обращения: 2025).
- [59] A. Doronin. Cloud based Monte Carlo platform for the needs of Biophotonics, Biomedical Optics and Computer Graphics [Электронный ресурс]. URL: <https://www.lighttransport.net/> (дата обращения: 2025).
- [60] A. Sdobnov, G. Piavchenko, A. Bykov, I. Meglinski. Laser Photonics Rev., **18** (2), 2300494 (2024). DOI: 10.1002/lpor.202300494
- [61] E. Zherebtsov, A. Sdobnov, O. Sieryi, M. Kaakinen, L. Eklund, T. Myllyl, A. Bykov, I. Meglinski. Laser Photonics Rev., **19** (2), 2401016 (2025). DOI: 10.1002/lpor.202401016
- [62] I. Meglinski, I. Lopushenko, A. Sdobnov, A. Bykov. Opt. Photonics News, **12**, 43 (2024).