

На правах рукописи

Аппанов Александр Юрьевич



ИТЕРАЦИОННЫЙ МЕТОД УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ДИФФУЗИОННОГО
ПРИБЛИЖЕНИЯ ПУТЕМ УЧЕТА РАССЕЯНИЯ КОНЕЧНОЙ КРАТНОСТИ В ЗАДАЧЕ ОБ
ОТРАЖЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДОЙ

Специальность 01.04.21 – Лазерная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2005

Работа выполнена в Московском физико-техническом институте (государственном университете).

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
Обухов Юрий Владимирович.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор,
член-корреспондент РАН Никитов Сергей Аполлонович;
кандидат физико-математических наук
Пожар Витольд Эдуардович.

Ведущая организация: Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва.

Защита состоится «21» декабря 2005 года в «16» часов на заседании диссертационного совета Д 212.156.01 при Московском физико-техническом институте (государственном университете) по адресу: 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Московского физико-технического института (государственного университета) по адресу: 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

Автореферат разослан «18» ноября 2005 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета



Скорик В.А.

2006-4
28533

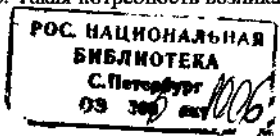
2255203

Актуальность работы

Методы зондирования сред путем отражения узкого лазерного (монохроматического оптического) пучка позволяют получать информацию о состоянии объекта в реальном времени. Широкое распространение оптические методы получили в медицине для диагностики и терапии [1-3]. Основное преимущество этих методов заключается в их неинвазивности, так как применение низкоинтенсивного лазерного излучения в ближнем ИК-диапазоне не оказывает вредного воздействия на биологическую среду. Более того, помимо структурной информации есть возможность получать функциональную информацию о биологическом объекте, например, анализ гемодинамики и метаболических процессов (мозговое кровообращение, объем крови, оксигенация мышечной ткани), локализация неоднородностей (раковых опухолей, разрушения зубной эмали), диагностика заболеваний и т.д. [1-4].

Одной из актуальных задач оптической диагностики является разработка неинвазивных методов, позволяющих *in vivo* определять относительную концентрацию молекул оксигемоглобина и дезоксигемоглобина в эритроцитах крови - степень оксигенации крови. В основе данных методов лежит рассмотрение распространения оптического излучения в исследуемой среде на основе теории переноса излучения. Уравнение переноса излучения является сложным для анализа распространения света в рассеивающих средах, поэтому при обработке измерений в оптическом изображении биологических сред для каждой данной физической модели среды и поставленной проблемы рассматривается его адекватное приближенное решение. Так, например, в пульсовой оксиметрии, где речь идет о прохождении падающего пучка света через рассеивающую среду, для анализа результатов измерений используется закон Ламберта-Бера. Этот закон описывает экспоненциальное ослабление падающего пучка света вследствие поглощения и рассеяния излучения. Однако в случае определения церебральной или тканевой оксигенации рассматривается диффузное отражение падающего пучка от рассеивающей среды. В этом случае применение одного закона Ламберта-Бера, конечно, не достаточно, хотя некоторыми авторами этот закон в модифицированном виде используется для определения церебральной оксигенации с использованием ряда подгочных параметров [5,6]. Более адекватным подходом к обработке результатов измерений церебральной и тканевой оксигенации является диффузионное приближение, основанное на решении диффузионного уравнения для распространения света в среде с учетом граничных условий [7].

Тем не менее, диффузионное приближение не всегда обеспечивает достаточную точность и в ряде случаев нуждается в корректировке. Такая потребность возникает в задаче об



отражении узкого коллимированного пучка при достаточно малых расстояниях между точками падения пучка и наблюдения отраженной интенсивности вдоль поверхности среды.

Для решения прямых и обратных задач переноса излучения для сред с произвольной конфигурацией и заданными граничными условиями широко применяется метод Монте-Карло в качестве численного решения уравнения переноса излучения. Разработанные алгоритмы позволяют учесть многослойную структуру среды, конечный размер падающего пучка, отражение света от границ раздела слоев. Но при универсальности и высокой точности метод Монте-Карло носит статистический характер и требует больших затрат машинного времени, что ограничивает его применимость в практических реализациях медицинских методик оптической диагностики.

В этой связи особую актуальность приобретают экономные гибридные модели, сочетающие точность метода Монте-Карло и быстрдействие диффузионных теорий или аппроксимирующих аналитических выражений [1]. Существующие гибридные подходы улучшают точность диффузионного приближения, но основаны в значительной степени на наглядных (эвристических) представлениях [8,9]. Поэтому является актуальным дать последовательное обоснование гибридным подходам с выяснением границ их применимости на основе теории переноса излучения. В диссертационной работе такое обоснование дается гибриднему подходу, предложенному в работе [8] на основе эвристических представлений. Следует отметить, что и гибридные методы могут оказаться довольно сложными для обработки результатов измерений, например, при определении тканевой оксигенации, поэтому представляется актуальным найти способы аналитически простой перенормировки обычного диффузионного приближения для решения задачи об отражении узкого пучка от рассеивающей среды, что опять-таки выполняется в диссертационной работе.

Подводя итог вышеизложенному, представляется актуальным выполнение следующих работ:

- 1) выбор адекватной физической модели для обработки результатов измерений определения тканевой оксигенации крови методом отражения лазерного пучка;
- 2) выбор гибридной модели описания распространения оптического излучения в среде и ее обоснование с точки зрения теории переноса для обработки результатов измерений тканевой оксигенации;
- 3) построение упрощенной перенормировки диффузионной асимптотики для практической реализации тканевого оксиметра.

Цель работы

Разработка метода усовершенствования диффузионного приближения в теории переноса излучения для аналитического описания диффузного отражения лазерного пучка от случайно-неоднородной среды в применении к медицинским методикам оптической диагностики биологических тканей.

Задачи исследования

- Провести анализ условий применимости традиционного диффузионного приближения для моделирования распространения оптического излучения в полубесконечных случайно-неоднородных средах путем сравнения диффузионной асимптотики с результатом численного моделирования методом Монте-Карло в зависимости от оптических параметров среды.
- Разработать и реализовать аналитический гибридный метод в теории переноса излучения, повышающий точность диффузионного приближения путем учета рассеяния конечной кратности и пространственного распределения эффективного источника диффузного излучения, позволяющий получить равномерную асимптотику коэффициента отражения как на малых, так и на больших расстояниях от точки падения пучка.
- Исследовать эффективность и получить оценку точности аналитического гибридного метода в зависимости от выпянутости индикатрисы и альбедо элементарного акта рассеяния. Получить аппроксимацию аналитического гибридного метода путем упрощенной перенормировки диффузионной асимптотики для некоторых моделей случайно-неоднородных сред на заданных расстояниях, в частности для практического использования в задаче определения степени оксигенации крови.

Научная новизна работы заключается в том, что в ней впервые:

- С использованием свойства взаимности функции Грина получена итерационная форма интегрального уравнения переноса оптического излучения в случайно-неоднородных средах, учитывающая вклад конечных кратностей рассеяния в лучевую интенсивность вблизи точки падения пучка и в пространственное распределение эффективного источника диффузного излучения, выходящего из глубоких слоев среды на поверхность.
- Предложен метод решения итерационной формы интегрального уравнения переноса оптического излучения в случайно-неоднородных средах путем комбинирования метода Монте-Карло для учета конечных кратностей рассеяния с диффузионным приближением при вычислении функции Грина.

- Исследована зависимость комбинированного метода решения итерированного уравнения переноса при конечном числе итераций от вытянутости индикатрисы и альбеда элементарного акта рассеяния.
- Построена упрощенная перенормировка диффузионной асимптотики для некоторых моделей биологических тканей на заданном интервале расстояний применительно к задаче определения степени оксигенации крови оптическим методом на отражение.
- Исследована и установлена связь возможного немонотонного характера поведения коэффициента отражения лазерного пучка на малых расстояниях между точками источника и приемника с особенностями анизотропией фазовой функции элементарного акта рассеяния на большие углы, в интервале от 90° до 180° .

Практическая ценность работы:

Практическая значимость работы заключается в возможности использования полученных результатов при разработке приборов для определения параметров среды, в частности, в оптике биотканей предложенный метод позволяет неинвазивным способом по рассеянному назад излучению определять степень оксигенации крови человека.

Насыщение крови кислородом является важным клиническим параметром, определяющим состояние пациента, что особенно важно в процессе проведения хирургических операций, поскольку позволяет указать на необходимость введения больному физиологических растворов или повышения содержания кислорода во вдыхаемом воздухе.

Существуют два способа определения содержания кислорода в крови неинвазивным путем – оптическим методом на просвет и оптическим методом на отражение. Недостатком первого метода является то, что устройства на основе данного метода позволяют провести диагностику оксигенации лишь артериальной крови, так как обработка сигналов производится по пульсовой волне, и только лишь в тех местах организма человека, которые можно просветить оптическим излучением красного и ближнего инфракрасного диапазонов спектра. В то же время для широкого ряда медицинских приложений необходимо знать и общую оксигенацию венозной и артериальной крови, например, для слежения за процессом потребления кислорода тканью. Также данный метод не позволяет диагностировать оксигенацию крови в отсутствие пульсовой волны, например, у людей находящихся в реанимации.

Известны также устройства для определения оксигенации крови оптическим методом на отражение, включающие облучение тканей оптическим излучением двух длин волн красного и инфракрасного диапазонов и регистрацию диффузно рассеянного излучения на фиксированных расстояниях от точки ввода зондирующего излучения. Но наряду с определенными

преимуществами этот метод имеет существенный недостаток, который заключается в том, что он не позволяет исключить нормировку регистрируемого сигнала на интенсивность падающего излучения, что приводит к дополнительным ошибкам при обработке результатов в определении оксигенации крови.

Предложенный в работе способ позволяет создать прибор для измерения общей оксигенации венозной и артериальной крови, усредненной по некоторой области ткани (рассматривая ткань как многокомпонентную рассеивающую среду), на основе метода отражения оптического излучения и измерения относительных значений интенсивности этого излучения.

Внедрение результатов работы: научные подходы и научные результаты диссертации могут быть использованы в ведущих российских научных организациях, занимающихся теоретическими и экспериментальными работами в области оптики и биомедицинской физики, как ИРЭ РАН, ИОФАН, Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Международный институт оптики и биофотоники при СГУ им. Н.Г. Чернышевского.

Научные положения, выносимые на защиту:

1. Полученная с использованием свойства взаимности функции Грина итерационная форма интегрального уравнения переноса оптического излучения в случайно-неоднородных средах, учитывающая вклад конечных кратностей рассеяния в лучевую интенсивность вблизи точки падения пучка и в пространственное распределение эффективного источника диффузного излучения, выходящего из глубоких слоев среды на поверхность.
2. Метод решения итерационной формы интегрального уравнения переноса оптического излучения в случайно-неоднородных средах путем комбинирования метода Монте-Карло для учета конечных кратностей рассеяния с диффузионной асимптотикой функции Грина. Оценка точности комбинированного метода решения итерированного уравнения переноса при конечном числе итераций в зависимости от вытянутости индикатрисы и альбедо элементарного акта рассеяния.
3. Связь немонотонного характера коэффициента отражения на малых расстояниях с особенностями анизотропии фазовой функции элементарного акта рассеяния на большие углы, в интервале от 180° до 90° .
4. Аппроксимация комбинированного метода решения итерированного уравнения переноса путем перенормировки диффузионной асимптотики для некоторых моделей случайно-неоднородных сред, в частности для задачи определения степени оксигенации крови.

Апробация диссертации.

Основные результаты диссертационной работы докладывались на:

- Международной конференции «Распознавание образов и анализ изображений» РОАИ-7, 2004, г. Санкт-Петербург;
- XLVII конференции МФТИ, 2004, г. Долгопрудный;
- II Евразийском конгрессе по Медицинской физике и инженерии «Медицинская физика – 2005», МГУ, г. Москва;
- Международном конгрессе SPIE International Congress on Optics and Optoelectronics (SPIE COO-2005), г. Варшава, Республика Польша;
- IX Международной школе молодых ученых и студентов «Saratov Fall Meeting – SFM'05», 2005, г. Саратов;
- XII Всероссийской конференции «Математические методы распознавания образов» (ММРО-12), 2005, г. Москва.

Публикации

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 8 печатных работах, приведенных в списке литературы.

Структура и объем работы:

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка цитируемой литературы и приложения, содержит рисунки и таблицы.

Краткое содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цель и задачи диссертации, показаны научная новизна и практическая значимость работы. Изложены защищаемые положения, описана структура диссертации.

Первая глава является обзорно-аналитической, в которой проведен анализ основных методов описания распространения излучения в случайно-неоднородных средах в рамках теории перепоса излучения. Первоначально рассмотрены основные механизмы взаимодействия ближнего ИК излучения с веществом – поглощение и рассеяние, характеризующиеся коэффициентами поглощения μ_a и рассеяния μ_s . Эти коэффициенты имеют размерность обратной длины [см⁻¹] и смысл вероятности поглощения и рассеяния излучения на единице длины. Полный коэффициент поглощения многокомпонентной среды можно определять как сумму индивидуальных коэффициентов поглощения отдельных компонентов, взятых в соответствующих пропорциях согласно относительным концентрациям этих компонентов.

Рассеяние характеризуется помимо коэффициента рассеяния μ_s также и средним косинусом угла рассеяния g – фактором анизотропии. Случайно-неоднородные среды в рамках теории переноса излучения описываются основными оптическими параметрами: коэффициентом поглощения μ_a [см⁻¹], коэффициентом рассеяния μ_s [см⁻¹], фактором анизотропии g и относительным показателем преломления среды-наполнителя n .

В главе рассмотрена возможность описания биологических тканей как случайно-неоднородных многокомпонентных сред. При этом поглощение в биологических тканях определяется доминирующими поглощающими компонентами, известными как хромофоры, каждый из которых имеет свой уникальный спектр поглощения. В работе рассмотрены основные поглощающие центры в биологических тканях, приведены их спектры оптического поглощения. В оптике биотканей кожу человека обычно заменяют модельной плоской многослойной рассеивающей и поглощающей свет средой [1-3], каждый слой которой имеет свои оптические параметры. Но порой ограничиваются использованием только ограниченного или полуограниченного слоя многокомпонентной однородной среды, состоящей из смеси различных равномерно распределенных хромофоров [4]. Рассеяние и поглощение света на определенной длине волны в биоткани в этом случае зависит от типов и относительных концентраций содержащихся в ткани хромофоров.

На основе анализа приближенных методов решения стационарного уравнения теории переноса излучения, используемых для моделирования распространения излучения в биологических тканях, выявлены их основные недостатки и поставлена проблема получения аналитическим способом равномерной аппроксимации коэффициента диффузного отражения лазерного пучка от однородной полуограниченной среды с анизотропной фазовой функцией элементарного акта рассеяния как при малых, так и больших расстояниях между источником и приемником применительно к биологическим тканям.

Вторая глава посвящена постановке задачи об отражении лазерного пучка полуограниченным или ограниченным слоем случайно-неоднородной среды и проблеме получения равномерной асимптотики для коэффициента рассеяния как на малых, так и на больших расстояниях для поставленной задачи. Этого можно добиться, например, с помощью гибридных моделей, улучшающих точность диффузионного приближения за счет учета конечных кратностей рассеяния на малых расстояниях от источника и путем построения пространственно распределенного эффективного источника для уравнения диффузии. Но существующие и рассмотренные в обзорной главе гибридные модели основаны на наглядных эвристических представлениях. В данной главе дается вывод итерационной формы интегрального уравнения переноса оптического излучения в случайно-неоднородных средах с

использованием свойства взаимности функции Грина в теории переноса излучения. Полученное уравнение лежит в основе аналитического гибридного метода усовершенствования диффузионного приближения. Следует подчеркнуть, что свойство взаимности функции Грина замечает наглядные эвристические представления в существующих гибридных моделях [8,9].

Решение уравнения переноса излучения с произвольными источниками и граничными условиями удобно представить в виде суперпозиции решений «фундаментальных задач», то есть с помощью функций Грина, и это возможно в силу линейности уравнения переноса.

Основное соотношение взаимности для функции Грина $G(\vec{r}, \vec{s}; \vec{r}', \vec{s}')$ имеет наглядный физический смысл и записывается как

$$G(\vec{r}, \vec{s}; \vec{r}', \vec{s}') = G(\vec{r}', -\vec{s}'; \vec{r}, -\vec{s}). \quad (1)$$

Оно означает, что лучевая интенсивность в точке \vec{r} в направлении \vec{s} , обусловленная точечным источником, расположенным в точке \vec{r}' и излучающим в направлении \vec{s}' , совпадает с лучевой интенсивностью в точке \vec{r}' в направлении $-\vec{s}'$, обусловленной точечным источником в точке \vec{r} и в направлении $-\vec{s}$ (рис. 1).

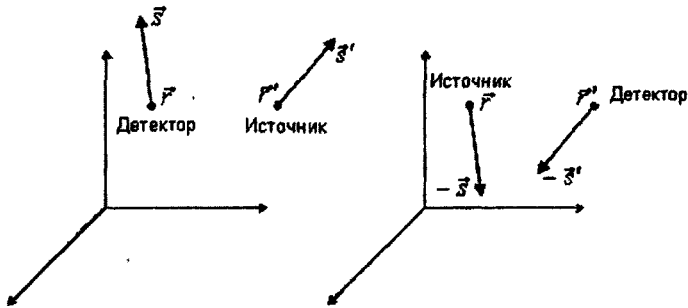


Рисунок 1. Свойство взаимности функции Грина

Стационарное уравнение переноса излучения в рассеивающей среде для лучевой интенсивности $I(\vec{r}, \vec{s})$ в точке \vec{r} и в направлении единичного вектора \vec{s} имеет вид:

$$\vec{s} \nabla I(\vec{r}, \vec{s}) = -\mu_t I(\vec{r}, \vec{s}) + \frac{\mu_s}{4\pi} \int_{4\pi} p(\vec{s}, \vec{s}') I(\vec{r}, \vec{s}') d\Omega' + Q(\vec{r}, \vec{s}), \quad (2)$$

где коэффициент экстинкции $\mu_t = \mu_s + \mu_a$ равен сумме коэффициентов рассеяния μ_s и поглощения μ_a ; через $d\Omega'$ обозначен элемент телесного угла в направлении единичного вектора \vec{s}' при интегрировании по всему телесному углу 4π ; $Q(\vec{r}, \vec{s})$ – функция источника

излучения; фазовая функция $p(\vec{s}, \vec{s}')$ нормируется на альбедо a согласно $\int \frac{d\Omega'}{4\pi} p(\vec{s}, \vec{s}') = \frac{\mu_s}{\mu_t} = a$.

Решение этого уравнения в терминах функции Грина $G(\vec{r}, \vec{s}; \vec{r}', \vec{s}')$ и заданного источника излучения $Q(\vec{r}, \vec{s})$ может быть записано как

$$I(\vec{r}, \vec{s}) = \int d\vec{r}' \int d\Omega' G(\vec{r}, \vec{s}; \vec{r}', \vec{s}') Q(\vec{r}, \vec{s}) \quad (3)$$

или в символической операторной форме $I = GQ$. Функция Грина $G(\vec{r}, \vec{s}; \vec{r}', \vec{s}')$ удовлетворяет интегральному уравнению переноса излучения, которое имеет вид

$$G(\vec{r}, \vec{s}; \vec{r}', \vec{s}') = G_0(\vec{r}, \vec{s}; \vec{r}', \vec{s}') + \int dr'' \int d\Omega'' \int d\Omega''' G_0(\vec{r}, \vec{s}; \vec{r}'', \vec{s}'') \Sigma(\vec{s}'', \vec{s}''') \times G(\vec{r}'', \vec{s}''; \vec{r}', \vec{s}') \quad (4)$$

Здесь G_0 обозначает функцию Грина прямого ослабленного излучения источника и в подробной записи представляется выражением

$$G_0(\vec{r}, \vec{s}; \vec{r}', \vec{s}') = \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} e^{-\mu|\vec{r} - \vec{r}'|} \delta^2(\vec{s} - \vec{s}_{\vec{r}\vec{r}'}) \delta^2(\vec{s} - \vec{s}'), \quad (5)$$

где $\vec{s}_{\vec{r}\vec{r}'}$ обозначает единичный вектор направления из точки \vec{r}' в точку \vec{r} . Дифференциальное сечение рассеяния $\Sigma(\vec{s}, \vec{s}')$ элементарного объема среды в уравнении (4) связано с фазовой функцией равенством $\Sigma(\vec{s}, \vec{s}') = \frac{\mu_s}{4\pi} p(\vec{s}, \vec{s}')$.

Если поменять местами точку наблюдения \vec{r} и точку \vec{r}' , где расположен источник, и одновременно изменить знаки единичных векторов \vec{s} и \vec{s}' (т.е. перейти к рассмотрению, когда излучение и прием осуществляются в противоположных направлениях, рис.1), тогда функция Грина останется без изменений согласно (1). Далее, учитывая инвариантность фазовой функции относительно обращения времени $p(\vec{s}, \vec{s}') = p(-\vec{s}', -\vec{s})$, получаем интегральное уравнение (4) во взаимной форме:

$$G(\vec{r}, \vec{s}; \vec{r}', \vec{s}') = G_0(\vec{r}, \vec{s}; \vec{r}', \vec{s}') + \int dr'' \int d\Omega'' \int d\Omega''' G(\vec{r}, \vec{s}; \vec{r}'', \vec{s}'') \Sigma(\vec{s}'', \vec{s}''') \times G_0(\vec{r}'', \vec{s}''; \vec{r}', \vec{s}') \quad (6)$$

Перепишем уравнение (6) в символической операторной форме как $G = G_0 + G \Sigma G_0$. Первая итерация этого уравнения дает $G = G_0 + G_0 \Sigma G_0 + G \Sigma G_0 \Sigma G_0$. Путем ее сверки с заданным источником излучения Q легко получить аналитическое выражение $I^{(0)} = G_0 Q + G_0 \Sigma G_0 Q$ для вкладов нулевой и первой кратностей рассеяния в лучевую интенсивность излучения, а также выражение для вклада двукратного рассеяния в эффективный источник $Q^{(2)} = \Sigma G_0 \Sigma G_0 Q$, который характеризует излучение из объема

рассеивающей среды. После многократных итераций уравнения (6) с его последующей сверткой с заданным источником излучения Q , лучевая интенсивность излучения $I(\vec{r}, \vec{s})$ оказывается равной сумме двух слагаемых

$$I = I^{(0..N)} + G Q^{(N+1)}. \quad (7)$$

Из них первое слагаемое $I^{(0..N)}$ учитывает вклады конечных кратностей рассеяния $I^{(n)} = G_0 (\Sigma G_0)^n Q$, где $n = 0 \dots N$, и представляется суммой

$$I^{(0..N)} = I^{(0)} + \sum_{n=1}^N I^{(n)} \quad (8)$$

Второе слагаемое в уравнении (7) описывает излучение эффективного источника $Q^{(N+1)} = \Sigma I^{(N)}$, в формирование которого вносит вклад конечная кратность рассеяния $(N+1)$. В подробной записи вклад $I^{(n)}$ кратностей рассеяния n в лучевую интенсивность представляется многократным интегралом по прямолинейным отрезкам путей рассеяния

$$I^{(n)}(\vec{r}, \vec{s}) = \int_0^\infty dl e^{-\mu l} \int_0^\infty dl_1 e^{-\mu l_1} \dots \int_0^\infty dl_n e^{-\mu l_n} \int \Sigma(\vec{s}, \vec{s}_1) d\Omega_1 \int \Sigma(\vec{s}_1, \vec{s}_2) d\Omega_2 \dots \int \Sigma(\vec{s}_{n-1}, \vec{s}_n) d\Omega_n \quad (9)$$

$$\times Q(\vec{r} - \ell \vec{s} - \ell_1 \vec{s}_1 - \dots - \ell_n \vec{s}_n, \vec{s}_n)$$

После нахождения такого многократного интеграла по путям рассеяния плотность эффективного источника в подробной записи принимает вид

$$Q^{(N+1)}(\vec{r}, \vec{s}) = \int \Sigma(\vec{s}, \vec{s}') d\vec{s}' I^{(N)}(\vec{r}, \vec{s}') \quad (10)$$

Таким образом, полученная итерационная форма (7) интегрального уравнения переноса оптического излучения в случайно-неоднородных средах, учитывающая вклад конечных кратностей рассеяния (9) в лучевую интенсивность и описывающая излучение эффективного источника (10), составляет основу аналитического гибридного метода для вычисления диффузного отражения падающего узкого лазерного пучка от полуограниченного или ограниченного слоя рассеивающей среды. При этом заданный источник излучения $Q(\vec{r}, \vec{s})$ сосредоточен в начале координат на поверхности среды и задается выражением $Q(\vec{r}, \vec{s}) = Q_0 \delta^3(\vec{r}) \delta^2(\vec{s} - \vec{s}_0)$, где \vec{s}_0 – единичный вектор в направлении падения пучка.

Глава 3 посвящена практической реализации аналитического гибридного метода в задаче об отражении узкого лазерного пучка случайно-неоднородной средой. В ней рассматривается случай однородной полубесконечной рассеивающей среды, на поверхность которой нормально падает бесконечно тонкий оптический пучок. Для расчетов используется цилиндрическая система координат, начало которой совпадает с точкой падения пучка, а ось z направлена вниз вдоль линии падения пучка в направлении оси z . Длина радиус-вектора

(радиальная координата) и азимутальный угол обозначены через r и θ соответственно. Измеряемой величиной является коэффициент диффузного отражения $R(\vec{r})$, где \vec{r} – точка наблюдения на поверхности, $|\vec{r}|$ – расстояние между точками источника и приемника излучения. В рамках данной работы коэффициент диффузного отражения $R(\vec{r})$ определяется как вероятность выхода излучения из слоя среды на единицу площади поверхности, безотносительно к тому, находится ли источник излучения внутри или снаружи среды. Угловая апертура приемного устройства составляет 180° , иначе говоря, основной задачей является вычисление функции распределения диффузно отраженного выходящего излучения вдоль поверхности среды, определяемой равенством $R(\vec{r}) = \int_{(\vec{n}|\vec{r}) > 0} I(\vec{r}, \vec{s}) (\vec{s}|\vec{n}) d\Omega$, где \vec{n} – внешняя нормаль

к поверхности среды в точке \vec{r} и в направлении свободного пространства, $d\Omega$ – элемент телесного угла. Эта функция распределения вычисляется с помощью итерационной формы (7) интегрального уравнения переноса когерентного оптического излучения. Вычисление первого слагаемого в уравнении (7), учитывающего вклады конечных кратностей рассеяния, и эффективного источника во втором слагаемом сводится к расчету многократных интегралов (9) по прямолинейным отрезкам путей рассеяния. Для этого удобно использовать метод Монте-Карло, основанный на работах [8,9].

Процесс распространения оптического излучения в среде можно рассматривать как случайную марковскую цепь столкновений фотонов с элементами вещества. В результате столкновения может произойти поглощение или рассеяние, которое меняет направление движения фотонов [11]. Метод Монте-Карло заключается в моделировании траекторий этой цепи на ЭВМ и вычислении статистической оценки искомых функционалов. Для оптимизации моделирования и сокращения времени счета используются весовые модификации метода Монте-Карло. Для моделирования бесконечно узкого падающего на среду оптического пучка рассматривается фотон с начальным весом w' , влетающий в среду вдоль оси z . Если показатель преломления исследуемой среды больше показателя преломления окружающей среды, то на границе раздела сред начальный вес фотона уменьшается вследствие френелевского отражения, иначе вес фотона остается неизменным. Длина свободного пробега между двумя актами взаимодействия моделируется в зависимости от средней длины свободного пробега по статистическому закону:

$$s = -\ln(\xi) / (\mu_a + \mu_s), \quad (11)$$

где ξ – равномерно распределенная на интервале $(0 < \xi \leq 1)$ случайная величина. В конце каждого акта взаимодействия из-за поглощения вес фотона уменьшается на величину $(1 - a)$, где a – альбедо, а остальная часть рассеивается. Угол рассеивания определяется статистически

согласно аппроксимированной фазовой функции Хенни-Гринштейна [1,8] и зависит от фактора анизотропии g . Затем генерируется новая длина свободного пробега с помощью (11) и процесс повторяется. Если в процессе блуждания фотон пересекает границу поверхности, то он вносит вклад в диффузное отражение $R_{0,N}(\vec{r}) = \int_x^{(0,N)}(\vec{r}, \vec{s}) d\Omega$, определяемое первым слагаемым уравнения (7) аналитического гибридного метода; если же количество актов рассеяния достигает значения N , то фотон с координатами (z, r) и весом w' вносит вклад в формирование эффективного источника $Q^{(N+1)}(z, r)$. В силу стохастического характера метода Монте-Карло требуется большое количество испытаний N_{ph} для достижения достоверных оценок искомых функционалов.

Выходящее из полубесконечной среды излучение в точке с координатами $(r, \theta, z = 0)$, формируемое изотропным источником, расположенным внутри среды в точке с координатами (r', θ', z') , может быть получено в рамках диффузионной теории и определяется выражением:

$$G_{diff}(r-r', \theta-\theta', z') = \frac{1}{4\pi} \left[z' \left(\mu_{eff} + \frac{1}{d_1} \right) \frac{\exp(-\mu_{eff} d_1)}{d_1^2} + (z' + 2z_b) \left(\mu_{eff} + \frac{1}{d_2} \right) \frac{\exp(-\mu_{eff} d_2)}{d_2^2} \right]. \quad (12)$$

Для удовлетворения граничных условий отсутствия входящего в среду потока энергии рассеянного излучения в диффузионной теории предполагают равным нулю средней диффузной интенсивности либо на физической границе раздела сред, либо на воображаемой границе вне среды на расстоянии $z_b = 2A\tilde{D}$ от физической границы раздела сред. Для этого используют мнимый источник, который получается реального источника путем его зеркального отражения относительно плоскости $z = -z_b$. Коэффициент A связан с внутренним отражением: в случае если относительный показатель преломления исследуемой среды $n_{rel} = 1$, то коэффициент $A = 1$; в противном случае его можно оценить по формуле [8]:

$$A = (1+r_1)/(1-r_1), \quad (13)$$

где величина $r_1 = -1,440 n_{rel}^{-2} + 0,710 n_{rel}^{-1} + 0,668 + 0,0636 n_{rel}$. Константа $\tilde{D} = 1/3[\mu_a + \mu_s(1-g)]$ при умножении на скорость света в вакууме дает коэффициент диффузии излучения в рассеивающей среде. В выражении (12) $\mu_{eff} = \{3\mu_s[\mu_a + \mu_s(1-g)]\}^{1/2}$ обозначает эффективный коэффициент ослабления излучения в диффузионном приближении. Расстояние d_1 между точкой наблюдения с координатами $(r, \theta, z = 0)$ и точечным источником, расположенным в точке с координатами (r', θ', z') находится по формуле $d_1 = [r^2 + r'^2 - 2rr'\cos(\theta - \theta') + z'^2]^{1/2}$, а расстояние d_2 между точкой наблюдения с координатами $(r, \theta, z = 0)$ и мнимым точечным

источником в точке $(r', \theta', -z' - 2z_b)$ вне среды определяется формулой

$$d_2 = \left[r^2 + r'^2 - 2 r r' \cos(\theta - \theta') + (z' + 2z_b)^2 \right]^{1/2}.$$

Для вычисления вклада $R_{diff}(r)$ пространственно распределенного эффективного источника $Q^{(N+1)}(z, r)$, описываемого вторым слагаемым уравнения (7), в коэффициент диффузного отражения $R(\vec{r})$, точную функцию Грина G во втором члене правой части уравнения (7) заменяем на ее диффузионную асимптотику (12). Тогда вклад пространственно распределенного эффективного источника представляется выражением:

$$R_{diff}(r) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^0 Q^{(N+1)}(r', z') G_{diff}(r - r', -\theta', z') r' d\theta' dr' dz'. \quad (14)$$

В выражении (14) диффузное излучение эффективного источника не зависит от азимутального угла θ вследствие цилиндрической симметрии, поэтому точку наблюдения удобно выбрать в точке $\theta = 0$. Таким образом, полный коэффициент отражения $R(r)$ определяется как сумма вкладов конечных кратностей рассеяния $R_{0..N}(r)$ и излучения эффективного источника $R_{diff}(r)$:

$$R(r) = R_{0..N}(r) + R_{diff}(r). \quad (15)$$

В главе 3 также приведены результаты расчета зависимости коэффициента отражения (15) от расстояния r между точками источника и приемника вдоль поверхности среды для различных модельных сред. В частности, рассматривалась жировая эмульсия в виде 2%-го водного раствора интралипида – суспензии липидов, близких по оптическим свойствам к коже человека, со следующими оптическими параметрами: коэффициент рассеяния $\mu_s = 54 \text{ см}^{-1}$, фактор анизотропии $g = 0,7$, коэффициент поглощения $\mu_a = 0,02 \text{ см}^{-1}$ [10], для удобства относительный показатель преломления во всех расчетах положили $n_{rel} = 1$. На рис. 2 приведены зависимости коэффициента отражения от расстояния между точками источника и приемника вдоль поверхности среды для интралипида-2%, полученные с помощью аналитического гибридного метода (7)-(15) для $N = 10$ и численным моделированием методом Монте-Карло. При вычислениях среда разбивалась на элементарные ячейки с размерами $dz = 0,003 \text{ см}$, $dr = 0,02 \text{ см}$. В обоих случаях общее количество фотонов (число испытаний), используемых в расчетах при численном моделировании методом Монте-Карло, составило $N_{ph} = 10^7$. Как видно из рис.2 кривые коэффициента отражения, полученные аналитическим гибридным методом и численным моделированием методом Монте-Карло, практически совпадают. Это подтверждается графиком относительной погрешности аналитического

гибридного метода по сравнению со стандартным моделированием методом Монте-Карло, приведенным на рис. 3.

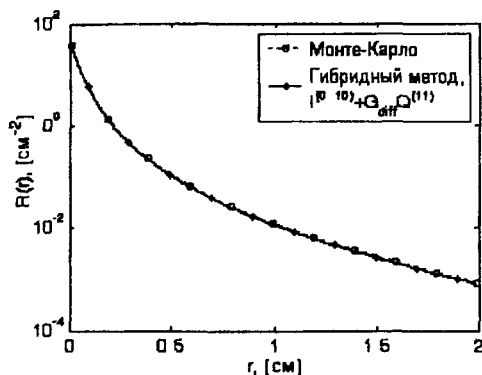


Рисунок 2. Зависимость коэффициента отражения от расстояния между точками источника и приемника, полученного с помощью аналитического гибридного метода ($N=10$) и численным моделированием методом Монте-Карло для интралипида-2% (общее число фотонов 10^7).

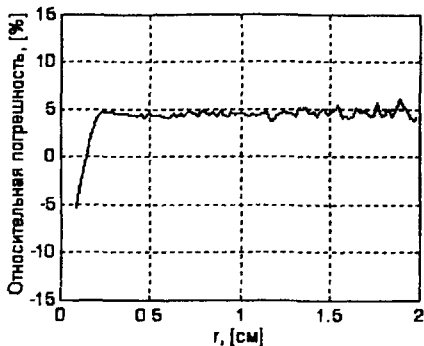


Рисунок 3. Относительная погрешность аналитического гибридного метода ($N=10$) по сравнению с методом Монте-Карло для интралипида-2% (общее число фотонов 10^7).

Относительная погрешность вычислялась по формуле $(R_{MC}(r) - R_{Hybrid}(r)) / R_{MC}(r)$, где $R_{MC}(r)$ – коэффициент диффузного отражения, полученный с помощью численного моделирования методом Монте-Карло, $R_{Hybrid}(r)$ – коэффициент отражения, рассчитанный с помощью аналитического гибридного метода (7)-(15).

Как видно из рис.2, аналитический гибридный метод позволяет получить равномерную асимптотику коэффициента отражения как на малых, так и на больших расстояниях между точками источника и приемника, в рассмотренном случае для 2%-го водного раствора интралипида на заданном интервале расстояний от 0 до 2 см. Это удалось осуществить за счет учета конечных кратностей рассеяния и построения пространственно распределенного эффективного источника для уравнения диффузии. На рис. 4 показывается, что эффективный источник для рассмотренного случая модельной среды действительно является пространственно распределенным. Кроме того, пространственное распределение источника на рис. 4 характеризует глубины проникновения излучения в исследуемую среду. На рис. 5 демонстрируется роль первого слагаемого (8) аналитического гибридного метода (7) в формировании коэффициента отражения. На этом рисунке приведены кривые для вклада конечных кратностей рассеяния $R_{0N}(r)$ в коэффициент диффузного отражения, диффузного отражения $R_{diff}(r)$ эффективного источника $Q^{(N+1)}(z, r)$, в формировании которого вносит

вклад кратность рассеяния $(N+1)$, а также полный коэффициент отражения $R(r) = R_{0N}(r) + R_{diff}(r)$ для модельной среды в виде суспензии эритроцитов (значение гематокрита $H = 0,41$), содержащих только неоксигенированные молекулы гемоглобина.

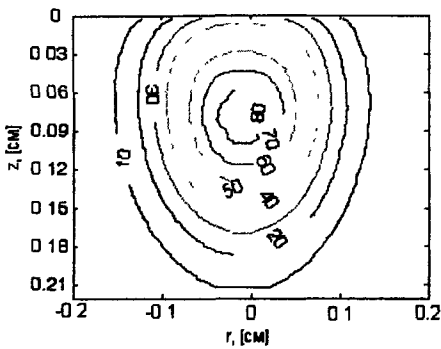


Рисунок 4. Линии одинаковой объемной плотности $[1/cm^3]$ пространственно распределенного эффективного источника $Q^{(N+1)}(z,r)$, построенного с помощью аналитического гибридного метода ($N=10$) для среды в виде 2-% водного раствора интралипида. Размеры ячеек при вычислениях составили $dz = 0,003\text{ см}$, $dr = 0,02\text{ см}$

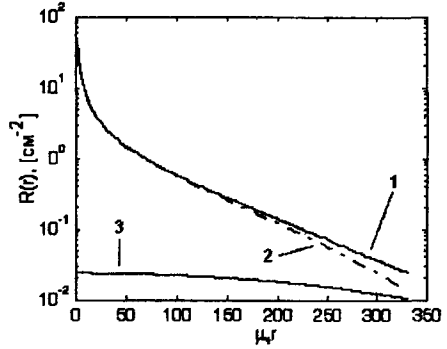


Рисунок 5. Зависимость коэффициента отражения (кривая 1) от расстояния между точками источника и приемника в длинах пробега для суспензии эритроцитов (значение гематокрита $H=0,41$), полученная с помощью аналитического гибридного метода ($N=600$). Кривая 2 – вклад конечных кратностей рассеяния $R_{0N}(r)$ в полный коэффициент отражения; кривая 3 – вклад пространственно распределенного источника $Q^{(N+1)}(z,r)$ в коэффициент отражения.

На длине волны $\lambda = 960\text{ нм}$ эта среда имеет следующие оптические параметры: коэффициент рассеяния $\mu_s = 668\text{ см}^{-1}$, фактор анизотропии $g = 0,992$ и коэффициент поглощения $\mu_a = 1,68\text{ см}^{-1}$ [12]. При моделировании методом Монте-Карло общее количество запущенных в среду фотонов составило $N_{ph} = 10^7$, в том числе и для аналитического гибридного метода. Расстояния между источником и приемником излучения вдоль поверхности откладывались в длинах пробега, рассматривался интервал расстояний от 0 см до 0,5 см. Как видно из рис.5, в этом случае конечные кратности рассеяния до $N = 600$, учитываемые первым слагаемым, преобладают в основном на малых расстояниях от источника излучения (падающего пучка). При этом малые расстояния имеют порядок транспортной длины свободного пробега $1/\mu_{tr}$, где $\mu_{tr} = (1-g)\mu_s + \mu_a$. Для данной среды в виде суспензии эритроцитов $1/\mu_{tr} \sim 125/\mu_s$. Следует отметить, что в случае $N = 600$ относительная погрешность аналитического гибридного метода по сравнению с численным моделированием методом Монте-Карло находится в пределах $\pm 6\%$ для указанных оптических параметров среды в виде суспензии эритроцитов и параметров

вычислений на заданном интервале расстояний. Кривая относительной погрешности приведена в главе 3 диссертационной работы.

Критическое значение кратности рассеяния N_{cr} , начиная с которого происходит асимптотическое сближение кривых коэффициента отражения, вычисленных с помощью аналитического гибридного метода и численным моделированием методом Монте-Карло, оценивается по формуле $N_{cr} \sim \frac{1}{1-g}$. Данная оценка получается из соображений, что на одной транспортной длине свободного пробега наступает изотропизация излучения. Возвращаясь к рассмотренным случаям модельных сред, видим, что истинное значение критической кратности рассеяния в несколько раз больше оценочного. Это показывает, что изотропизация излучения наступает на нескольких транспортных длинах.

В четвертой главе рассматриваются возможности практического использования аналитического гибридного метода в медицинских методиках диагностики биологических тканей. Для этих целей желательно использовать упрощенную аппроксимацию аналитического гибридного метода. Поэтому исследован вопрос о возможности простого моделирования эффекта распределенного источника, позволяющего улучшить точность диффузионного приближения.

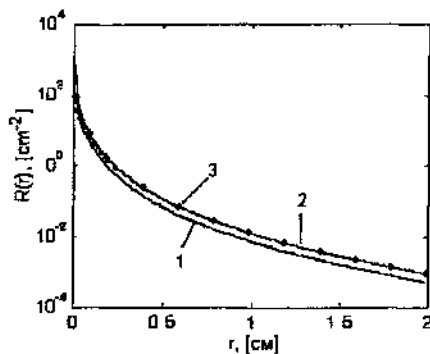


Рисунок 6. Перенормировка диффузионной асимптотики для интразлинда-2%. Кривая 1 – диффузионная асимптотика $G_{diff} Q^{(0)}(z, r)$; кривая 2 – коэффициент отражения $R_{MC}(r)$, полученный с помощью метода Монте-Карло; кривая 3 – перенормированная диффузионная асимптотика $p \cdot G_{diff} Q^{(0)}(z, r)$.

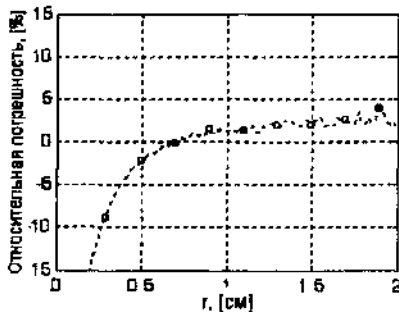


Рисунок 7. Относительная погрешность (%) перенормированной диффузионной асимптотики по сравнению с методом Монте-Карло: $(R_{MC}(r) - p \cdot G_{diff} Q^{(0)}(z, r)) / R_{MC}(r)$ для среды в виде интразлинда-2%.

На рис. 6 приводится сравнение кривых для коэффициента отражения, вычисленного с помощью традиционного диффузионного приближения ($G_{diff} Q^{(0)}(z, r)$, кривая 1) и численным

моделированием методом Монте-Карло (кривая 2) с числом испытаний $N_{ph} = 10^7$ среды в виде 2%-го водного раствора интралипида с приведенными ранее оптическими параметрами. Как видно из рис. 6, начиная с расстояний 8 транспортных длин пробега кривые традиционного диффузионного приближения и метода Монте-Карло находятся на равноудаленном расстоянии друг от друга. Техника построения распределенного эффективного источника, рассмотренная в третьей главе диссертационной работы, позволила усовершенствовать диффузионное приближение на больших расстояниях и добиться относительной погрешности полученных результатов в пределах $\pm 6\%$ для водного раствора интралипида 2% на заданном интервале расстояний. Результат распределенного эффективного источника можно попытаться получить, подобрав некоторый коэффициент перенормировки p кривой диффузионного приближения. Для интралипида-2% коэффициент перенормировки составил $p = 1,7$ (рис. 6, кривая 3). Введение такого коэффициента перенормировки p позволило получить аппроксимацию аналитического гибридного метода на определенном участке расстояний (рис. 6, кривая 3). Относительная погрешность перенормированной диффузионной асимптотики для рассмотренного случая находится в пределах $\pm 6\%$ (см. рис. 7). В главе 4 диссертации также показана возможность аппроксимации аналитического гибридного метода путем перенормировки традиционного диффузионного приближения для суспензии эритроцитов с приведенными выше оптическими параметрами и значением гематокрита на определенном интервале расстояний. Практическое значение существования данной аппроксимации состоит в том, что она позволяет использовать диффузионную асимптотику на этих расстояниях для измерения относительных значений коэффициента отражения, что фактически было заложено в оптический способ определения общей оксигенации венозной и артериальной крови [7].

В главе 4 диссертации также рассматривается зависимость коэффициента отражения от малых расстояний между точками наблюдения и падения лазерного пучка. На малых расстояниях, где преобладают малые кратности рассеяния, уже нецелесообразно использовать функцию Хенья-Гринштейна для аппроксимации фазовой функции. В этом случае следует выбирать фазовую функцию с более точным учетом ее возможной анизотропии для больших углов рассеяния в пределах от 180° до 90° , так как эти большие углы рассеяния могут быть ответственны с физической точки зрения за немонотонный характер поведения коэффициента отражения в зависимости от малых расстояний между точками наблюдения и падения пучка [13]. Как отмечалось ранее, малые расстояния имеют порядок транспортной длины свободного пробега $1/\mu_r$, где $\mu_r \sim (1-g)\mu_s$. Кроме того, необходимо учитывать конечную ширину диаграммы направленности как падающего пучка, так и приемного

устройства. Рассматривается фазовая функция элементарного акта рассеяния согласно работе [13], которая представляется выражением:

$$p(\cos\theta) = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{M+1}{2^M} (1 + \cos\theta)^M + (1-\alpha) \frac{3}{4\pi} \cos^2\theta, \quad (16)$$

где весовой коэффициент $\alpha \in [0, 1]$ обеспечивает нормировку фазовой функции. Параметр $M = 0, 1, 2, 3, \dots$. Весовой коэффициент α и параметр M определяют, в частности, положение локального минимума фазовой функции для больших углов рассеяния в пределах от 90° до 180° .

На рис. 8 демонстрируется зависимость коэффициента отражения от малых расстояний, отложенных по оси абсцисс в длинах пробега. Данная зависимость получена при значениях $M = 21$ и $\alpha = 0.9867$ в формуле (16) с использованием только первого слагаемого уравнения (7) с числом итераций $N = 60$.

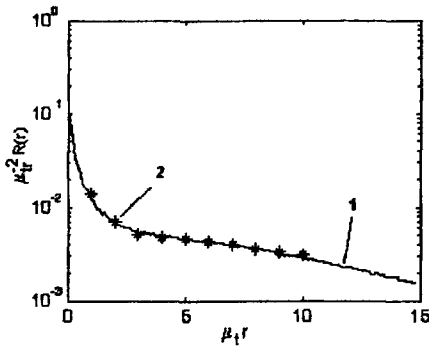


Рисунок 8. Зависимость коэффициента отражения от малых расстояний от точки падения пучка в длинах пробега. 1: $R_0 N(r)$, 2: данные из работы [13].

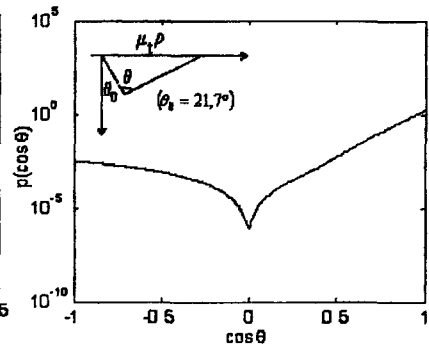


Рисунок 9. Вид фазовой функции (16) при $M = 21$ и $\alpha = 0.9867$. Вставка: иллюстрация связи локального немонотонного характера поведения коэффициента отражения на малых расстояниях с особенностями анизотропии фазовой функции вблизи углов рассеяния $\theta = 90^\circ$ в приближении однократного рассеяния. Полуширина источника $\theta_0 = 21,7^\circ$.

На этом же рисунке приведены результаты вычисления стандартным методом МК для указанной фазовой функции, полученные в работе [13] и иллюстрирующие немонотонный характер поведения коэффициента отражения на малых расстояниях ($\mu_1 r \sim 3$). Как видно из рис. 8, первое слагаемое аналитического гибридного метода описывает коэффициент отражения на малых расстояниях, где преобладают конечные кратности рассеяния и возможен немонотонный характер поведения коэффициента отражения.

Для физической интерпретации немонотонного поведения коэффициента отражения на рис. 9 приведен вид использованной фазовой функции (16) с резко выраженным минимумом для

углов рассеяния вблизи $\theta = 90^\circ$. Показано, что локальный немонотонный характер поведения коэффициента отражения в окрестности расстояний $\mu_1 r = 3$ непосредственно связан именно с указанным минимумом фазовой функции (16), что подтверждается оценкой в приближении однократного рассеяния на вставке к рис.9. На этом рисунке $\theta_0 = 21,7^\circ$ – полуширина диаграммы направленности падающего пучка в нашем расчете и в работе [13], $l_0 = 1/\mu_1$ – длина свободного пробега излучения до первого акта рассеяния, ρ – расстояние между точкой падения пучка и точкой выхода однократно рассеянного излучения.

Заключение

Основные результаты и выводы работы состоят в следующем:

1. В задаче об отражении лазерного пучка случайно-неоднородной средой возможен аналитический подход к проблеме повышения точности традиционного диффузионного приближения путем учета вклада конечных кратностей рассеяния как в интенсивность отраженного от среды излучения, так и в формирование эффективного источника.
2. На основе свойства взаимности функции Грина получена точная итерационная форма интегрального уравнения переноса оптического излучения в случайно-неоднородных средах, учитывающая вклад конечных кратностей рассеяния в лучевую интенсивность вблизи точки падения пучка и в пространственное распределение эффективного источника диффузного излучения, выходящего из глубоких слоев среды на поверхность.
3. Разработан гибридный метод решения итерационной формы интегрального уравнения переноса оптического излучения в случайно-неоднородных средах путем комбинирования метода Монте-Карло для учета конечных кратностей рассеяния с диффузионным асимптотикой функции Грина.
4. В качестве параметра оценки точности гибридного метода решения итерированного уравнения переноса при конечном числе итераций можно выбрать критическую кратность рассеяния, начиная с которой происходит равномерное асимптотическое сближение кривых коэффициента отражения аналитического гибридного метода и метода Монте-Карло, на заданном интервале расстояний между точками падения пучка и приема отраженного излучения вдоль поверхности. Установлена зависимость критической кратности рассеяния (итерационного параметра оценки точности) от альbedo и вытянутости индикатрисы элементарного акта рассеяния.
5. Рассмотрена и установлена возможность упрощенного моделирования пространственно распределенного эффективного источника для уравнения диффузии с помощью простой перенормировки традиционного диффузионной асимптотики, что позволяет

использовать диффузионное приближение в тканевой оксиметрии, служащей для определения степени оксигенации крови оптическим методом на отражение при измерении относительных значений отраженного излучения на разных расстояниях от точки падения пучка вдоль поверхности среды.

6. Исследована и установлена связь возможного немоного характера поведения коэффициента отражения лазерного пучка на малых расстояниях между точками источника и приемника с особенностями анизотропией фазовой функции элементарного акта рассеяния па большие углы, в интервале от 90° до 180° .

Основное содержание диссертации отражено в публикациях:

1. Алпанов А.Ю., Барабаненков Ю.Н. «Гибридный метод рассеяния конечной кратности и диффузионного приближения в оптическом изображении биологических сред» // Труды международной конференции РОАИ-7, Санкт-Петербург, 2004, том. 2, стр. 614-616.
2. Алпанов А.Ю., Барабаненков Ю.Н. «Усовершенствованное в малых кратностях рассеяния диффузионное приближение к переносу излучения в рассеивающих средах» // Труды XLVII научной конференции МФТИ. Долгопрудный, 2004, стр. 37.
3. Arpanov A.Yu., Barabanenkov Yu.N. "Hybrid method of finite-order scattering and diffusion approximation in optical imaging of biological media" // Pattern Recognition and Image Analysis, 2005, Vol.15, No.2, pp. 503-505.
4. Алпанов А.Ю., Барабаненков Ю.Н. «Комбинированный метод учета конечных кратностей рассеяния и диффузионного приближения в оптическом изображении биологических сред» // Сборник материалов II Евразийского конгресса по медицинской физике и инженерии «Медицинская физика – 2005». Москва, 2005, стр 177.
5. Arpanov A.Yu., Barabanenkov Yu.N. "Hybrid method of finite multiplicity scattering and diffusion approximation in optical imaging of biological tissues" in Medical Imaging, edited by Andrzej Kowalczyk, Adolf F. Fercher, Valery V. Tuchin // Proceedings of SPIE, 2005, Vol. 5959 (SPIE, Bellingham, WA), pp. 93-98.
6. Алпанов А.Ю., Барабаненков Ю.Н., Обухов Ю.В. «Итерационный способ последовательного перехода от метода Монте-Карло к диффузионному приближению в оптическом изображении биологических сред» // Доклады XII Всероссийской конференции «Математические методы распознавания образов» (ММРО-12), Москва, 2005.

7. Алпанов А.Ю., Барабаненков Ю.Н., Обухов Ю.В. «Гибридный метод рассеяния конечной кратности и диффузионного приближения в задаче об отражении узкого светового пучка от биологической среды». // Радиотехника, 2005, 10, стр. 91-96.
8. Алпанов А.Ю., Барабаненков Ю.Н. «К проблеме перенормировки диффузионной асимптотики в задаче об отражении узкого пучка оптического излучения от биологической среды» // Квантовая электроника, 2005, №12.

Список цитируемой литературы

- [1] Тучин В.В. Исследование биотканей методами светорассеяния // Успехи физических наук, Т. 167, №5, стр. 517-539, 1997.
- [2] Приезжев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П. Лазерная диагностика в биологии и медицине. – М. Наука, 1989.
- [3] Тучин В.В. Лазерная и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. – Саратов: Изд-во саратовского университета, 1998.
- [4] D.T. DeFry, M. Cope. Quantification in Tissue Near-Infrared Spectroscopy // Phil. Trans. R. Soc. Lond. B 352, 649-659, 1997.
- [5] Режим доступа: <http://peili.hut.fi/tfy99269/>
- [6] Режим доступа: http://www.somanetics.com/invos_principles.htm
- [7] Годик Э.Э., Ахремичев Б.Б., Барабаненков Ю.Н., Борисов Н.А., Каргашин А.Ю., Трофимов Д.Е. // Патентное изобретение РФ № 2040912. – Научно-инженерный центр биомедицинской радиоэлектроники ИРЭ РАН, 1995.
- [8] Wang L., Jacques S. Hybrid model of Monte Carlo simulation and diffusion theory for light reflectance by turbid media. // J. Opt. Soc. Am. A/ Vol.10, No. 8, 1993, pp. 1746-1752.
- [9] Flock S.T., Wilson B.C., Patterson M.S. Hybrid Monte Carlo – diffusion theory modeling of light distribution in tissue in *Laser Interaction with Tissue*, M.W. Berns, ed., Proceedings SPIE, 908, pp.20-28, 1988.
- [10] Попов А.П., Приезжев А.В., Мюллюля Р. // Влияние концентрации глюкозы в модельной светорассеивающей суспензии на характер распространения в ней сверхтонких импульсов. Квантовая электроника, 2005, 35(11), стр. 1075-1078.
- [11] Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Елепов Б.С. // Методы Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск, Наука, 1976.
- [12] Cheong W-F etc. // A review of the optical properties of biological tissues, IEEE Journal of Quantum Electronics, 1990, v.26, no. 12, pp. 2166-2185.
- [13] Bevilacqua F. and Depeursinge C. // Monte-Carlo study of diffuse reflectance at source-detector separations close to one transport mean free path. JOSA A, 1999, v. 16 pp. 2935-2945.

№ 25147

РНБ Русский фонд

АППАНОВ АЛЕКСАИ

2006-4

28533

ИТЕРАЦИОННЫЙ МЕТОД УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ДИФФУЗИОННОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ПУТЕМ УЧЕТА
РАССЕЯНИЯ КОНЕЧНОЙ КРАТНОСТИ В ЗАДАЧЕ ОБ ОТРАЖЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА СЛУЧАЙНО-
НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДОЙ

АВТОРЕФЕРАТ

Подписано в печать 10.11.2005

Формат 60x84 1/16, Усл. печ. 1,20

Тираж 100 экз. Заказ № 453

Московский физико-технический институт

(государственный университет)

Печать на аппаратуре Copy Printer 1280

141700, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9