



УДК 57+615.47+621.373.8+535.8

В.Е. Привалов, А.Ю. Сетейкин, А.Э. Фотиади

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ СО СЛОЖНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ

V.E. Privalov¹, A.Yu. Seteikin², A.E. Fotiadi³

^{1,3}St. Petersburg State Polytechnical University,
29 Politekhnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia.

²Amur State University,
21 Ignatievskoe shosse, Blagoveshchensk, 675097, Amur Oblast, Russia.

SIMULATION OF LASER RADIATION PROPAGATION IN INHOMOGENEOUS MEDIA WITH COMPLEX GEOMETRIES

Построена математическая модель, позволяющая с помощью предложенной модификации метода Монте-Карло анализировать процесс трехмерного распространения лазерного излучения в неоднородных средах со сложной геометрией. Модель позволяет проводить расчет распределения плотности поглощенной энергии лазерного излучения в многослойных материалах сложной геометрии и может использоваться при решении задач анализа визуализации тепловых полей, возникающих в облучаемых тканях.

ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ. МНОГОСЛОЙНАЯ БИОЛОГИЧЕСКАЯ СРЕДА. МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО. НЕОДНОРОДНОСТЬ. МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ.

A mathematical model has been developed. It makes possible to analyze the process of the three-dimensional propagation of laser radiation in inhomogeneous media with a complex geometry using the proposed modification of the Monte Carlo method. The model also allows to carry out the calculation of the distribution of the absorbed laser energy density in multilayered materials with complex geometry and can be used in solving problems of analysis of thermal fields visualization. Those problems arise in irradiated tissues.

LASER RADIATION. MULTIBIOLOGICAL TISSUE. MONTE CARLO METHOD. INHOMOGENEITY. MULTIPLE SCATTERING.

Оптические методы диагностики биологических сред приобретают в настоящее время все более широкое распространение. Основным преимуществом этих методов является их неинвазивность. Использование в качестве зондирующего сигнала низкоинтенсивного лазерного излучения в видимом и ближнем ИК диапазонах не оказывает заметного разрушающего воздействия на изучаемую биологическую среду. В связи с этим вопросы, связанные с использованием математических моделей, адекватно описывающих распространение света в биологических тканях, приобретают дополнительную актуальность. Такие модели должны описывать не только процесс распространения

излучения в условиях многократного рассеяния, но также решать задачу определения потока излучения, выходящего из среды со стороны освещаемой поверхности. Это обусловлено тем, что большинство современных методов диагностики строится на регистрации отраженного и обратнорассеянного света.

Одним из наиболее распространенных теоретических описаний распространения света в мутных средах является теория переноса излучения. Однако аналитическое решение задачи распространения света в многокомпонентных биологических тканях оказывается довольно сложным даже для простых случаев. Если же рассматриваемая ткань неоднородна или име-

ет сложную геометрию, то получить аналитическое решение практически невозможно. В таких случаях требуемые решения получают с помощью численных методов. Однако большинство известных методов не позволяют в полной мере определять изменения оптических и геометрических параметров исследуемой среды, связанные с наличием в ней различных неоднородностей. С точки зрения моделирования «визуализации» подобных объектов наиболее целесообразно использовать статистический метод Монте-Карло (МК). Он основывается на представлении о распространении излучения в среде в виде потока модельных волновых пакетов, каждый из которых образуется совокупностью фотонов определенного «сорта» с заданной энергией и направлением распространения. Это означает, что модельный пакет не проявляет таких свойств, как фаза и поляризация, а представляет собой некую квазичастицу, несущую энергию и способную образовывать при взаимодействии со средой аналогичные, но менее энергичные частицы.

Метод МК не имеет внутренних ограничений, что позволяет решать задачу распространения излучения в среде, учитывая оптические параметры, которые, как предполагается, могут изменяться во времени и пространстве. Он довольно прост в реализации, гибок и дает результаты с нужной точностью за приемлемое время.

В статье построена математическая модель, отражающая процесс трехмерного распространения оптического излучения в живых тканях. При этом предполагается, что объем модельной среды представляет собой совокупность адресуемых (индексиремых) объемных элементов трехмерного пространства. Выбор возможного для модельного пакета события вычисляется при его взаимодействии либо с элементарным объемом, либо с его поверхностью, если последняя есть граница раздела между слоями с различными оптическими характеристиками.

Основная идея метода Монте-Карло

Основная идея данного метода заключается в получении большого числа реализаций случайного процесса, который построен таким образом, чтобы его вероятностные характеристики совпадали с аналогичными величинами решаемой задачи. Моделирование какого-либо

физического процесса данным методом подразумевает моделирование поведения отдельных элементарных частей физической системы.

Применительно к задаче распространения света моделируется движение фотонов в среде. Другими словами, на основе законов, определяющих распространение излучения в ткани, моделируется «случайный ход» фотонов. Траектория их движения выражается через функции плотности вероятности $p(x)$, которые зависят от макроскопических оптических параметров среды [1 – 5]. К таким параметрам относятся коэффициент поглощения, коэффициент рассеяния и параметр анизотропии. Для учета отражения или преломления на границе раздела двух подобластей используется закон Френеля. На рис. 1, *a* показан пример траектории движения фотона в среде. В основе модели лежит уравнение переноса излучения.

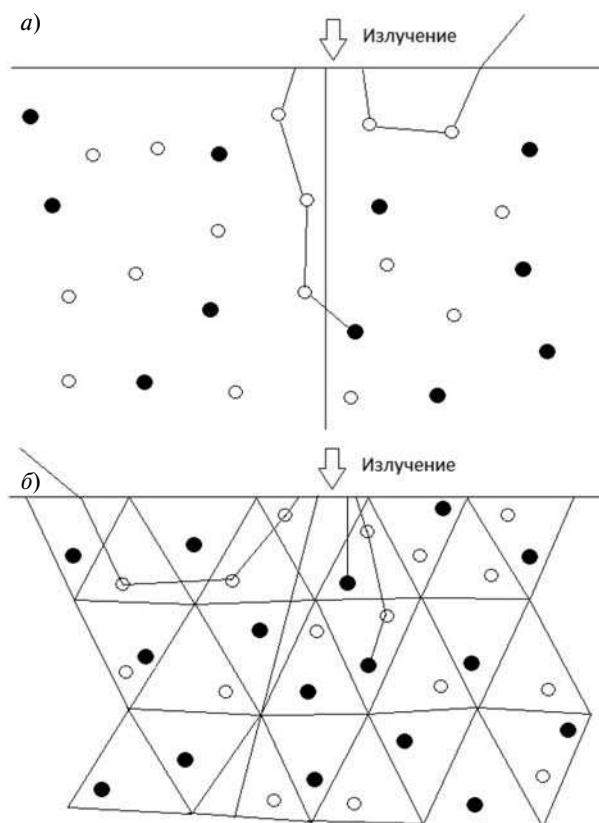


Рис. 1. Пример траектории движения фотона в среде (*a*) и пример использования сетки для описания геометрии среды (*б*).

Затушеванные и незатушеванные кружки – соответственно поглощающие и рассеивающие центры



Рассматривается многослойная биологическая среда с включенными неоднородностями произвольной формы, на которую направлен поток фотонов. Каждому пакету фотонов присваивается статистический вес, первоначально равный единице. Этот статистический вес показывает, какая часть фотонов содержится в пакете в конкретный момент времени. При каждом взаимодействии пакета со средой часть фотонов из пакета будет поглощаться, соответственно будет уменьшаться статистический вес пакета.

Моделируемая среда задается следующими параметрами: толщиной, коэффициентами рассеяния и поглощения, средним косинусом угла рассеяния, относительным показателем преломления. Среда представляется совокупностью случайных центров, рассеивающих и поглощающих фотоны.

Падающий световой пучок (источник излучения) состоит из одного миллиона пакетов фотонов, входящих в среду вдоль оси z перпендикулярно ее поверхности (x, y) в точке с координатами $(0, 0, 0)$. Число фотонов в пакете определяет энергию падающего пучка. Все расчеты производятся в трехмерной декартовой системе координат.

Считается, что частицы среды, на которых происходит рассеяние и поглощение, сферически симметричны, поэтому можно применять усредненную индикатрису рассеяния. Использование данной модели и сравнение численных расчетов с экспериментальными результатами показали, что данное приближение удовлетворительно описывает свойства большинства биологических тканей. Для учета преломления на границе раздела двух подобластей используется закон Френеля.

Схема моделируемого эксперимента

При описании распространения лазерного излучения в биотканях необходимо учитывать реальную геометрию среды, которая может быть достаточно сложной, а также размеры и угловое распределение падающего излучения.

Учет угловой расходимости пучка осуществлялся следующим образом. По известным из литературы оптическим параметрам каждого слоя, в частности коэффициентов поглощения, рассеяния и параметра анизотропии (среднего косинуса угла рассеяния), рассчитывалось рас-

пределение плотности поглощенной энергии внутри среды. Принималось, что на каждом шаге моделирования фотоны рассеиваются на малые углы, поэтому френелевские отражения на границах биоткань – биоткань не учитывались.

Наиболее важная задача – это задание геометрии среды и ее оптических параметров. Биологическая среда неоднородна, ее оптические параметры представляют собой сложные функции от пространственных координат. В данной работе геометрия среды описывается в виде конечно-элементной сетки (рис. 1, б). Применение метода МК для моделирования распространения излучения в такой среде имеет ряд особенностей. Чем проще форма элементов разбиения, тем меньше вычислительных ресурсов понадобится для расчетов. Для определения качества построенной сетки требуется выработать некоторый критерий. Сетка, с помощью которой производится аппроксимация расчетной области разбиением на элементарные ячейки, является одним из основных факторов, определяющих точность и сходимость численного решения задачи.

Согласно теории [6], свойства сетки зависят в основном от формы элементов. При такой оценке отвечают требованиям сетки, где каждый элемент является правильным тетраэдром или близким к нему. Следовательно, сетка, содержащая вырожденные или близкие к вырождению элементы, будет считаться неудачной. При таком подходе исходная геометрия расчетной области может быть произвольной. Практический интерес может представлять случай, когда среда, в данном случае кожа, содержит внутреннюю замкнутую неоднородность. Поэтому для оценки точности и адекватности разработанного алгоритма в качестве тестовых были выбраны задачи распространения излучения с длинами волн 400 нм (первая задача) и 800 нм (вторая). Кожа имеет неоднородную структуру, и ее оптические параметры представляют собой сложные функции от пространственных координат. В качестве расчетной области была выбрана среда, состоящая из нескольких слоев (рогового слоя, эпидермиса и дермы) с замкнутой неоднородностью сложной формы. Замкнутая неоднородность представлена в виде сложной фигуры, ограниченной двумя эллип-

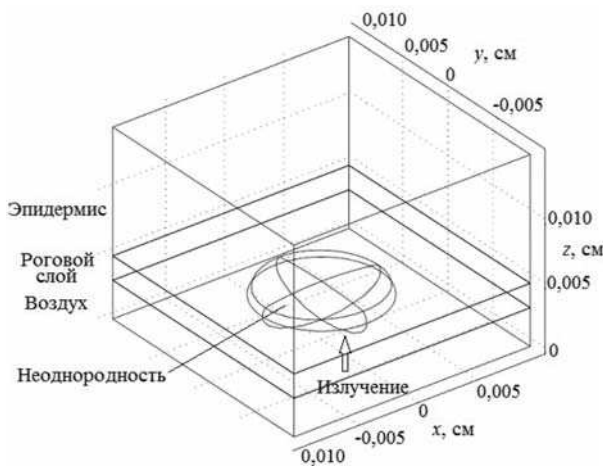


Рис. 2. Геометрия расчетной среды

соидальными поверхностями; дополнительно введен слой, моделирующий воздух.

На рис. 2 приведена геометрия расчетной среды – кожи, которая подвергнута лазерному облучению. Лазерный пучок смещен относительно начала координат вдоль оси x на $0,001$ см и направлен перпендикулярно вверх; его радиус равен $0,001$ см.

Реализованный в программе алгоритм и применимость метода

Метод Монте-Карло основывается на определении переменных, выбранных случайным образом из известных распределений вероятности. Будем рассматривать некоторую случайную переменную x , которая определяет вероятностное уравнение Монте-Карло. Пусть имеется функция плотности вероятности $p(x)$, которая определяет распределение x в интервале $a \leq x \leq b$;

$$\int_a^b p(x) dx = 1. \quad (1)$$

Вероятность того, что x попадет в интервал $[a, x_1]$ ($a < x < x_1$), задается функцией распределения $F_x(x)$, которая определена как

$$F_x(x_1) = \int_a^{x_1} p(x) dx. \quad (2)$$

Используя генератор случайных чисел компьютера, создадим случайную переменную ζ , которая в свою очередь определит уникальное значение x , совместимое с функцией плотности вероятности $p(x)$. Функция плотности вероят-

ности для ζ постоянна: $p(\zeta) = 1$ в интервале $[0, 1]$. Соответствующее распределение вероятности $F_\zeta(\zeta_1)$ определено как

$$F_\zeta(\zeta_1) = \int_0^{\zeta_1} p(\zeta) d\zeta = \zeta_1 \quad (3)$$

для $0 \leq \zeta_1 \leq 1$.

Приравнявая $F_x(x_1)$ к $F_\zeta(\zeta_1)$ и заменяя ζ_1 и x_1 непрерывными переменными ζ и x , получаем:

$$F_\zeta(\zeta) = F_x(x), \quad (4)$$

или

$$\zeta = \int_a^x p(x) dx, \quad (5)$$

где ζ – случайная переменная в интервале $[0, 1]$.

Полученное уравнение (5) – это основное для метода МК.

Функцию плотности вероятности $P(x, y, z, s)$ свободного пробега s фотона до взаимодействия (размерность s – см) можно определить из закона Бугера – Ламберта – Бера следующим образом:

$$P(x, y, z, \vec{s}) = \exp\left(-\int_{(x_1, y_1, z_1)}^{(x_2, y_2, z_2)} \mu_t(x, y, z) ds\right), \quad (6)$$

где μ_t – полный коэффициент ослабления, равный $\mu_a + \mu_s$ (μ_a, μ_s – коэффициенты поглощения и рассеяния); все величины имеют размерность см^{-1} .

Интегрируя в интервале $[0, s_1]$, где s_1 – размер элемента, получаем показатель распределения

$$T(s_1) = \exp(-\mu_t s_1); \quad (7)$$

$T(s_1)$ представляет собой вероятность возникновения длины пробега фотона большей, чем s_1 , с вероятностью $P\{s \geq s_1\}$.

Преобразуя выражение (7), получаем:

$$P\{s < s_1\} = 1 - \exp(-\mu_t s_1). \quad (8)$$

Тогда функция плотности вероятности $p(s_1)$ для длины свободного пробега s будет следовать выражению

$$p(s_1) = \frac{dP\{s < s_1\}}{ds_1} = \mu_t \exp(-\mu_t s_1). \quad (9)$$

Применяя уравнение (5), получим:



$$\zeta = \int_0^s p(s) ds = \int_0^s \mu_l \exp(-\mu_l s) ds = 1 - \exp(-\mu_l s). \quad (10)$$

Правые стороны обоих уравнений (8) и (10) равны. Для начала необходимо установить $p(s)$, затем применить уравнение (5). Преобразовав уравнение (10), мы получаем равенство

$$\exp(-\mu_l s) = 1 - \zeta \quad (11)$$

и разрешаем его относительно s :

$$s = \frac{-\ln(1 - \zeta)}{\mu_l}. \quad (12)$$

Учитывая, что величины $-\ln(1 - \zeta)$ и $-\ln(\zeta)$ имеют одинаковые диапазоны значений, где ζ – случайная переменная в интервале $[0, 1]$, формулу (12) можно переписать как

$$s = \frac{-\ln(\zeta)}{\mu_l}. \quad (13)$$

Когда фотон рассеивается, его траектория отклоняется на угол θ в интервале $[0, \pi]$. Фазовая функция, т. е. функция плотности вероятности, определяющая вероятность фотона рассеяться на заданный угол, обычно определяется эмпирически. Наиболее часто используемой в оптике тканей является функция Хени – Гринштейна [7]:

$$p(s, s') = p(\cos \theta) = \frac{(1 - g^2)}{4\pi(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}}. \quad (14)$$

Видно, что эта рассеивающая функция зависит от параметра g , который определяет ее форму и носит название фактора анизотропии рассеянного излучения.

Формально параметр g определяет средний косинус угла отклонения и записывается в виде

$$g = \iint_{4\pi} ss' p(s, s') d\Omega', \quad (15)$$

где $d\Omega'$ – бесконечно малый элемент угла.

Когда фотон рассеивается, его направление движения изменяется на угол θ в интервале $[0, \pi]$. Удобно произвести замену $\mu = \cos \theta$, и, следовательно, μ распределено в интервале $[-1, 1]$. Эта функция плотности $p(\mu)$ интересна тем, что при такой замене формула (15) запишется как

$$g = \int_{-1}^1 p(\mu) \mu d\mu = \langle \mu \rangle. \quad (16)$$

Следовательно, значение фактора анизотропии находится в промежутке $[-1, 1]$. Нулевое значение указывает на изотропное рассеяние, а значение, близкое к единице, – на сильное рассеяние вперед. Вид траекторий фотонов для впереднаправленного, изотропного и обратного типов рассеяния показан на рис. 3. Экспериментально определено, что функция Хени – Гринштейна описывает функцию плотности вероятности рассеяния в ткани (коже). Значения g для тканей лежат между 0,30 и 0,98, но весьма часто g равно 0,90 [7].

Применяя уравнение (5), получаем:

$$\zeta = \int_{-1}^{\mu} p(\mu) d\mu = \int_{-1}^{\mu} \frac{1 - g^2}{2(1 + g^2 - 2g\mu)^{3/2}} d\mu. \quad (17)$$

Разрешая уравнение (17) относительно μ , получим:

$$\mu = \frac{1}{2g} \left[1 + g^2 - \left(\frac{1 - g^2}{1 - g + 2g\zeta} \right)^2 \right] \quad (18)$$

для $g \neq 0$.

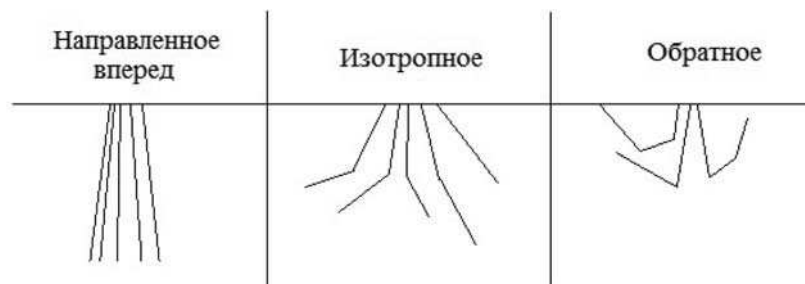


Рис. 3. Примеры траекторий движения фотонов для различных типов рассеяния

При приближении g к нулю уравнение (18) становится неопределенным. Но при значении $g=0$ рассеяние становится изотропным и функция плотности вероятности (14) становится равной $1/2$. Применяя уравнение (5), получаем:

$$\zeta = \int_{-1}^{\mu} \frac{1}{2} d\mu = \frac{1}{2}(\mu + 1) \quad (19)$$

Из формулы (19) следует, что

$$\mu = 2\zeta - 1. \quad (20)$$

для $g = 0$.

Когда фотон отклоняется на угол θ , предполагается, что он отклоняется осесимметрично первоначальному направлению распространения на азимутальный угол ψ , значение которого лежит в пределах интервала $[0, 2\pi]$. Асимметричное рассеяние в данной работе не рассматривается. Функция плотности вероятности $p(\psi)$ является постоянной и равняется $1/2\pi$. Применяя уравнение (5), записываем:

$$\zeta = \int_0^{\psi} \frac{1}{2\pi} d\psi = \frac{\psi}{2\pi}. \quad (21)$$

Тогда можно выразить ψ в следующей форме:

$$\psi = 2\pi\zeta. \quad (22)$$

Для учета поглощения часто используется прием, называемый неявным захватом фотонов. При моделировании рассматривается движение не каждого фотона в отдельности, а их пакета. Пакет фотонов (в дальнейшем для простоты используются названия фотон или пакет) моделирует движение множества фотонов по сходным траекториям, и в результате при взаимодействии со средой поглощается только часть фотонов из пакета, а оставшаяся часть продолжает свое движение [8, 9].

Для учета поглощения фотонов из пакета каждому из них первоначально присваивается статистический вес $W = 1$. При каждом акте поглощения статистический вес уменьшается на величину

$$\Delta Q = W \frac{\mu_a}{\mu_t}.$$

Этот вес добавляется либо к ближайшему узлу сетки, либо распределяется между всеми узлами

элемента, в котором произошло поглощение.

Может возникнуть ситуация, когда вес пакета уменьшится настолько, что вклад от него станет незначительным. Для того чтобы корректно завершить его движение и гарантировать сохранение энергии, не искажая картины пространства, используется «рулетка». Если вес становится меньше порогового значения W_n , «рулетка» дает пакету один шанс из m продолжить движение с весом mW . В противном случае вес пакета обнуляется и он уничтожается. Величина m и пороговое значение статистического веса связаны следующим образом:

$$W_n = 1/m. \quad (23)$$

Величину W_n для каждого элемента сетки либо задают постоянной величиной, либо пересчитывают через определенное число шагов, используя следующее выражение:

$$W_n = \frac{\mu_t}{\mu_a} \left(\alpha \bar{X} + \beta \sqrt{S^2} \right), \quad (24)$$

где \bar{T} – математическое ожидание полученного веса элементом сетки; $\sqrt{S^2}$ – выборочная дисперсия; α, β – некоторые константы, выбранные таким образом, чтобы $W_n \in (0,1)$

Примером выбора значений для данных коэффициентов может служить случай, когда $\alpha = 1$ и $\beta = -1$. При таком выборе «рулетка» будет использоваться для фотонов, статистический вес которых меньше среднего значения на величину большую, чем выборочная дисперсия.

Упрощенную схему алгоритма моделирования методом МК можно представить в виде следующей схемы (рис. 4). Фотон инициализируется с единичным весом. Размер шага фотона для первого случая взаимодействия найден, и фотон перемещен. Если фотон покинул ткань, то проверяется возможность внутреннего отражения. Если фотон внутренне отражен, то положение фотона соответственно изменено, и программа продолжается, иначе происходит удаление фотона и регистрируется случай отражения (или пропускания). С каждым шагом вес фотона уменьшается. Потерянный вес добавляется к локально связанному элементу массива, связанного с положением фотона, который указывает энергию фотона, поглощенную тканью. Остающийся вес фотона рассчитывается ста-

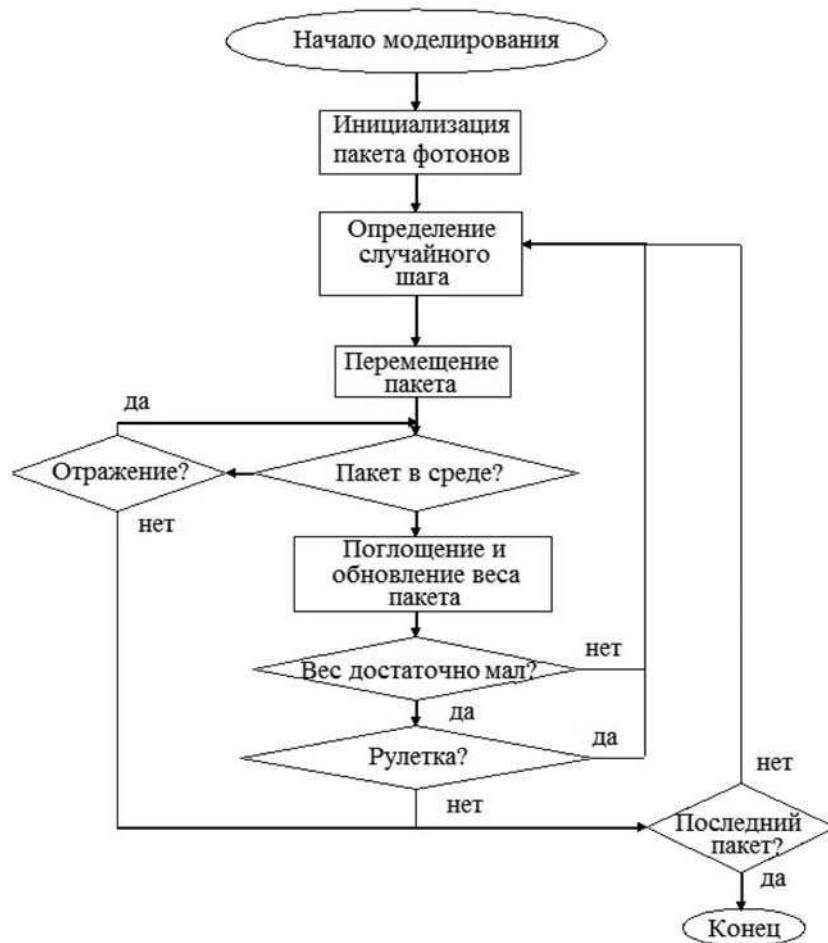


Рис. 4. Алгоритм моделирования распространения лазерного излучения в среде методом Монте-Карло

статистически, выбирается новое направление и рассчитывается новый шаг. Если вес фотона падает ниже порогового минимального значения, то «играется рулетка», чтобы либо уничтожить фотон, либо продолжать его двигать.

После запуска N фотонов для каждого узла сетки мы имеем некоторую выборку статистических весов (X_1, X_2, \dots, X_n) , полученных средой в его окрестности. Для этих величин производится статистическая обработка. Наиболее важными являются математическое ожидание и выборочная дисперсия.

Пусть вес всех N фотонов соответствует некоторому значению энергии q . Тогда математическое ожидание веса, полученного узлом сетки, имеет вид

$$\bar{X} = (1/n) \sum_{i=1}^n X_i, \quad (25)$$

где n – число поглощений в окрестности рассматриваемого узла; X_i – статистический вес, поглощенный в окрестности рассматриваемого i -го узла.

Значение математического ожидания может быть использовано для вычисления плотности энергии следующим образом:

$$Q = (\bar{X}q) / V, \quad (26)$$

где V – объем окрестности рассматриваемого узла; q – энергия, которой соответствует полный статистический вес N пакетов фотонов.

Метод Монте-Карло – это численный статистический метод, причем моделируемый процесс является нормальным, т. е. имеет Гауссово распределение. Для определения точности воспользуемся правилом «трех сигм»:

$$P(|Q - \bar{X}| < 3\sigma) = 0,997, \quad (27)$$

т. е. погрешность метода почти наверняка равна 3σ .

Но величина σ нам заранее неизвестна. Оценкой этой величины является выборочная дисперсия:

$$S^2 = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2. \quad (28)$$

Тогда можно считать, что

$$\sigma \approx \sqrt{S^2}. \quad (29)$$

Усредненные параметры неоднородности и каждого слоя представлены в таблице. Для излучения длиной волны 400 нм коэффициент поглощения достаточно высок, таким образом, оно должно сильно поглощаться, не проникая глубоко внутрь среды.

Для графического представления распространения излучения в среде были выбраны плоскости сечения xz . На рис. 5,а показано распределение плотности поглощенной энергии в этой плоскости для первой задачи (когда длина волны $\lambda = 400$ нм). Для инфракрасного излучения (вторая задача, $\lambda = 800$ нм) коэффициент

Значения параметров расчетной среды (кожи) на двух лазерных длинах волн [10]

Параметр	Значение для участка среды			
	Неоднородность	Роговой слой	Эпидермис	Дерма
n	<u>1,53</u> 1,45	<u>1,53</u> 1,40	<u>1,40</u> 1,36	— 1,40
$\mu_a, \text{см}^{-1}$	<u>116</u> 1,0	<u>230</u> 1,0	<u>66</u> 4,0	— 0,8
$\mu_s, \text{см}^{-1}$	<u>1160</u> 20	<u>2000</u> 25	<u>800</u> 45	— 57
g	<u>0,80</u> 0,80	<u>0,90</u> 0,90	<u>0,74</u> 0,85	— 0,90
$d, \text{см}$	<u>0,0040</u> —	<u>0,0019</u> —	<u>0,0100</u> —	— —

Обозначения: n — показатель преломления, μ_a, μ_s — коэффициенты поглощения и рассеяния, g — параметр анизотропии, d — толщина слоя (размер неоднородности).

Верхнее значение — для $\lambda = 400$ нм, нижнее — для $\lambda = 800$ нм.

поглощения значительно меньше коэффициента рассеяния, и моделируется сильно рассеивающая среда. Следовательно, глубина проникновения излучения, по сравнению с решением первой задачи, должна быть больше. Поэтому к расчетной области добавлен еще один слой толщиной 0,05 см. На рис. 5,б показано распределение плотности поглощенной энергии в плоскости xz для второй задачи.

Характер взаимодействия лазерного излучения с биологической тканью зависит от коэффициента поглощения для данной длины волны. В ультрафиолетовой области спектра преобладает поглощение, поэтому вклад рассеяния сравнительно мал и излучение проникает внутрь среды сравнительно неглубоко. Для из-

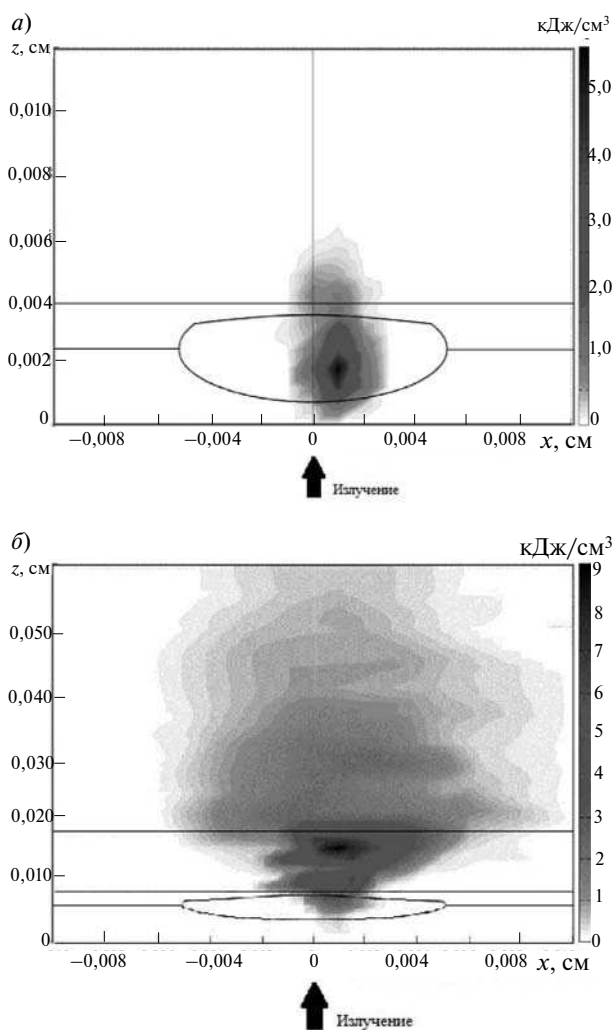


Рис. 5. Распределение плотности поглощенной лазерной энергии в плоскости сечения xz для значений длины волны 400 нм (а) и 800 нм (б)



лучения с длиной волны от 600 до 1500 нм – так называемого «терапевтического окна» – рассеяние превалирует над поглощением и глубина проникновения излучения значительно больше, чем для ультрафиолетовой области спектра.

В обеих задачах лазерное излучение имеет одинаковую мощность и энергию. Для излучения с длиной волны 400 нм большая часть энергии будет поглощена в области малого объема. Поэтому плотность поглощенной энергии значительно больше, чем в случае с длиной волны 800 нм. С практической точки зрения подобные расчеты необходимы для корректного определения дозы облучения при фототерапии.

Таким образом, рассмотренный в работе модифицированный метод Монте-Карло обладает рядом преимуществ. Данный метод применим для сред с различной геометрией и позволяет получать трехмерную информацию о распределении света в тканях. При запуске 1 млн. пакетов фотонов погрешность метода не превышает 1 % от полученной величины. Полученное пространственное распределение плотности поглощенной энергии хорошо согласуется с другими работами авторов [10 – 16].

Для описания сложных сред наиболее удобен конечно-элементный метод. Геометрия среды представляется в виде сетки, с помощью которой производится аппроксимация расчет-

ной области путем разбиения на элементарные ячейки, формы элементов которой являются одним из основных факторов, определяющих точность и скорость сходимости численного решения задачи. Чем проще форма элементов разбиения, тем меньше вычислительных ресурсов требуется для расчетов.

Отвечающими требованиям считаются сетки, где каждый элемент является правильным тетраэдром или близким к нему. Использование такой аппроксимации моделируемой среды существенно упрощает решение задачи перехода между элементами (выхода за пределы элемента) и нахождения фотона внутри элемента сетки.

Принципиальное отличие модели от известных существующих [7, 17 – 24] состоит в независимости алгоритма от геометрии среды. Это существенно выделяет данную модель среди прежних, использующих плоскопараллельные и сплошные гомогенные расчетные области. При расчетах могут использоваться любые параметры среды [22] и различные включения, например наночастицы [25].

Таким образом, предложенная модель позволяет проводить расчет распределения плотности поглощенной энергии лазерного излучения в многослойных материалах и может использоваться при решении задач анализа тепловых полей, возникающих при облучении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Сетейкин, А.Ю.** Модель расчета температурных полей, возникающих при воздействии лазерного излучения на многослойную биоткань [Текст] / А.Ю. Сетейкин // Оптический журнал. – 2005. – Т. 72. – № 7. – С. 42 – 47.
2. **Сетейкин, А.Ю.** Оптико-теплофизическая модель взаимодействия лазерного излучения с многослойными материалами [Текст] / А.Ю. Сетейкин // Известия вузов. Физика. – 2005. – № 6. Приложение. – С. 99 – 101.
3. **Сетейкин, А.Ю.** Анализ по методу Монте-Карло процессов распространения лазерного излучения в многослойных биоматериалах [Текст] / А.Ю. Сетейкин // Оптика и спектроскопия. – 2005. – Т. 99. – Вып. 4. – С. 685 – 689.
4. **Сетейкин, А.Ю.** Моделирование температурных полей с учетом распространения света в биоткани [Текст] / А.Ю. Сетейкин, И.В. Красников, Н.И. Фогель // Изв. вузов. Приборостроение. – 2007. – Т. 50. – № 9. – С. 24 – 28.
5. **Seteikin, A.Yu.** Research on thermal influence of laser radiation on skin with non-trivial geometry [Text] / A.Yu. Seteikin, I.V. Krasnikov // Proc. of SPIE. – 2007. – Vol. 6826. – P. 127 – 131.
6. **Шайдулов, В.В.** Многосеточные методы конечных элементов [Текст] / В.В. Шайдулов. – М.: Наука, 1989. – 288 с.
7. Оптическая биомедицинская диагностика [Текст]: В 2 т. Т. 1 / Под ред. В.В. Тучина. – М.: Изд-во физ.-мат. лит.-ры, 2007. – 560 с.
8. Optical-thermal response of laser-irradiated tissue [Text] / Ed. by A.J. Welch, M.J.C. van Gemert. – New York: Plenum Press, 1995. – 952 p.
9. **Сетейкин, А.Ю.** Моделирование распространения оптического излучения методом Монте-Карло в биологических средах с замкнутыми внутренними неоднородностями [Текст] / А.Ю. Сетейкин, И.В. Красников, М.С. Павлов // Оптический журнал. – 2010. – Вып. 77. – № 10. – С. 15 – 19.

10. **Van Gemert, M.J.C.** Skin optics [Text] / M.J.C. van Gemert, S.L. Jacques, H.J.C.M. Sterenborg, W.M. Star // IEEE Transactions on Biomedical Engineering. – 1989. – Vol. 36. – № 12. – P. 1146 – 1154.
11. **Голуб, И.Е.** Лазерные технологии в медицине: современные аспекты теории и применение [Текст] / И.Е. Голуб, А.Н. Малов, Л.В. Сорокина [и др.]. – Иркутск: ИГМУ, 2009. – 172 с.
12. **Meglinski, I.V.** Quantitative assessment of skin layers absorption and skin reflectance spectra simulation in the visible and near-infrared spectral regions [Text] / I.V. Meglinski // Physiological measurement. – 2002. – № 23. – P. 741–753.
13. **Meglinski, I.V.** Influence of refractive index matching on the photon diffuse reflectance [Text] / I.V. Meglinski // Physics in Medicine and Biology. – 2002. – № 47. – P. 4271–4285.
14. **Сетейкин, А.Ю.** Взаимодействие света с биологическими тканями и наночастицами [Текст] / А.Ю. Сетейкин, А.П. Попов. – Saarbrücken, Germany: LAP Lambert Academic Publishing, 2011. – 212 с.
15. **Сетейкин, А.Ю.** Теплофизическая модель взаимодействия лазерного излучения с многослойной биотканью [Текст] / А.Ю. Сетейкин, И.В. Красников // Вестник АмГУ. – 2005. – № 31. – С. 13 – 15.
16. **Сетейкин, А.Ю.** Расчет температурных полей, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с многослойным биоматериалом [Текст] / А.Ю. Сетейкин, И.В. Красников // Оптический журнал. – 2006. – Т. 73. – № 3. – С. 31 – 34.
17. **Arridge, S.R.** Optical tomography: forward and inverse problems [Text] / S.R. Arridge, J.C. Schotland // Inverse Problems. – 2009. – Vol. 25. – № 12. – P. 950 – 957.
18. **Bassi, A.D.** Propagation of spatial information in turbid media [Text] / A.D. Bassi, C. Andrea, G. Valentini [et al.] // Optics Letters. – 2008. – Vol. 33. – № 23. – P. 2836 – 2838.
19. **Fischer, D.G.** Monte Carlo modeling of spatial coherence: free-space diffraction [Text] / D.G. Fischer, S.A. Prahl, D.D. Duncan // J. Opt. Soc. Am. A. – 2008. – Vol. 25. – P. 2571 – 2581.
20. **Arridge, S.R.** Statistical basis for the determination of optical pathlength in tissue [Text] / S.R. Arridge, M. Hiraoka, M. Schweiger // Phys. Med. Biol. – 1995. – Vol. 40. – P. 1539–1558.
21. Photon migration in tissue and biomedical applications of lasers [Text] / Ed. by M. Motamedi // Appl. Opt. – 1993. – Vol. 32. – P. 367 – 434.
22. **Привалов, В.Е.** Фотоабляция биологических тканей [Текст] / В.Е. Привалов, А.Ю. Сетейкин // Вестник Санкт-Петербургского университета. – 2010. – Сер.11. – Вып. 2. – С. 225 – 237.
23. **Кривцун, А.М.** Анализ процессов распространения оптического излучения в биологических средах с использованием вычислений на графических процессорах [Текст] / А.М. Кривцун, А.Ю. Сетейкин // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2011. – № 1 (116). – С. 55 – 60.
24. **Фадеев, Д.А.** Анализ многократного рассеяния лазерного излучения в биологических средах с пространственными флуктуациями оптических параметров [Текст] / Д.А. Фадеев, А.Ю. Сетейкин // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2010. – № 2 (98). – С. 102 – 106.
25. **Красников, И.В.** Температурная реакция содержащих наночастицы биотканей на облучение светом УФ-А и УФ-В диапазонов [Текст] / И.В. Красников, А.Ю. Сетейкин, А.П. Попов, А.Э. Фотиади // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2009. – № 1 (73). – С. 113 – 118.

ПРИВАЛОВ Вадим Евгеньевич – доктор физико-математических наук, профессор кафедры экспериментальной физики Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
vaevpriv@yandex.ru

СЕТЕЙКИН Алексей Юрьевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры экспериментальной и теоретической физики Амурского государственного университета.

675027, г. Благовещенск, Игнатьевское шоссе, 21
seteikin@mail.ru

ФОТИАДИ Александр Эпаминондович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физической электроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
fotiadi@rphf.spbstu.ru