

В.И. Букатый, Т.К. Кронберг

Энергетические характеристики светового пучка, прошедшего через ансамбль частиц с сильно вытянутой индикатрисой рассеяния

Алтайский государственный университет, г. Барнаул

Поступила в редакцию 4.11.2002 г.

Численным методом Монте-Карло исследовано распространение пучка с гауссовской статистикой фотонов в среде с анизотропными рассеивателями. Получены распределение энергии в поперечном сечении пучка и зависимость яркости излучения от полярного угла при различных глубинах проникновения излучения.

Многие задачи оптики рассеивающих сред (оптической локации и видения, оптической диагностики и др.) связаны с эволюцией энергетических параметров светового пучка, прошедшего через слой мутной среды [1, 2]. Вид индикатрисы рассеяния, плотность упаковки дисперсных частиц, граничные условия для падающего на слой пучка, геометрия источника и детектора излучения определяют приближенные методы решения уравнения переноса излучения.

Для многих природных сред характерна сильно вытянутая индикатриса рассеяния. В малоугловом приближении [3] получены аналитические выражения для угловой структуры излучения вблизи направления падающих на слой фотонов, область применимости которых ограничивается толщинами $\tau' \approx 15$. Для слоев с большими значениями τ' альтернативным методом исследования является метод Монте-Карло. В качестве модельной среды с плотной упаковкой частиц и сильно вытянутой индикатрисой рассеяния удобно выбрать кровь, так как в клинической медицине решение ряда задач диагностики и терапевтического воздействия связывают с прохождением излучения через кровь [2]. Поэтому представляет интерес проследить за трансформацией энергетических параметров светового пучка в слое крови. В [4] исследовано распространение излучения от точечного мононаправленного источника в слое крови.

В настоящей статье представлены результаты численного моделирования энергетических характеристик светового пучка в слое крови, если источник генерирует излучение с гауссовской статистикой фотонов.

Кровь является сильнорассеивающей средой, и поэтому в уравнении переноса излучения интеграл столкновений имеет высокую кратность. Избежать огромных вычислительных трудностей позволяет имитационное моделирование методом Монте-Карло [5]. Оптические свойства крови определяются эритроцитами, входящими в ее состав. Для эритроцитов характерны следующие

оптические параметры [6]: концентрация $n = 5 \cdot 10^6 \text{ мм}^{-3}$, сечения рассеяния $\sigma_{\text{рас}}$ и поглощения $\sigma_{\text{пог}}$ на длине волны $\lambda = 632 \text{ нм}$ равны соответственно 57,2 и 0,06 мкм^2 , сечение ослабления $\sigma_{\text{осл}} = \sigma_{\text{рас}} + \sigma_{\text{пог}}$. Пусть фотоны по нормали входят в слой крови. Совместим ось z с направлением падающего пучка. Начальные координаты фотонов моделируются по нормальному закону и принимают значения [5]:

$$\begin{aligned}x_0 &= \sigma \sqrt{-2 \ln \gamma_1} \cos 2\pi\gamma_2; \\y_0 &= \sigma \sqrt{-2 \ln \gamma_1} \sin 2\pi\gamma_2; \\z_0 &= 0,\end{aligned}$$

где γ_1 и γ_2 генерируются с помощью датчика случайных чисел; $\sigma^2 = R_0^2/2$ – дисперсия, R_0 – радиус пучка.

Случайное блуждание фотона внутри образца биоткани прослеживается от точки входа до его поглощения или до точки выхода, определяемой толщиной слоя крови. Длина свободного пробега τ между двумя последовательными столкновениями с эритроцитами распределена с плотностью вероятностей

$$p(\tau) = \frac{1}{\tau_0} \exp(-\tau/\tau_0)$$

и моделируется по формуле $\tau = -\tau_0 \ln(1 - \gamma)$, где $\tau_0 = n\sigma_{\text{осл}}$ – средняя длина свободного пробега; γ – случайная величина с равномерным распределением на отрезке $[0, 1]$. Фотон рассеивается либо поглощается эритроцитом с вероятностями: $p_{\text{рас}} = \sigma_{\text{рас}}/\sigma_{\text{осл}}$ и $p_{\text{пог}} = \sigma_{\text{пог}}/\sigma_{\text{осл}}$ соответственно. После столкновения фотон движется в направлении, определяемом полярным θ и азимутальным ϕ углами. Азимутальный угол ϕ равномерно распределен на отрезке $[0, 2\pi]$. Полярный угол θ рассеяния фотона моделируется с плотностью вероятностей, определяемой индикатрисой рассеяния Хензи–Гринштейна [6]:

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

где $g = \langle \cos\theta \rangle$ – средний косинус угла рассеяния. Наиболее удобно моделировать случайную величину $\xi = \cos\theta$. Используя метод Смирнова [5], несложно получить формулу для разыгрывания $\xi = \cos\theta$:

$$\xi = \frac{(1 + g^2) \xi_1 - (1 - g^2)^2}{2g\xi_1},$$

где $\xi_1 = (1 - g + 2g\alpha)^2$, α генерируется с помощью датчика случайных чисел. Из данного выражения следует, что вероятность рассеяния фотона в обратном направлении составляет $\sim 0,1\%$, так как при $\theta \geq 90^\circ$ случайная величина $\alpha \leq 0,00104$. Новое направление движения фотона после $n + 1$ акта рассеяния задается единичным вектором с координатами [7]:

$$a_{n+1} = a_n \left(\delta_0 - \frac{a_n \delta_1 + b_n \delta_2}{1 + |c_n|} \right) + \delta_1;$$

$$b_{n+1} = b_n \left(\delta_0 - \frac{a_n \delta_1 + b_n \delta_2}{1 + |c_n|} \right) + \delta_2;$$

$$c_{n+1} = c_n \delta_0 - \delta (a_n \delta_1 + b_n \delta_2),$$

где a_n, b_n, c_n – координаты единичного вектора до столкновения; $\delta_0 = \xi$; $\delta_1 = \sqrt{1 - \xi^2} \cos\varphi$, $\delta_2 = \sqrt{1 - \xi^2} \times \sin\varphi$;

$$\delta = \begin{cases} 1, & \text{при } c_n \geq 0, \\ -1, & \text{при } c_n < 0. \end{cases}$$

Детектирование излучения ведется на различных участках трассы от 100 до 800 мкм по глубине. Для этого плоскости, перпендикулярные оси пучка, разбиваются на кольцевые зоны, в которых сумматоры регистрируют попавшие фотоны. Число статистических испытаний для оценок изучаемых величин равнялось 10^5 . Численные расчеты показали незначительное уширение пучка ($\sim 10\%$) из-за многократного рассеяния. Дифракционной расходимостью на исследуемом участке можно пренебречь. Типичные зависимости относительной интенсивности I/I_0 (I_0 – максимальная интенсивность во входном пучке) от радиальной переменной ρ в поперечном сечении пучка приведены на рис. 1.

Характерные размеры пучка (по уровню e) начинают превышать начальное значение $R_0 = 1$ мм на глубине z более 600 мкм.

Многократное рассеяние изменяет гауссовскую структуру пучка в поперечном сечении при больших оптических толщах (рис. 1, кривая 4). На рис. 2 изображена зависимость логарифма пиковой интенсивности I_{\max}/I_0 от толщины слоя z . Интенсивность нерассеянного излучения на оси пучка убывает по экспоненте с коэффициентом ослабления $\alpha_{\text{осл}} = 1,44 \text{ мм}^{-1}$.

Зависимости лучевой интенсивности $I(z, \rho, \theta)$ от полярного угла θ при различных значениях поперечной координаты ρ иллюстрируются на рис. 3 – 5. Вид кривых яркостей излучения при фиксированной толщине слоя z не зависит от поперечной координаты ρ .

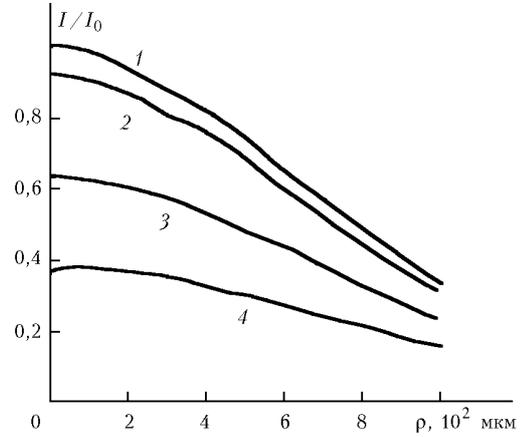


Рис. 1. Зависимость относительной интенсивности I/I_0 от радиальной переменной ρ в поперечном сечении пучка на различной глубине z : 0 (1), 100 (2), 400 (3), 700 (4) мкм; I_0 – максимальная интенсивность на оси пучка в точке с координатой $z = 0$

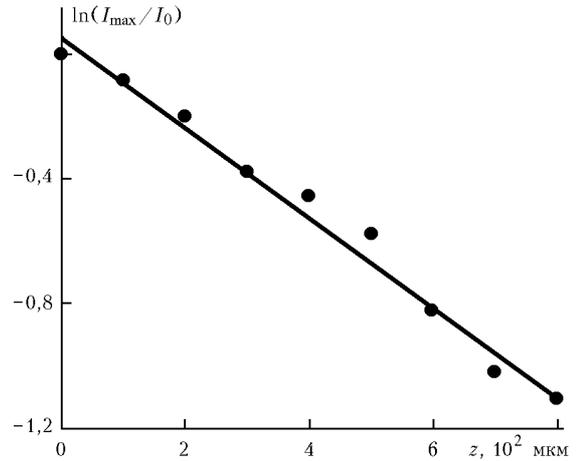


Рис. 2. Логарифмическая зависимость относительной пиковой интенсивности I_{\max}/I_0 от толщины z

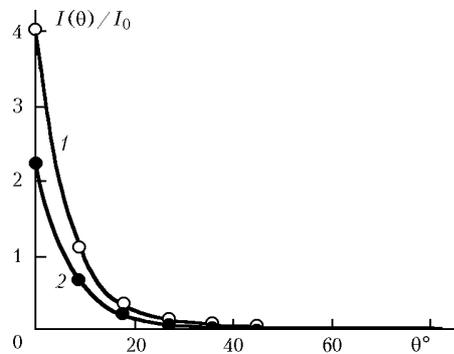


Рис. 3. Зависимость нормированной лучевой интенсивности $I(z, \rho, \theta)/I_0$ от полярного угла θ на глубине $z = 100$ мкм при различных значениях поперечной координаты ρ : 200 (1), 800 (2) мкм

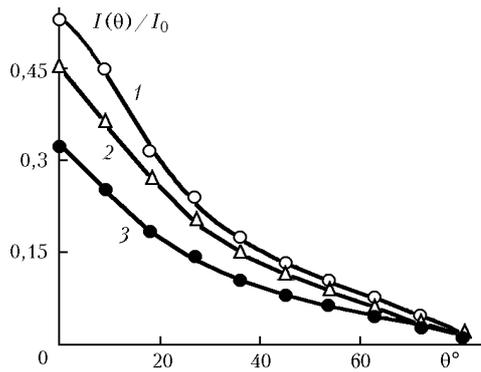


Рис. 4. Зависимость нормированной лучевой интенсивности $I(z, \rho, \theta)/I_0$ от полярного угла θ на глубине $z = 400$ мкм при различных значениях поперечной координаты ρ : 200 (1), 500 (2), 800 (3) мкм

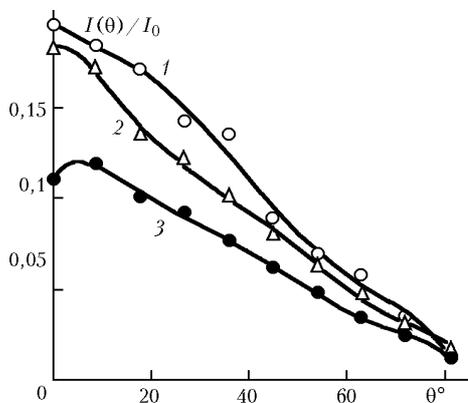


Рис. 5. Зависимость нормированной лучевой интенсивности $I(z, \rho, \theta)/I_0$ от полярного угла θ на глубине $z = 700$ мкм при различных значениях поперечной координаты ρ : 200 (1), 500 (2), 800 (3) мкм

Проникновение излучения в глубь слоя сопровождается трансформацией угловой зависимости лучевой интенсивности. Происходит уширение углового спектра с его одновременным выпрямлением в интервале углов $0-80^\circ$.

С помощью имитационного моделирования методом Монте-Карло нами изучено распространение светового пучка с гауссовской статистикой фотонов в слое крови толщиной до 800 мкм. Получены статистические оценки функционалов, таких как яркость излучения, интенсивности в поперечном сечении пучка, пиковой интенсивности на оси пучка.

1. Донченко В.А., Кабанов М.В. Рассеяние оптических волн дисперсными средами. Часть 2. Система частиц. Томск: Ротапринт ТФ СО АН СССР, 1983. 185 с.
2. Приезжев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П. Лазерная диагностика в биологии и медицине. М.: Наука, 1989. 73 с.
3. Долин Л.С., Савельев В.А. Новая модель размытия светового пучка в среде с сильно анизотропным рассеянием // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 2000. Т. 36. № 6. С. 794–801.
4. Букатый В.И., Кронберг Т.К., Михеев Д.В. Пространственное и угловое распределение светового поля в ансамбле частиц с сильно вытянутой индикатрисой рассеяния // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 3. С. 230–232.
5. Соболев И.М. Метод Монте-Карло. М.: Наука, 1985. 78 с.
6. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. М.: Мир, 1981. 280 с.
7. Ченцов Н.Н., Субботин А.Н. Моделирование процесса рассеяния частиц в методе Монте-Карло // Вопр. атом. науки и техн. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1982. Вып. 1(9). С. 3–9.

V.I. Bukatyi, T.K. Kronberg. Energy characteristics of light beam passed through an ensemble of particles with the scattering phase function having a sharp forward peak.

The propagation of a beam with the Gaussian statistics of photons was investigated by the Monte Carlo method for an anisotropic medium with scattering particles. The energy distribution in the beam's cross section and radiation brightness dependence on the polar angle were obtained for different depths of radiation penetration.