

УДК 535.37

МЕТОД МОМЕНТОВ В РЕШЕНИИ ЗАДАЧ РАСЧЕТА АУТОФЛУОРЕСЦЕНЦИИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ

© 1999 г. Г. В. Хачатурян, Д. А. Рогаткин

Институт общей физики РАН, 117952 Москва, Россия

Поступила в редакцию 01.09.98 г.

В окончательной редакции 22.02.99 г.

Предложена математическая модель расчета распространения лазерного излучения в неоднородных, рассеивающих и флуоресцирующих биологических тканях и средах, основанная на решении уравнения переноса методом моментов. Представлены результаты моделирования поведения флуоресцентного излучения в целях развития теоретических основ лазерной флуоресцентной диагностики в медицине.

ВВЕДЕНИЕ

Последние достижения в области лазерной и оптической диагностики в медицине [1] показывают, что дальнейшее развитие данного направления невозможно без привлечения для анализа и обработки результатов диагностики точных теоретических моделей взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями. И в первую очередь это относится к лазерной флуоресцентной диагностике, основанной на регистрации на поверхности биоткани интенсивности наведенной внешним лазерным излучением эндогенной флуоресценции, называемой также аутофлуоресценцией среды, по которой можно оценивать физиологическое и функциональное состояние обследуемых тканей и органов.

Рядом авторов в последнее время предпринимаются попытки построения различных моделей для описания распространения излучения в тканях с учетом явления флуоресценции [2, 3]. Однако, на наш взгляд, используемый ими упрощенный подход к задаче не позволяет строить высококачественные модели и оправдан лишь на самых начальных этапах. Для правильной интерпретации результатов диагностики желательно иметь возможность более точного теоретического моделирования различных ситуаций с целью, например, выяснения влияния оптических свойств самой среды на энергетические и пространственные параметры ее флуоресцентного излучения.

Одним из таких подходов может быть метод решения уравнения переноса на основе того или иного приближения. На наш взгляд, наиболее интересным является приближение метода моментов [4], которое не требует каких-либо ограничивающих условий на параметры среды и может давать решение с любой степенью точности путем учета более высших членов системы исходных

уравнений. Исторически основы метода были предложены Чандрасекаром [5] в 50-х годах, но в то время он не нашел широкого применения, так как в общем случае требует достаточно большого количества вычислений. Сегодня с появлением быстродействующих персональных компьютеров время расчета задачи средней сложности не превышает десятков секунд, что вполне приемлемо даже для систем реального времени. Однако известные на сегодня решения с использованием этого метода [4, 6] разработаны для случая однородной среды, не обладающей флуоресценцией. Целью данной работы является развитие идей метода моментов на общий случай неоднородной и флуоресцирующей биологической ткани.

МЕТОД

Если рассматривается падение плоской волны на полубесконечный слой рассеивающей среды, то интенсивность излучения является функцией одной координаты и уравнение переноса имеет вид [6]

$$\cos \nu \frac{dI_{\lambda}(x, \nu)}{dx} = -(\chi_{\lambda} + \sigma_{\lambda})I_{\lambda}(x, \nu) + \chi_{\lambda} \frac{B_{\lambda}(T)}{\pi} + \frac{\sigma_{\lambda}}{4\pi} \int_{4\pi} \rho_{\lambda}(\nu, \nu', \phi - \phi') I_{\lambda}(x, \nu') d\omega, \quad (1)$$

где ν, ν' и ϕ, ϕ' – полярные и азимутальные углы для направлений распространения и рассеяния излучения соответственно, I_{λ} – интенсивность излучения в среде, $B_{\lambda}(T)$ – тепловая функция излучения элемента среды, T – температура среды, σ_{λ} – коэффициент рассеяния среды, χ_{λ} – коэффициент поглощения среды, ρ_{λ} – индикатриса рассеяния излучения, ω – телесный угол.

Моментом интенсивности излучения n -го порядка при азимутальной симметрии называется интеграл

$$M_n(z) = 2\pi \int_{-1}^1 I(z, \mu) \mu^n d\mu, \quad (2)$$

где $z = \int_0^x \chi dx$; $\mu = \cos \nu$; $n = 0, 1, 2, \dots$ – порядок момента.

Как следует из определения, момент нулевого порядка пропорционален объемной плотности энергии излучения, а момент первого порядка равен потоку излучения.

Если все члены уравнения (1) умножить на $\cos^n \nu$ и проинтегрировать по полному телесному углу 4π , то после ряда преобразований получим бесконечную систему уравнений относительно моментов интенсивности излучения:

$$\begin{aligned} \frac{dM_{n+1}(z)}{dz} = & -(1 + \gamma)M_n(z) + \frac{1 + (-1)^n}{2(n+1)} B^*(z) + \\ & + \frac{\gamma}{2} \sum_{k=0}^n \frac{1 + (-1)^k C_n^k C_n^{k/2}}{2^k} \Gamma_{n,k} \sum_{r=0}^{k/2} (-1)^r C_{k/2}^r M_{n-k+2r}(z), \end{aligned} \quad (3)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots,$$

где $\gamma = \sigma/\chi$; $B^*(z) = 4B[T(z)]$; C_n^k – биномиальные коэффициенты, $\Gamma_{n,k} = \int_0^\pi \rho(\beta) \sin^k + 1 \beta \cos^{n-k} \beta d\beta$ – интегральная характеристика рассеяния, $\rho(\beta)$ – функция индикатрисы рассеяния.

На практике для получения приближения N -го порядка в системе (3) удерживаются первые N уравнений, содержащие $N + 1$ неизвестный момент M_0, M_1, \dots, M_N . Для получения замыкающего уравнения необходимо ввести упрощающее предположение относительно вида функции $I(z, \mu)$. Так, если предположить [4], что эта функция на интервале $\mu \in [-1, 1]$ может быть разложена в конечный ряд по полиномам Лежандра

$$\begin{aligned} I(z, \mu) = & \sum_{k=0}^{N-1} b_k(z) P_k(\mu), \\ P_k(\mu) = & \sum_{j=0}^k C_{j,N} \mu^{k-j}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $P_k(\mu)$ – полином Лежандра k -го порядка, то, умножая обе части равенства (3) на $P_N(\mu)$ и применяя к произведению $I(z, \mu) P_N(\mu)$ операцию

$$\int_{-1}^1 \{ \dots \} \mu^n d\mu \quad (5)$$

с использованием свойств ортогональности полиномов Лежандра, получим соотношение, замыкающее систему моментных уравнений:

$$\sum_{j=0}^N C_{j,N} M_{N-j}(z) = 0, \quad (6)$$

где $C_{j,N}$ – коэффициенты полиномов Лежандра N -го порядка.

Описание замыкающего условия в форме (6) эквивалентно представлению интенсивности излучения степенным рядом:

$$I(z, \mu) = \sum_{j=1}^N a_j(z) \mu^{N-j}, \quad (7)$$

причем коэффициенты $a_j(z)$ связаны с моментными характеристиками системой алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} M_n(z) = 2\pi \sum_{j=1}^N \frac{1 + (-1)^{N-j+n}}{N-j+n+1} a_j(z); \\ n = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (8)$$

В двучленном приближении метода моментов решение (3) сводится к решению следующей системы дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dM_1(z)}{dz} = -M_0(z) + B^*(z), \\ \frac{dM_2(z)}{dz} = -DM_1(z), \\ M_2(z) = \frac{1}{3}M_0(z), \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где $D = 1 + \gamma(1 - 0.5\Gamma_{1,0})$.

В общем случае уравнение переноса сформулировано для однородной и изотропной среды. При рассмотрении биологических тканей принципиальным является то, что они оптически не однородны. Например, кожа человека содержит ряд слоев (дерму, эпидермис и т.д.), различающихся по своим физико-химическим и другим свойствам, что приводит к ее оптической неоднородности. В этом случае можно предложить разбиение среды на ряд отдельных слоев, в каждом из которых оптические параметры останутся неизменными. Это позволяет использовать метод моментов в пределах каждого отдельного слоя с учетом условий поведения излучения на границах слоев (рис. 1) и таким образом описать распределение излучения во всей толще биологической ткани.

В такой постановке система (9) для каждого отдельного слоя имеет простые решения относи-

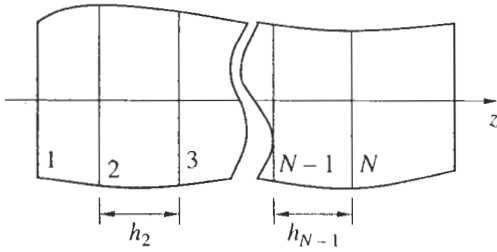


Рис. 1. Модельное представление слоисто-неоднородной среды. h_i – толщина слоя i , $z_j \in [0; h_i]$ – точка в слое i .

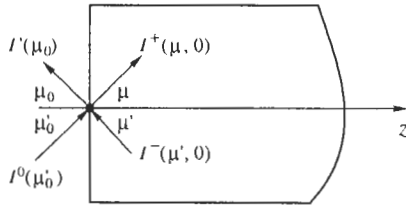


Рис. 2. Формулировка граничных условий. $I(\mu, z)$ – интенсивность излучения, $\mu = \cos \nu$.

тельно M_{0i} и M_{1i} :

$$M_{0i}(z_i) = \alpha_i [A_i(z_i) - B_i(z_i) - E_{1i}e^{\alpha_i z_i} + E_{2i}e^{-\alpha_i z_i}],$$

$$M_{1i}(z_i) = A_i(z_i) + B_i(z_i) + E_{1i}e^{\alpha_i z_i} + E_{2i}e^{-\alpha_i z_i}, \quad (10)$$

где $\alpha_i = \sqrt{3D_i}$,

$$A_i(z_i) = e^{-\alpha_i z_i} \int_0^{z_i} \frac{B_i^*(z')}{2} e^{\alpha_i z'} dz',$$

$$B_i(z_i) = e^{\alpha_i z_i} \int_0^{z_i} \frac{B_i^*(z')}{2} e^{-\alpha_i z'} dz',$$

$B^*(z') = B[T(z')]$ – функция излучения элемента среды, E_{1i} и E_{2i} – константы интегрирования, z'_i – местная система координат в слое i ; $z \in [0; h_i]$.

Для определения констант интегрирования необходимо сформулировать соответствующие граничные условия и условия сопряжения на границе слоев. Предположим, что слои ограничены поверхностями с произвольными законами отражения и пропускания излучения, а на левую границу среды (первый слой) падает излучение внешнего источника. Граничное условие для 1-го слоя, согласно [4], запишем, исходя из предположения о неразрывности интенсивностей на грани-

це среды и внешнем падающем потоке с интенсивностью $I_0(\mu'_0)$ (рис. 2):

$$I_1^+(\mu, 0) = \int_0^1 \bar{r}_1^-(\mu', 0) r_1^0(\mu, \mu') d\mu' + \int_0^1 q_1^0(\mu, \mu'_0) I^0(\mu'_0) d\mu'_0, \quad (11)$$

где $r_1^0(\mu, \mu')$ – функция индикатрисы отражения на границе, $q_1^0(\mu, \mu'_0)$ – функция индикатрисы пропускания через граничную поверхность.

Подставим в это уравнение степенные аппроксимации интенсивности излучения:

$$I_1^+(\mu, 0) = \sum_{j=1}^N a_{1j}^0 \mu^{N-j},$$

$$I_1^-(\mu', 0) = \sum_{j=1}^N a_{ij}^0 (-\mu')^{N-j} = \sum_{j=1}^N (-1)^{N-j} a_{ij}^0 (\mu')^{N-j}. \quad (12)$$

При решении практических задач интенсивность излучения внешнего источника удобно представить в виде суммы гладкой (диффузной) и δ -образной (направленной) составляющих:

$$I^0(\mu'_0) = \bar{I}_m^0 \sum_{j=1}^S b_j^0 (\mu'_0)^{S-j} + \bar{I}_\delta^0 \delta(\mu'_0 - \mu'_{0k}), \quad (13)$$

$$\delta = \begin{cases} 1 & \mu'_0 = \mu'_{0k}, \\ 0 & \mu'_0 \neq \mu'_{0k}, \end{cases}$$

где $\bar{I}_m^0, \bar{I}_\delta^0$ – постоянные компоненты гладкой и δ -образной составляющих, b_j^0 – коэффициенты разложения, $\delta(\mu'_0 - \mu'_{0k})$ – функция Дирака, μ'_{0k} – направление падения δ -образной составляющей.

Введем обозначения

$$R_{N-j}^{0,1}(\mu) = \int_0^1 r_1^0(\mu, \mu') \mu^{N-j} d\mu', \quad (14)$$

$$Q_{S-j}^{0,1}(\mu) = \int_0^1 q_1^0(\mu, \mu'_0) \mu_0^{S-j} d\mu'_0.$$

С учетом вышеизложенного (11) примет вид

$$\sum_{j=1}^N a_{ij}^0 \mu^{N-j} = \sum_{j=1}^N a_{1j}^0 R_{N-j}^{0,1}(\mu)(-1)^{N-j} + \bar{I}_m^0 \sum_{j=1}^S b_j^0 Q_{S-j}^{0,1}(\mu) + \bar{I}_\delta^0 q_1^0(\mu, \mu_{0k}'). \tag{15}$$

Для приведения граничного условия (15) в системе моментных уравнений применим к этому выражению операцию

$$\int_0^1 \{ \dots \} \mu^w d\mu,$$

где w – порядок момента ($w = 0, 1, \dots$), и преобразуем (15) к более удобному виду:

$$\sum_{j=1}^N \left\{ \frac{1}{N-j+W+1} - R_{N-j,w}^{0,1}(-1)^{N-j} \right\} a_{1j}^0 = \bar{I}_m^0 \sum_{j=1}^S b_j^0 Q_{S-j,w}^{0,1} + \bar{I}_\delta^0 Q_w^{0,1}(\mu_{0k}') \frac{1}{2\pi}, \tag{16}$$

где

$$Q_w^{0,1}(\mu_{0k}') = \int_0^1 q_1^0(\mu, \mu_{0k}') \mu^w d\mu, \\ R_{N-j,w}^{0,1} = \int_0^1 R_{N-j}^{0,i+1}(\mu_{i+1}') \mu_{i+1}'^w d\mu_{i+1}', \\ Q_{S-j,w}^{0,1} = \int_0^1 Q_{S-j}^{0,i+1}(\mu_{i+1}') \mu_{i+1}'^w d\mu_{i+1}'.$$

Правую часть (16) можно выразить через поток излучения:

$$\bar{I}_m^0 \sum_{j=1}^S b_j^0 Q_{S-j,w}^{0,1} + \bar{I}_\delta^0 Q_w^{0,1}(\mu_{0k}') \frac{1}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} F_0 \left\{ \eta_m^0 \Psi_0 \sum_{j=1}^S b_j^0 Q_{S-j,w}^{0,1} + \eta_\delta^0 Q_w^0(\mu_{0k}') \right\}, \tag{17}$$

где $F_0 = 2\pi \int_0^1 I(\mu_0') \mu_0' d\mu_0'$ – поток излучения внешнего источника, $\eta_m^0 = \frac{F_{0m}}{F_0} \eta_\delta^0 = \frac{F_{0\delta}}{F_0}$ – доли излучения гладкой и δ -образной составляющих в потоке излучения внешнего источника, $\Psi_0 = \left[\sum_{j=1}^S \frac{B_j}{(S-j+2)} \right]^{-1}$ – коэффициент, учитывающий переход от интенсивности излучения глад-

кой составляющей к потоку (для изотропной среды $\Psi = 2$).

Подставим в (16) с учетом (17) граничные значения моментов по (8):

$$M_{0,1}(0) = 4\pi a_{1,2}^0, \\ M_{1,1}(0) = \frac{4}{3}\pi a_{1,1}^0, \tag{18}$$

и граничные значения моментов 1-го слоя:

$$M_{0,1}(0) = \alpha_1 [E_2^1 - E_1^1], \\ M_{1,1}(0) = E_1^1 + E_2^1, \\ a_{1,2}^0 = \frac{1}{4\pi} \alpha_1 [E_2^1 - E_1^1], \\ a_{1,1}^0 = \frac{3}{4\pi} [E_1^1 + E_2^1]. \tag{19}$$

Подставляя эти выражения с учетом (17)–(19) в (16) при $w = 1, N = 2$, исключая значения моментов, получим

$$\sum_{j=1}^2 \left\{ \frac{1}{4-j} - (-1)^{2-j} R_{2-j,1}^{0,1} \right\} a_{ij}^0 = \frac{1}{4\pi} \left\{ E_1^1 \left(1 + 3R_{1,1}^{0,1} + \alpha_1 R_{0,1}^{0,1} - \frac{\alpha_1}{2} \right) + E_2^1 \left(1 + 3R_{1,1}^{0,1} + \frac{\alpha_1}{2} - \alpha_1 R_{0,1}^{0,1} \right) \right\}. \tag{20}$$

Введем обозначения

$$R_{e1}^{0,1} = 1 + 3R_{1,1}^{0,1} + \alpha_1 R_{0,1}^{0,1} - \frac{\alpha_1}{2}, \\ R_{e2}^{0,1} = 1 + 3R_{1,1}^{0,1} - \alpha_1 R_{0,1}^{0,1} + \frac{\alpha_1}{2}, \tag{21}$$

$$S_e^{0,1} = 2(\eta_m^0 \Psi_0 \sum_{j=1}^S b_j^0 Q_{S-j,1} + \eta_\delta^0 Q_1^0(\mu_{0k}')).$$

Тогда граничное условие (16) примет окончательный вид:

$$E_1^1 R_{e1}^{0,1} + E_2^1 R_{e2}^{0,1} = F_0 S_e^{0,1}. \tag{22}$$

Аналогично записываются граничное условие для правой границы слоя $i = m$

$$E_1^m R_{e1}^{m,*} + E_2^m R_{e2}^{m,*} = -I_m^- e^{2\alpha_m z_m} R_{e1}^{m,*} - I_m^+ e^{-2\alpha_m z_m} R_{e2}^{m,*}, \tag{23}$$

где $I_m^\pm = \int_0^{z_m} \frac{B_m(z'_m)}{2} e^{\pm \alpha_m z'_m} dz'_m$, и условия сопряжения смежных слоев:

$$\begin{aligned} -I_i^- e^{\alpha_i z_i} R_{e2}^{*,i} - I_i^+ e^{-\alpha_i z_i} R_{e1}^{*,i} - E_1^i e^{\alpha_i z_i} R_{e2}^{*,i} - \\ - E_2^i e^{-\alpha_i z_i} R_{e1}^{*,i} = E_2^{i+1} Q_{e1}^{i+1,i} - E_1^{i+1} Q_{e2}^{i+1,i}, \end{aligned} \quad (24)$$

где $Q_{e1}^{i+1,i} = (Q_{0,1}^{i+1,1} \alpha_{i+1} - 3Q_{1,1}^{i+1,i})$, $Q_{e2}^{i+1,i} = (Q_{0,1}^{i+1,1} \alpha_{i+1} + 3Q_{1,1}^{i+1,i})$.

Теперь система граничных условий и условий сопряжения содержит $2m$ неизвестных E_j^i и $2m$ уравнений, что дает возможность определить все неизвестные константы интегрирования в (10).

Обозначим сомножители при неизвестных константах через $U_{k\nu}$, а правые части уравнений — через W_k . Таким образом, получим систему линейных алгебраических уравнений:

$$\left. \begin{aligned} E_1^1 U_{11} + E_2^1 U_{12} + E_1^2 0 + E_2^2 0 + \dots + \\ + E_1^m 0 + E_2^m 0 = W_1, \\ E_1^1 U_{12} + E_2^1 U_{22} + E_1^2 U_{23} + E_2^2 U_{24} + \dots + \\ + E_1^m 0 + E_2^m 0 = W_2, \\ \dots \dots \dots \\ E_1^m 0 + E_2^m 0 + \dots + E_1^m U_{m,m-1} + E_2^m U_{m,m} = W_m. \end{aligned} \right\} (25)$$

Подставим результаты решения данной системы в (10) при условии, что

$$A_i(z_i) = B_i(z_i) = 0, \quad (26)$$

так как нас не интересует температурное поле в среде.

В результате получим значения моментов интенсивности зондирующего излучения для каждого слоя i .

Следующим этапом решения поставленной задачи является определение потока флуоресценции. Уравнение переноса в общем виде не содержит флуоресцентной компоненты. Однако оно в явном виде содержит планковскую функцию источников излучения $B^*(z)$, которую можно попытаться заменить на некоторую, неизвестную пока функцию источника флуоресценции $F(z)$.

В первом приближении можно считать, что $F(z)$ пропорциональна объемной плотности энергии в среде $M_0(z)$ или потоку $M_1(z)$ с коэффициентом пропорциональности (квантовым выходом) η , а также то, что длина волны флуоресцентного излучения λ' несколько больше длины волн источника излучения λ , так что между собой они не взаимодействуют, но оптические параметры (χ_i, γ_i и т.д.) среды остаются неизменными при перехо-

де от λ к λ' . В этом случае решение задачи разбивается на два этапа.

1. Решение прямой задачи для определения $M_0(z)$ и $M_1(z)$ в каждом слое для исходного излучения без учета функции источников $F(z)$.

2. Решение сопряженной задачи для определения $M_0^f(z)$ и $M_1^f(z)$ в случае нулевого внешнего источника ($F_0 = 0$) и наличия внутренних источников $B^*(z) = F(z) \sim \eta M_0(z)$, т.е. определение соответствующих моментов для флуоресцентного излучения.

Аналитически такое решение можно описать следующим образом:

$$B_i^*(z) = \eta M_{0,i}(z). \quad (27)$$

Тогда в (23) и (24) для флуоресцирующих слоев

$$I_i^\pm = \int_0^{z_i} \frac{\eta M_{0,i}(z'_i)}{2} e^{\pm \alpha_i z'_i} dz'_i. \quad (28)$$

Интегралы легко берутся в явном виде:

$$\begin{aligned} I_i^+ &= \eta \left[\frac{E_{2,i} z_i \alpha_i}{2} - \frac{E_{1,i}}{4} (e^{2\alpha_i z_i} - 1) \right], \\ I_i^- &= \eta \left[-\frac{E_{1,i} z_i \alpha_i}{2} + \frac{E_{1,i}}{4} (-e^{-2\alpha_i z_i} + 1) \right]. \end{aligned} \quad (29)$$

После этого для сопряженной задачи заново определяются константы интегрирования E_j^{i*} по (25) с учетом (29) при условии $F_0 = 0$, т.е. определяются константы для нахождения потока аутофлуоресценции биологической ткани.

Сам поток, вернее значение моментов для флуоресцентного потока $M_0^f(z) M_1^f(z)$, определяется по (10) с учетом новых E_j^{i*} и условия

$$\begin{aligned} A_i(z_i) &= e^{-\alpha_i z_i} I_i^+, \\ B_i(z_i) &= e^{\alpha_i z_i} I_i^-. \end{aligned}$$

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Поскольку для задач медицинской диагностики принципиальным является корректная интерпретация диагностической информации по величине интенсивности флуоресценции на внешней границе среды, представляется интересным рассмотреть влияние на интенсивность флуоресценции различных оптических свойств среды, и в первую очередь параметров рассеяния и поглощения. С этой целью представлены результаты расчета влияния коэффициента поглощения

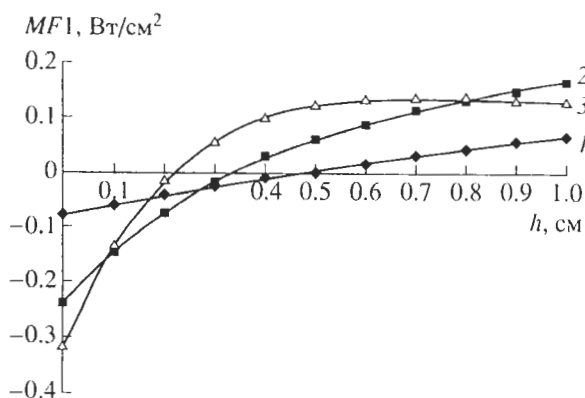


Рис. 3. Изменение значений потока флуоресценции $MF1$ в слое при разных коэффициентах поглощения среды, $\sigma = 0.1$. 1 - $\chi = 0.1$, 2 - 0.5, 3 - 1.0.

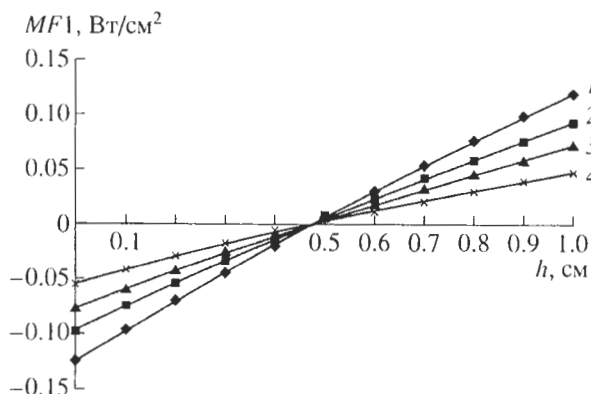


Рис. 4. Изменение значений потока флуоресценции $MF1$ в слое при разных коэффициентах рассеяния среды, $\chi = 0.1$. 1 - $\sigma = 0.1$, 2 - 0.5, 3 - 1.0, 4 - 2.0.

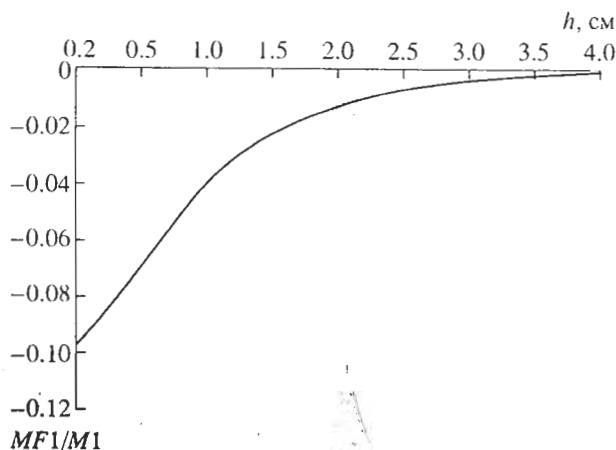


Рис. 5. Изменение отношения потока флуоресценции к внешнему потоку излучения на внешней границе объекта в двухслойной модели при изменении толщины первого слоя и условии, что коэффициент эффективности излучения $\eta_1 = 0$.

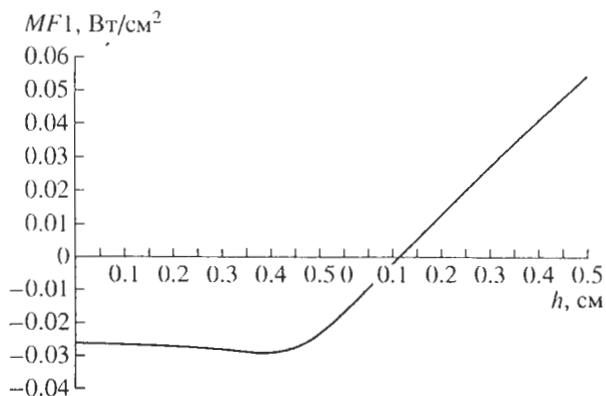


Рис. 6. Изменение значения потока флуоресценции в двухслойном объекте при условии, что коэффициент эффективности излучения $\eta = 0$, $\sigma_1 = 0$, $\chi_1 = 0$; $\sigma_2 = 0.1$, $\chi_2 = 0.1$.

(рис. 3) и коэффициента рассеяния (рис. 4) на поток флуоресценции, изменение отношения потока флуоресценции к внешнему потоку на границе первого слоя (рис. 5) двухслойной среды и распределение излучения внутри такой среды (рис. 6).

Как видно из представленных результатов, зависимость потока флуоресценции от изменения оптических свойств в общем случае нелинейна. Также нелинейно отношение потока флуоресценции к внешнему потоку при изменении толщины первого слоя, на который падает излучение.

Таким образом, грамотно построенные реальные системы лазерной клинической флуоресцентной диагностики должны при анализе интенсивности флуоресценции обязательно учитывать реальные спектральные оптические свойства биологических тканей, т.е. должны быть построены

по принципу анализа решений обратных задач светорассеяния. Без этого условия по величине флуоресценции оказывается весьма проблематично определение основных результатов диагностики: величины квантового выхода активных флуорохромов и глубины их залегания в тканях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видно из вышеизложенного, метод моментов может с успехом использоваться при решении задач расчета распределения излучения в неоднородных, рассеивающих биологических тканях, в том числе при анализе данных в методиках лазерной клинической флуоресцентной диагностики. При желании повысить точность модели можно воспользоваться приближениями более высоких

порядков, например четырехчленным приближением, однако это не всегда оправданно. Согласно [4], где проводился сравнительный анализ точности метода моментов и других приближений теории переноса, даже двухчленное приближение дает хорошие результаты и ошибка вычислений не превышает в общем случае 10%. Сам метод, видимо, несколько трудоемок в его начальной постановке, однако, однажды освоенный, может давать неплохие результаты при его использовании.

Авторы выражают благодарность В.А. Товстоногу (МГТУ им. Баумана) за его консультации и творческую поддержку при проведении работ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Рогаткин Д.А., Моисеева Л.Г., Барыбин В.Ф., Черный В.В.* Современные методы лазерной клиниче-

ской биоспектрофотометрии. Ч. 1. Введение в биоспектрофотометрию. Используемые методики и аппаратное оснащение. М.: Изд-во ВИНТИ, 1997. 55 с.

2. *Синичкин Ю.П., Утц С.Р., Меглинский И.В., Пилипенко Е.А.* // Опт. и спектр. 1996. Т. 80. № 3. С. 431–438.
3. *Richards-Kortum J. et al.* // IEEE Trans. on Biom. Eng. 1989. V. 36. № 12. P. 1222–1231.
4. *Елисеев В.Н., Товстоног В.А.* Теоретические основы расчета сложного теплообмена в элементах конструкций. Ч. 1. Уч. пособие по курсу "Теплопрочностной расчет конструкций". М.: Изд-во МВТУ им. Баумана, 1982. 51 с.
5. *Чандрасекар С.* Перенос лучистой энергии. М.: ИЛ, 1953. 431 с.
6. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981.