

А.А. Данилов, С.В. Селищев, С.А. Терещенко

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БИОЛОГИЧЕСКОЙ СИЛЬНОРАСSEИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ОСНОВЕ УТОЧНЕННОЙ ДИФFUЗИОННОЙ МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Аннотация

В работе проведено численное и экспериментальное сравнение двух моделей прохождения лазерных импульсов через сильно рассеивающую среду: классической диффузионной и уточненной диффузионной. Показано, что результаты, полученные в обеих моделях, достаточно точно совпадают с экспериментальными данными. При этом уточненная диффузионная модель более точно описывает прохождение лазерного излучения через рассеивающие слои с толщиной порядка длины свободного пробега фотонов.

1. Введение

Использование лазерного излучения для исследования биологических сред и тканей является перспективным направлением развития медицинской техники [1]-[5]. При этом одной из наиболее важных проблем в данной области остается развитие методов описания прохождения лазерного излучения через сильно рассеивающие среды (СРС). Преобладание процесса рассеяния над процессом поглощения при прохождении лазерного луча через биологические ткани не позволяет использовать приближение чисто поглощающей среды, как это делается, например, в алгоритмах трансмиссионной рентгеновской томографии. Таким образом, при описании взаимодействия лазерного излучения с СРС необходимо учитывать как процесс поглощения, так и процесс рассеяния. Одним из основных способов описания прохождения лазерного излучения через биологические ткани является уравнение переноса излучения с учетом рассеяния (УПИ). В общем виде УПИ не имеет аналитического решения, в связи с чем необходимы некоторые дополнительные допущения, позволяющие упростить вид исходного уравнения и получить приближенное решение. В настоящее время наиболее широко используется классическая диффузионная модель (КДМ) [6]-[8]. Эта модель позволяет в некоторых случаях получать достаточно точные результаты, однако в то же время обладает рядом существенных недостатков, снижающих ее точность и ограничивающих область ее применения. Одним из основных недостатков КДМ является замена мононаправленного источника, соответствующего используемому в реальных экспериментах лазером, изотропным источником, смещенным вглубь среды.

В качестве альтернативы КДМ была предложена уточненная диффузионная модель (УДМ) [9], учитывающая мононаправленность лазерного излучения. В настоящей работе приведены результаты численного моделирования прохождения лазерного излучения через СРС и обработки реальных экспериментальных данных с использованием УДМ. Показано, что УДМ превосходит КДМ в точности описания прохождения лазерных импуль-

сов через тонкие слои СРС и среды с невысокой концентрацией рассеивателя. Для толстых слоев СРС и сред с высокой концентрацией рассеивателя результаты, полученные в КДМ и УДМ, близки.

2. Теория

Уравнение переноса излучения, представляющее собой уравнение баланса частиц или энергий в замкнутом объеме, в односкоростном приближении и нестационарном виде может быть записано следующим образом [6], [7]:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) + \vec{\Omega} \text{grad}(\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)) + \mu(\vec{r}) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) - \iint_{4\pi} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', t) \mu_s(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) d\Omega' = S(\vec{r}, \vec{\Omega}, t), \quad (1)$$

где $S(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$ – плотность источников фотонов в точке \vec{r} в момент времени t , движущихся в направлении $\vec{\Omega}$; $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$ – плотность потока фотонов в точке \vec{r} в момент времени t , движущихся в направлении $\vec{\Omega}$; $\mu_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}')$ – дифференциальный по углам коэффициент рассеяния излучения (индикатриса рассеяния); $\mu(\vec{r}) = \mu_a(\vec{r}) + \mu_s(\vec{r})$ – коэффициент экстинкции; $\mu_a(\vec{r})$ – коэффициент поглощения излучения;

$\mu_s(\vec{r}) = \iint_{4\pi} \mu_s(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) d\Omega' = \iint_{4\pi} \mu_s(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) d\Omega$ – коэффициент рассеяния излучения; v – модуль скорости распространения излучения в среде.

Поскольку уравнение (1) в общем виде не имеет аналитического решения, необходимы дополнительные допущения, упрощающие его вид и позволяющие получить приближенное решение.

В настоящее время наиболее широко используется диффузионное приближение, основным предположением которого является представление функции плотности потока $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$ через изотропную $\Phi_d(\vec{r}, t)$ и анизотропную $\vec{F}_d(\vec{r}, t)$ составляющие [6]-[8]:

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) = \Phi_d(\vec{r}, t) + \vec{F}_d(\vec{r}, t) \vec{\Omega}. \quad (2)$$

Подстановка уравнения (2) в УПИ (1) позволяет получить систему уравнений относительно изотропной и анизотропной составляющих, для реше-

ния которой требуется ряд дополнительных допущений [7]. В частности, в классической диффузионной модели, являющейся в настоящее время основным способом описания взаимодействия лазерного излучения с биологическими СРС, при переходе к случаю полубесконечной однородной среды функция источника записывается как

$$S(\vec{r}, t) = S(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi} U_0 \delta(t) [\delta(z - z_0) - \delta(z + z_0)] \delta(x) \delta(y), \quad (3)$$

где $z_0 = (\mu'_s)^{-1} = [(1 - g)\mu_s]^{-1}$; μ'_s – редуцированный коэффициент рассеяния; g – средний косинус угла рассеяния; U_0 – исходная энергия импульса.

Таким образом, в КДМ для случая полубесконечной среды реальный точечный мононаправленный мгновенный источник заменяется дипольным мгновенным изотропным источником. Величина z_0 в КДМ вводится для того, чтобы полученное решение соответствовало приближенному граничному условию $\Phi_d(\vec{r}, t)|_{\vec{r} \in \Gamma} = 0$, где Γ – граница среды [6], [7]. В результате КДМ плохо описывает поведение фотонов вблизи источника, границ среды, а также при прохождении излучения через тонкие рассеивающие слои с толщиной порядка длины свободного пробега фотона [9].

Для временного распределения интенсивности ультракороткого импульса в полубесконечной среде в КДМ можно получить следующее решение [8]:

$$R(x, y, z, t) = \frac{1}{2} U_0 (4\pi Dvt)^{-3/2} t^{-5/2} \exp(-\mu_a vt) \times \left[(z - z_0) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + (z - z_0)^2}{4Dvt}\right) - (z + z_0) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + (z + z_0)^2}{4Dvt}\right) \right]. \quad (4)$$

В уточненной диффузионной модели, в отличие от КДМ, учитывается мононаправленность исходного излучения. Функция точечного мононаправленного мгновенного источника записывается следующим образом [9]:

$$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) = U_0 \delta(\vec{r}) \delta(t) \delta_2(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}_0), \quad (5)$$

где $\vec{\Omega}_0$ – направление распространения излучения; $\delta_2(\bullet)$ – поверхностная дельта-функция [7].

Для временного распределения интенсивности ультракороткого лазерного импульса в полубесконечной среде, выбирая $\vec{\Omega}_0$ совпадающим по направлению с осью z , можно получить следующее решение [9]:

$$R(\vec{r}, t) = R(x, y, z, t) = \frac{3}{2} U_0 (4\pi Dvt)^{-3/2} \exp(-\mu_a vt) \times \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{4Dvt}\right) \frac{(z^2 + zvt - 2Dvt)}{2vt^2}. \quad (6)$$

Следует отметить, что в УДМ приближенное граничное условие выполняется без дополнитель-

ных предположений и введения величины z_0 , что повышает точность УДМ при описании поведения фотонов вблизи границ и источников, а также при описании прохождения лазерного излучения через тонкие рассеивающие слои с толщиной порядка длины свободного пробега фотонов.

3. Численное моделирование

Основным преимуществом УДМ перед КДМ является более точное соответствие физическому процессу взаимодействия лазерного излучения с СРС за счет учета мононаправленности лазерного излучения. Для сравнения точности двух моделей было проведено численное моделирование процесса прохождения ультракороткого лазерного импульса через слой СРС. При этом считалось, что полученные в КДМ и УДМ временные распределения интенсивности ультракороткого импульса в сечении полубесконечной среды с координатой z описывают временное распределение интенсивности ультракороткого импульса, прошедшего через рассеивающий слой толщины z .

На рис. 1 приведены временные распределения, полученные в УДМ и КДМ для тонкого рассеивающего слоя (с толщиной порядка длины свободного пробега фотонов).

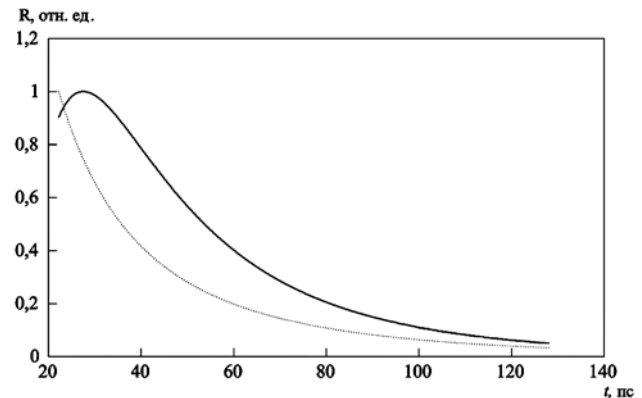


Рис. 1. Нормированные временные распределения интенсивности короткого лазерного импульса, прошедшего через слой СРС с коэффициентом поглощения $0,04 \text{ мм}^{-1}$, коэффициентом рассеяния $0,2 \text{ мм}^{-1}$ и толщиной 5 мм для КДМ (сплошная линия) и УДМ (пунктирная линия)

Кривая временного распределения интенсивности, полученного в УДМ, имеет монотонно убывающий характер, что соответствует результатам, получаемым в реальных экспериментах. В то же время кривая, соответствующая КДМ, имеет смещенный максимум.

Кривые временных распределений интенсивности лазерного импульса, прошедшего через толстый рассеивающий слой, полученные в УДМ и КДМ, близки (рис. 2).

Более полное представление о характере временных распределений, получаемых в УДМ и КДМ, дают зависимости параметров временного распределения – полуширины рассеянного пика и смещения максимума рассеянного пика – от толщины рассеивающего слоя (рис. 3-4).

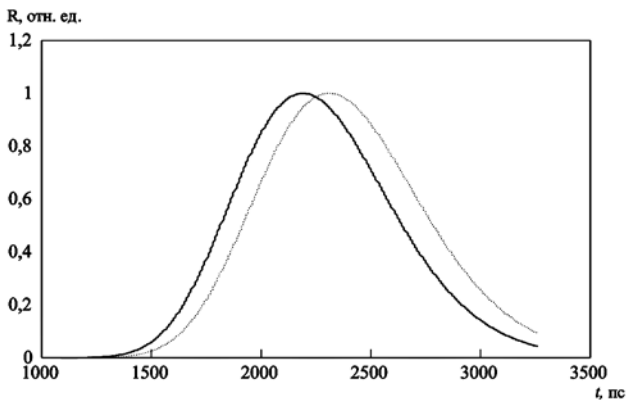


Рис. 2. Временное распределение короткого лазерного импульса, прошедшего через слой СРС с коэффициентом поглощения $0,04 \text{ мм}^{-1}$, коэффициентом рассеяния $0,2 \text{ мм}^{-1}$ и толщиной 250 мм для КДМ (сплошная линия) и УДМ (пунктирная линия)

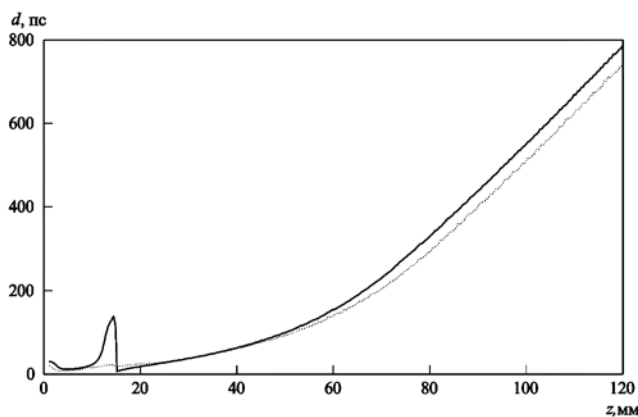


Рис. 3. Зависимость полуширины рассеянного пика от толщины рассеивающего слоя с коэффициентом поглощения $0,04 \text{ мм}^{-1}$, коэффициентом рассеяния $0,2 \text{ мм}^{-1}$ для КДМ (сплошная линия) и УДМ (штриховая линия)

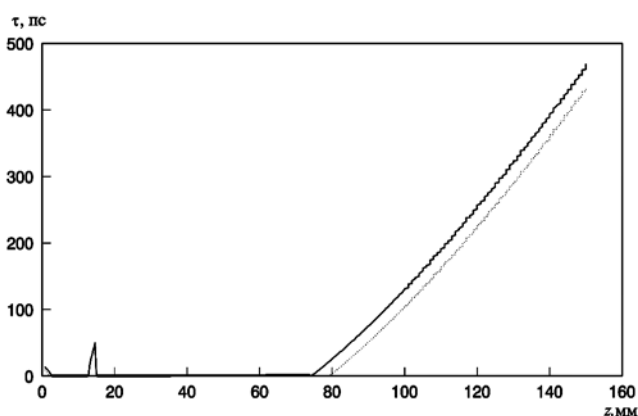


Рис. 4. Зависимость смещения максимума рассеянного пика от толщины рассеивающего слоя с коэффициентом поглощения $0,04 \text{ мм}^{-1}$, коэффициентом рассеяния $0,2 \text{ мм}^{-1}$ для КДМ (сплошная линия) и УДМ (штриховая линия)

На зависимостях, полученных в КДМ, присутствует возмущение в районе значений толщины порядка z_0 . В УДМ такие возмущения отсутству-

ют. Для больших значений толщины рассеивающего слоя полученные результаты близки. Таким образом, по результатам численного моделирования можно сделать вывод о том, что УДМ превосходит КДМ в точности описания прохождения лазерных импульсов через тонкие рассеивающие слои (с толщиной порядка длины свободного пробега фотонов). Для толстых рассеивающих слоев результаты, полученные в обеих моделях, близки.

4. Эксперимент

Для экспериментального исследования оптических характеристик рассеивающих сред и возможностей КДМ и УДМ использовалась установка, реализующая режим регистрации одиночных фотонов с временной корреляцией (РОФК). Блок-схема установки приведена на рис. 5.

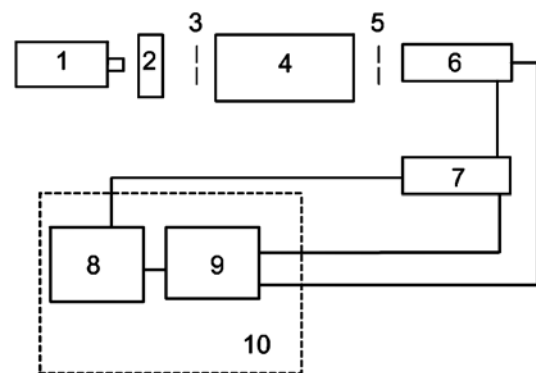


Рис. 5. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – источник излучения – импульсный лазер; 2 – набор светофильтров; 3 – диафрагма $d_1 = 1 \text{ мм}$; 4 – модельная биологическая сильнорассеивающая среда; 5 – диафрагма $d_2 = 2,5 \text{ мм}$; 6 – ФЭУ; 7 – предусилитель сигнала с выхода ФЭУ; 8 – плата регистрации методом РОФВК; 9 – плата управления предусилителем и ФЭУ; 10 – персональный компьютер

В качестве источника излучения использовался импульсный полупроводниковый лазер ВНLP-700 производства фирмы «Becker & Hickl GmbH» (Германия) с длительностью импульса 75 пс , длиной волны излучения 782 нм , частотой следования импульсов 50 МГц . Средняя мощность излучения лазера составляла 2 мВ .

Приемный канал экспериментальной установки реализован на базе ФЭУ НАМ-Н5783-02 фирмы «Hamamatsu», предусилителя DCC-100, платы ввода и обработки данных SPC-130, работающей в режиме РОФВК, производства фирмы «Becker & Hickl GmbH».

Временное разрешение экспериментальной системы составило порядка 240 пс . Экспериментальная установка в целом продемонстрировала хорошую стабильность характеристик, т. к. временное разрешение системы оставалось неизменным в течение 5 и более часов постоянной работы.

Модельная биологическая СРС представляла собой раствор рассеивателя (молока) в воде. Для проведения исследований использовали стеклянный резервуар размером $400 \times 200 \times 200 \text{ мм}$. Измене-

ние рассеивающих свойств СРС осуществлялось путем изменения концентрации рассеивателя в воде (объемная доля молока в воде изменялась от $n = 0$ до $n = 0,05$). По результатам эксперимента определялись оптические характеристики СРС – коэффициент поглощения и коэффициент рассеяния – в УДМ и КДМ для двух значений толщины рассеивающего слоя – 200 и 400 мм. Для каждой толщины проводились 3 серии измерений, после чего полученные данные усреднялись.

На рис. 6а, б приведены результаты измерения коэффициента поглощения модельной СРС в КДМ и УДМ. Абсолютная погрешность определения значений коэффициента поглощения в обоих моделях составила $\pm 0,001 \text{ мм}^{-1}$ (на графике не показана из-за слишком малой величины).

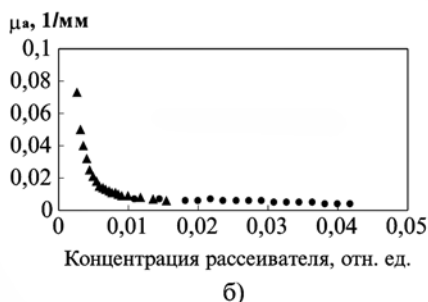
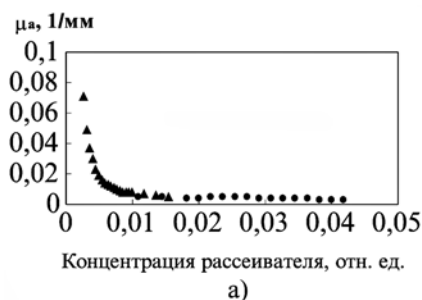


Рис. 6. Зависимости коэффициента поглощения КДМ (а) и УДМ (б) от концентрации рассеивателя для слоя толщиной 400 мм (Δ) и слоя толщиной 200 мм (\bullet)

Для небольших значений концентрации рассеивателя коэффициент поглощения излучения модельной среды должен оставаться постоянным. Между тем при объемной концентрации рассеивателя менее 0,01 в обоих моделях наблюдается аномальная картина: коэффициент поглощения убывает по мере роста концентрации рассеивателя. Это связано с тем, что в данной области рассеивающие свойства модельной среды выражены слабо и обе модели оказываются неприменимы. При значениях концентрации рассеивателя более 0,01 рассеивающие свойства среды начинают преобладать над поглощающими, что соответствует предположениям, положенным в основу УДМ и КДМ. В этом случае в обоих моделях значения коэффициента поглощения практически не меняются при увеличении концентрации рассеивателя.

На рис. 7а, б приведены полученные в КДМ и УДМ зависимости редуцированного коэффициента рассеяния от концентрации рассеивателя. Абсолютная погрешность определения коэффициен-

та рассеяния составляла $\pm 0,015 \text{ мм}^{-1}$ для КДМ и $\pm 0,012 \text{ мм}^{-1}$ для УДМ.

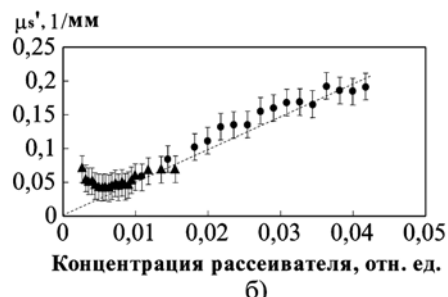
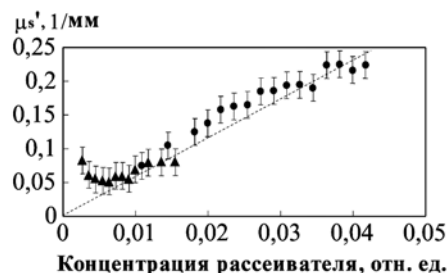


Рис. 7. Зависимости редуцированного коэффициента рассеяния КДМ (а) и УДМ (б) от концентрации рассеивателя для слоя толщиной 400 мм (Δ) и слоя толщиной 200 мм (\bullet)

Для значений концентрации рассеивателя менее 0,01 обе модели также дают аномальные результаты: коэффициент рассеяния убывает по мере увеличения концентрации рассеивателя. При концентрации рассеивателя более 0,01 редуцированный коэффициент рассеяния линейно увеличивается по мере роста концентрации рассеивателя. Аппроксимирующая линия (штриховая линия на рис. 7) проходит вблизи точки (0,0), что соответствует пренебрежимо малым рассеивающим свойствам чистой воды.

Поскольку коэффициенты поглощения и рассеяния в различных моделях имеют несколько различающийся физический смысл, прямое сравнение полученных величин для оценки точности моделей проводить нельзя. Поэтому после определения значений коэффициента рассеяния и коэффициента поглощения в КДМ и УДМ были построены кривые теоретических зависимостей полуширины и смещения максимума рассеянного пика от концентрации рассеивателя. Теоретические кривые были наложены на экспериментальные (рис. 8, 9).

В целом результаты, полученные как в КДМ, так и в УДМ, достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. КДМ несколько точнее в области концентрации рассеивателя от 0,01 до 0,03, а УДМ предпочтительнее при меньших и больших концентрациях рассеивателя. Кроме того, следует отметить, что кривая зависимости полуширины от концентрации рассеивателя, полученная в УДМ, не имеет локального минимума при малых значениях концентрации рассеивателя в отличие от кривой, полученной в КДМ. Таким образом, качественно УДМ лучше соответствует экспериментальным данным, чем КДМ. Полученная в УДМ

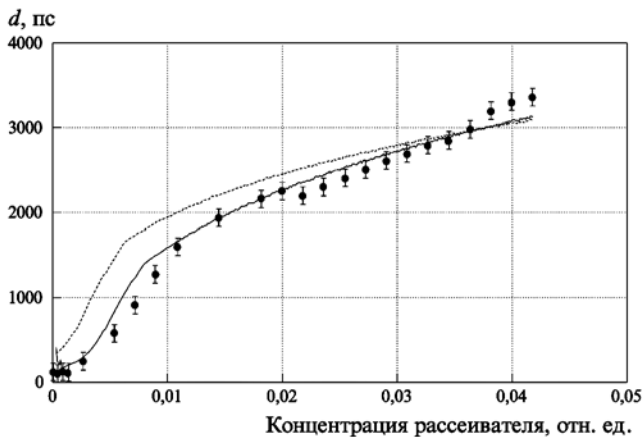


Рис. 8. Экспериментальная (●) и теоретические зависимости полуширины рассеянного пика от концентрации рассеивателя при толщине рассеивающего слоя 200 мкм (КДМ – сплошная линия, УДМ – штриховая линия)

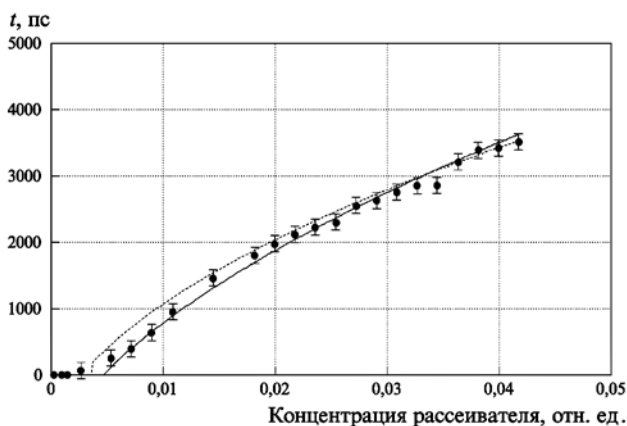


Рис. 9. Экспериментальная (●) и теоретические зависимости смещения максимума рассеянного пика от концентрации рассеивателя при толщине рассеивающего слоя 200 мкм (КДМ – сплошная линия, УДМ – штриховая линия)

зависимость смещения максимума рассеянного пика от концентрации рассеивателя предсказывает более раннее появление временных распределений со смещенным максимумом, что также лучше согласуется с экспериментальными данными.

5. Выводы

Было проведено численное и экспериментальное исследование прохождения лазерных импульсов через однородные СРС, и сделано описание этого процесса в классической и уточненной диффузионных моделях. По результатам численного моделирования показано преимущество УДМ перед КДМ при описании прохождения лазерного излучения через тонкие рассеивающие слои (с толщиной порядка длины свободного пробега). При больших значениях толщины рассеивающего слоя результаты, полученные в обеих моделях, качественно близки. По результатам эксперимента показано существование диапазона концентраций рассеивателя, в котором УДМ и КДМ могут быть применены для

описания прохождения лазерных импульсов через рассеивающие слои. Установлено, что в зависимости от величины концентрации рассеивателя результаты, получаемые в УДМ, могут быть как менее, так и более точными по сравнению с результатами, полученными в КДМ. Показано, что полученные в УДМ кривые зависимости параметров временного распределения интенсивности короткого импульса, прошедшего через рассеивающий слой, от концентрации рассеивателя качественно лучше соответствуют экспериментально полученным результатам.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № РНП.2.1.1.4553).

Список литературы:

1. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. – Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1998. 384 с.
2. Medical optical tomography: Functional imaging and monitoring. // Proc. SPIE. 1993. IS11. 656 p.
3. Optical Tomography and Spectroscopy of Tissue VI // Proc. SPIE. 2005. Vol. 5693. 545 p.
4. Photon Transport in Highly Scattering Tissue // Proc. SPIE. 1994. Vol. 2326. 520 p.
5. Тучин В. Тissue optics. Light scattering methods and instruments for medical diagnostic // Tutorial texts. 2000. Vol. TT38. SPIE Press. 378 p.
6. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т.1. – М.: Мир, 1981. 280 с.
7. Кейз К., Цвайфель П. Линейная теория переноса. – М.: Мир, 1972. 386 с.
8. Patterson M.S., Chance B., Wilson B.C. Time resolved reflectance and transmittance for the noninvasive measurement of tissue optical properties // Applied Optics. 1989. Vol. 28. № 12. P. 2331-2336.
9. Терещенко С.А., Данилов А.А., Подгаецкий В.М. Уточненная диффузионная модель для описания взаимодействия лазерного излучения с биологической тканью // Оптика и спектроскопия. 2007. Т. 102. № 5. С. 849-854.

Арсений Анатольевич Данилов,
канд. физ.-мат. наук,
мл. научный сотрудник,
Сергей Васильевич Селищев,
д-р физ.-мат. наук, профессор,
заведующий кафедрой,
Сергей Андреевич Терещенко,
д-р физ.-мат. наук, профессор,
кафедра биомедицинских систем,
Московский государственный институт
электронной техники
(технический университет),
г. Зеленоград,
e-mail: tsa@miee.ru