

# Особенности распространения квазибездифракционных световых пучков в сильно рассеивающих средах с поглощением

И.Л.Кацев, А.С.Прихач, Н.С.Казак, М.Кренинг

*На основе взаимосвязи между теорией когерентности светового поля и теорией переноса излучения в рассеивающих средах предложена методика расчета распределения освещенности, создаваемой когерентными квазибездифракционными пучками на разных глубинах проникновения излучения в рассеивающие среды типа биотканей. Методика основана на использовании оптической передаточной функции или функции размытия точки (ФРТ) среды. Описана простая и удобная аналитическая модель ФРТ. Приведены примеры распределения освещенности, создаваемой беселевым световым пучком в среде с оптическими параметрами, характерными для реальных биотканей. Показано, что в некоторых случаях полуширина осевого максимума бесселевого светового пучка, размытого вследствие рассеяния, практически не возрастает вплоть до оптических глубин, где вклад многократного рассеяния уже весьма значителен.*

**Ключевые слова:** когерентность, квазибездифракционный пучок, бесселев световой пучок, рассеивающая среда, биоткани.

## 1. Введение

В последнее время проявляется значительный интерес к использованию квазибездифракционных пучков, например бесселевых световых пучков (БСП), при исследовании биотканей [1, 2] и, в частности, в оптической когерентной томографии. Этот интерес обусловлен спецификой распространения БСП, которые обычно формируются с помощью кольцевой диафрагмы [3] или конической линзы [4, 5]. Недавно были предложены эффективные методы формирования БСП на основе анизотропных кристаллических сред [6, 7]. В отличие от традиционных оптических систем (сферические линзы, зеркала и т. д.), в которых увеличение пространственного разрешения в зоне фокусировки приводит к уменьшению длины этой зоны, и в отличие от пучков гауссова типа, в БСП высокое пространственное разрешение в поперечном направлении сохраняется на больших расстояниях. Это позволяет надеяться на значительное увеличение глубины зондирования в оптической томографии при сохранении высокого пространственного разрешения. Эффективность такого подхода применительно к распространению пучка в турбулентной атмосфере была экспериментально продемонстрирована в [8].

Однако, как известно, биоткани являются сильно рассеивающими средами [9–12]. В связи с этим особый интерес представляет исследование распространения когерентных квазибездифракционных пучков в рассеивающих средах, поскольку многократное рассеяние размы-

вает пучок и разрушает его пространственную когерентность. Сложность этой проблемы состоит в том, что она находится на стыке двух областей: когерентной оптики, оперирующей понятиями волновой оптики и, как правило, не учитывающей многократное рассеяние, и фотометрической теории переноса излучения, которая имеет дело с многократным рассеянием, но не учитывает волновую природу света.

В частности, ввиду громоздкости и сложности, мало-перспективной представляется попытка описания результирующего многократно рассеянного светового поля, при которой поля, рассеянные на отдельных, случайно расположенных рассеивателях, складываются с учетом фазовых соотношений.

Подобная задача, но применительно к описанию интерференционной составляющей когерентного обратного рассеяния от многократно рассеивающей среды рассматривалась в работах [13–15], где был предложен оригинальный подход, основанный на соответствии стохастического метода Монте-Карло итерационной процедуре решения уравнения Бете–Солпитера для корреляционной функции поля.

Одним из наиболее простых и очевидных подходов к проблеме теоретического описания распространения квазибездифракционных пучков в рассеивающих средах является представление фотометрической освещенности  $E(\mathbf{r}, z)$ , создаваемой в точке среды с координатами  $\mathbf{r}, z$ , в виде суммы двух компонент:

$$E(\mathbf{r}, z) = E_0(\mathbf{r}, z) + E_s(\mathbf{r}, z), \quad (1)$$

где

$$E_0(\mathbf{r}, z) = E_0^{\text{fr}}(\mathbf{r}, z) \exp(-\tau) \quad (2)$$

и  $E_s(\mathbf{r}, z)$  – вклады соответственно нерассеянной и рассеянной компонент излучения;  $E_0^{\text{fr}}(\mathbf{r}, z)$  – распределение

И.Л.Кацев, А.С.Прихач, Н.С.Казак. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68; e-mail: katsev@zege.bas-net.by

М.Кренинг. Fraunhofer Institute for Nondestructive Testing, Universität, Gebäude 37, 66123 Saarbrücken, Germany

Поступила в редакцию 13 сентября 2005 г., после доработки – 9 декабря 2005 г.

освещенности, создаваемое пучком в свободном пространстве;  $\tau = \varepsilon z$  – оптическая глубина;  $z$  – геометрическая глубина;  $\varepsilon$  – показатель ослабления.

Однако при таком подходе возникает ряд вопросов, в частности такие: правомерно ли указанное разделение с учетом когерентности рассеянного и нерассеянного световых полей? что следует считать источником для распределения освещенности  $E_s(r, z)$  и как рассчитывать это распределение?

Если считать, что источником рассеянного светового поля являются исходные волновые поля, а рассеянные поля складываются на уровне фотометрических интенсивностей, т. е. без учета фаз, то это означает, что в многократно рассеянном световом поле не учитывается когерентность излучения. В качестве примера рассмотрим освещение среды двумя плоскими волнами, падающими под некоторым углом друг к другу. Как известно, в этом случае возникает классическая интерференционная картина. В то же время при указанном предположении распределение освещенности, создаваемой многократно рассеянным излучением, оказывается однородным, не зависящим от координаты  $r$ .

В качестве альтернативы можно предположить, что источником рассеянного светового поля является распределение освещенности  $E_0(r, z = 0)$  на входе в рассеивающую среду, а формирование компоненты  $E_s(r, z)$  можно учитывать по законам теории переноса излучения. В данном случае когерентность излучения в какой-то степени учитывается через функцию  $E_0(r, z = 0)$ . Однако при этом необходимо знать угловую структуру излучения, формирующего распределение  $E_0(r, z = 0)$ , и, кроме того, данный подход, как и предыдущий, нельзя признать достаточно обоснованным.

В настоящей работе предлагается подход, позволяющий описывать распространение квазибездифракционных пучков в рассеивающей среде с учетом многократного рассеяния и когерентности излучения, а также представлены некоторые результаты, полученные в рамках этого подхода.

## 2. Описание подхода

Прежде чем ответить на поставленные выше вопросы, отметим, что с точки зрения оптики рассеивающих сред мягкие биоткани представляют собой сильно рассеивающие среды, как правило, с малым удельным поглощением и сильно выраженной анизотропией рассеяния. В частности, в терапевтическом окне прозрачности 0.6–1.3 мкм характерные диапазоны изменения оптических параметров таковы: показатель рассеяния  $\sigma \sim 10 - 100 \text{ мм}^{-1}$  [11, 12, 16, 17], показатель поглощения  $\kappa \sim 0.001 - 1 \text{ мм}^{-1}$  [11, 12], средний косинус индикатрисы рассеяния  $g \sim 0.8 - 0.95$  [11, 12]. Как известно, для описания рассеяния света в средах с сильно вытянутой индикатрисой рассеяния широко используется малоугловое приближение теории переноса излучения, которое применимо при оптических толщинах непоглощающей среды  $\tau \leq 6 - 8$  [18]. При наличии поглощения эта область становится шире.

Предлагаемый подход для описания распространения квазибездифракционных пучков в рассеивающей среде с учетом многократного рассеяния основан на известной взаимосвязи между теорией когерентности светового поля в рассеивающей среде и теорией переноса

излучения [19–26]. Рассмотрим взаимную функцию пространственной когерентности светового поля  $u(r, z)$  в плоскости  $z = \text{const}$  [27]

$$\Gamma(r, \rho, z) = \overline{u(r - \rho/2, z)u^*(r + \rho/2, z)}. \quad (3)$$

Здесь  $r = (r_1 + r_2)/2$ ;  $\rho = r_2 - r_1$ ;  $r_1$  и  $r_2$  – координаты точек в среде. В работе [26] показано, что если масштаб неоднородности функции когерентности поля  $\Gamma(r, \rho, z)$  по переменной  $r$  велик по сравнению с длиной волны излучения, то в области вне источников эту функцию можно представить в виде

$$\Gamma(r, \rho, z) = \int I(r, n_{\perp}, z) \exp(-ikn_{\perp}\rho) dn_{\perp}, \quad (4)$$

где функция

$$I(r, n_{\perp}, z) = \frac{1}{\lambda^2} \int \Gamma(r, \rho, z) \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda}n_{\perp}\rho\right) d\rho, \quad (5)$$

являющаяся угловым спектром функции когерентности поля  $\Gamma(r, \rho, z)$ , удовлетворяет уравнению переноса излучения, по крайней мере, в области применимости малоуглового приближения теории переноса. Здесь  $n_{\perp}$  – проекция единичного вектора  $n$  на плоскость  $z = \text{const}$ ;  $\lambda$  – длина волны излучения;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число.

Решение уравнения переноса излучения в малоугловом приближении, как известно [18], имеет вид

$$I(v, p, z) = I_0^{\text{fr}}(v, p, z)J(v, p, z), \quad (6)$$

где  $I(v, p, z)$  и  $I_0^{\text{fr}}(v, p, z)$  – соответственно фурье-трансформанты поля  $I(r, n_{\perp}, z)$  в среде и пространственно-углового распределения яркости  $I_0^{\text{fr}}(r, n_{\perp}, z)$ , создаваемой источником излучения в свободном пространстве;  $J(v, p, z)$  – фурье-трансформанта нормированной яркости  $J(r, n_{\perp}, z)$ , которая является функцией Грина задачи и зависит от оптических характеристик среды, но не зависит от характеристик источника;  $v$  и  $p = kp$  – параметры фурье-преобразования по координатам  $r$  и  $n_{\perp}$  соответственно.

Таким образом, на основании связи между теорией когерентности светового поля в рассеивающей среде и теорией переноса излучения можно утверждать, что соотношение (6) описывает не только перенос фотометрической яркости излучения, но и распространение функции когерентности светового поля. В этом случае функции  $I_0^{\text{fr}}(v, p, z)$  и  $I(v, p, z)$  следует рассматривать как фурье-трансформанты функций когерентности поля источника  $\Gamma_0^{\text{fr}}(r, p/k, z)$  и поля в среде  $\Gamma(r, p/k, z)$  соответственно по координате  $r$ . Заметим, что функция  $J(v, p, z)$  в формуле (6) описывает уменьшение пространственной когерентности светового поля при распространении его в рассеивающей среде.

Важно подчеркнуть, что функции  $I_0^{\text{fr}}(r, n_{\perp}, z)$  и  $I(r, n_{\perp}, z)$  не эквивалентны фотометрической яркости излучения [26]. В частности, они могут принимать отрицательные значения. Однако если функция когерентности изменяется по координате  $r$  медленнее, чем по  $\rho$ , то при усреднении по участкам, значительно превышающим площадь когерентности, угловой спектр  $I(r, n_{\perp}, z)$  функции когерентности  $\Gamma(r, \rho, z)$  становится величиной сугубо положительной и его можно трактовать как фотометрическую яркость излучения.

Положим теперь  $\mathbf{p} = 0$  в формуле (6). Из (4) видно, что это соответствует переходу к фурье-спектрам  $E(\mathbf{v}, z) = I(\mathbf{v}, \mathbf{p} = 0, z)$  и  $E_0^{\text{fr}}(\mathbf{v}, z) = I_0^{\text{fr}}(\mathbf{v}, \mathbf{p} = 0, z)$  распределений освещенности  $E(\mathbf{r}, z)$  и  $E_0^{\text{fr}}(\mathbf{r}, z)$  в плоскости  $z$ :

$$E(\mathbf{v}, z) = E_0^{\text{fr}}(\mathbf{v}, z)S(\mathbf{v}, z). \tag{7}$$

Здесь  $S(\mathbf{v}, z) = J(\mathbf{v}, \mathbf{p} = 0, z)$  – оптическая передаточная функция (ОПФ) среды [18], т. е. фурье-спектр функции размытия точки (ФРТ)  $S(\mathbf{r}, z)$ , представляющей собой распределение освещенности, создаваемое в произвольной плоскости  $z$  среды точечным мононаправленным источником.

Важно, что распределение освещенности  $E(\mathbf{r}, z)$  в плоскости  $z$ , зависящее от распределения  $E_0^{\text{fr}}(\mathbf{r}, z)$  (т. е. тоже в плоскости  $z$ ), не зависит от того, каким образом распределение  $E_0^{\text{fr}}(\mathbf{r}, z)$  получено. Этот результат является прямым следствием одного из свойств так называемой ракурсной инвариантности системы [18], для описания которой применимо малоугловое приближение теории переноса излучения.

Таким образом, для нахождения распределения освещенности  $E(\mathbf{r}, z)$ , создаваемой квазибездифракционным пучком в плоскости  $z$ , достаточно знать распределение освещенности  $E_0^{\text{fr}}(\mathbf{r}, z)$ , создаваемое источником излучения в той же плоскости  $z$  в свободном пространстве, и ФРТ  $S(\mathbf{r}, z)$  или ОПФ среды  $S(\mathbf{v}, z)$ . Подчеркнем, что при этом автоматически учитываются как многократное рассеяние в среде, так и когерентность излучения.

### 3. ОПФ и ФРТ среды

В малоугловом приближении теории переноса излучения выражение для функции  $J(\mathbf{v}, \mathbf{p}, z)$  в случае однородной среды имеет вид [18]

$$J(\mathbf{v}, \mathbf{p}, z) = \exp \left[ -\varepsilon z + \sigma \int_0^z x(\mathbf{p} + \mathbf{v}\xi) d\xi \right], \tag{8}$$

где  $x(\mathbf{p})$  – фурье-спектр индикатрисы рассеяния  $x(\beta)$ ;  $\beta$  – угол рассеяния. Из формулы (8) для ОПФ однородной среды получаем выражение

$$S(\mathbf{v}, z) = \exp \left[ -\varepsilon z + \sigma \int_0^z x(\mathbf{v}\xi) d\xi \right]. \tag{9}$$

Формула (9) имеет очень простой вид, однако она не всегда удобна для расчетов, поскольку, во-первых, редко

удаётся аппроксимировать индикатрису рассеяния таким образом, чтобы получить аналитическое выражение для функции  $x(\mathbf{p})$ , и, во-вторых, затруднен аналитический переход от ОПФ  $S(\mathbf{v}, z)$  к ФРТ  $S(\mathbf{r}, z)$ .

В теории переноса излучения для аналитического описания ФРТ широко используется малоугловое диффузионное приближение (МДП) [18]. В рамках МДП удастся получить аналитические выражения для нулевого и второго моментов азимутально-симметричной ФРТ. Поэтому ФРТ обычно представляется в виде суммы нерассеянной и рассеянной компонент излучения:

$$S(\mathbf{r}, z) = S_0(\mathbf{r}, z) + S_s(\mathbf{r}, z), \tag{10}$$

где освещенность, создаваемая рассеянной компонентой, аппроксимируется гауссовой функцией:

$$S_s(\mathbf{r}, z) = \frac{S_s(z)}{2\pi V_s(z)} \exp \left[ -\frac{r^2}{2V_s(z)} \right]; \tag{11}$$

$S_s(z)$  – поток рассеянного излучения через плоскость  $z$ ;  $V_s(z)$  – дисперсия рассеянной компоненты ФРТ.

Как известно [18], функция  $S_s(\mathbf{r}, z)$  в малоугловом приближении действительно стремится к гауссову распределению вида (11) при  $\sigma z \rightarrow \infty$ , однако может заметно отличаться от такового при малых  $\sigma z$ . Чтобы преодолеть эту трудность, в работе [28] был предложен многокомпонентный метод. В рамках этого метода индикатрисы рассеяния реальных объектов, имеющие сильно вытянутый пик «вперед», представляются в виде суммы нескольких компонент, т. е.

$$x(\beta) = \sum_i a_i x_i(\beta). \tag{12}$$

Соответственно ФРТ среды также приближенно представляется в виде суммы нескольких компонент:

$$S(\mathbf{r}, z) = \sum_i S_i(\mathbf{r}, z), \tag{13}$$

где

$$S_i(\mathbf{r}, z) = \frac{S_i(z)}{2\pi V_i(z)} \exp \left[ -\frac{r^2}{2V_i(z)} \right]. \tag{14}$$

Функции  $S_i(z)$  и  $V_i(z)$  легко вычисляются аналитически через оптические характеристики среды [18].

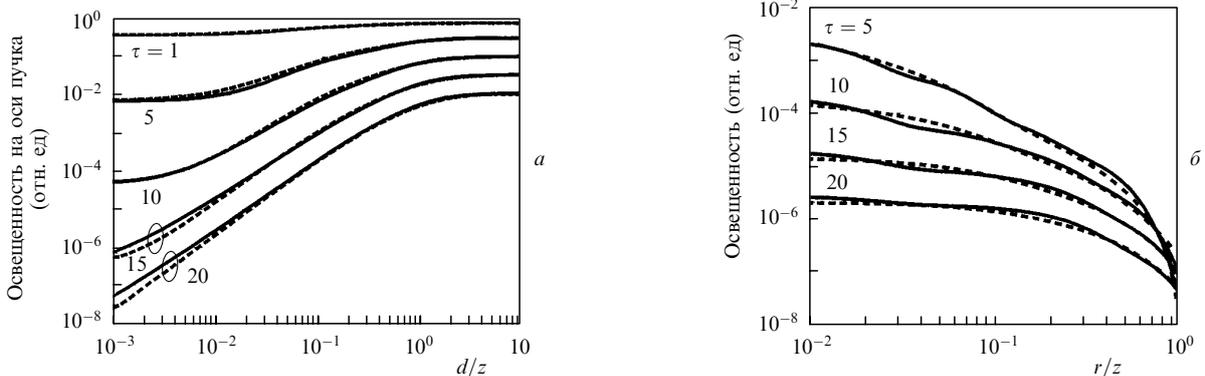


Рис.1. Освещенность на оси пучка как функция диаметра пучка  $d(z)$  и ФРТ в зависимости от отношения  $r/z$  ( $\delta$ ) для океанской воды с  $\varepsilon = 0.1 \text{ м}^{-1}$  и  $\sigma = 0.08 \text{ м}^{-1}$  при различных оптических толщинах слоя  $\tau$ . Сплошные линии – решение (13), (14), штриховые – малоугловое приближение.

Точность многокомпонентного метода проиллюстрирована на рис.1 на примере ФРТ для океанской воды, индикатриса рассеяния которой имеет примерно такую же степень вытянутости, как и индикатрисы рассеяния биотканей. Видно, что этот метод обеспечивает практически такую же точность, как и малоугловое приближение, но сохраняет простоту МДП.

Формула (7), связывающая фурье-спектры распределений освещенности  $E(r, z)$  и  $E_0^{fr}(r, z)$ , не всегда удобна для практических расчетов. Найдем соотношение, которое непосредственно связывает эти функции в пространстве оригиналов.

С учетом (7) и свойства азимутальной симметрии функций  $E_0^{fr}(r, z)$  и  $S(r, z)$  имеем

$$\begin{aligned} E(r, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty E(v, z) J_0(vr) v dv \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty E_0^{fr}(v, z) S(v, z) J_0(vr) v dv, \end{aligned} \quad (15)$$

или

$$E(r, z) = \int_0^\infty S(v, z) J_0(vr) v dv \int_0^\infty E_0(r', z) J_0(vr') r' dr', \quad (16)$$

где  $J_0(vr)$  – функция Бесселя. Изменяя в формуле (16) порядок интегрирования, получаем

$$E(r, z) = \int_0^\infty E_0(r', z) r' dr' \int_0^\infty J_0(vr) S(v, z) J_0(vr') v dv. \quad (17)$$

Если ФРТ среды  $S(r, z)$  можно представить в виде (13), (14), то из формулы (17) имеем [29]

$$\begin{aligned} E(r, z) &= \sum_i \frac{S_i(z)}{V_i(z)} \int_0^\infty E_0(r', z) \exp \left[ -\frac{(r-r')^2}{2V_i(z)} \right] \\ &\times \exp \left[ -\frac{rr'}{V_i(z)} \right] I_0 \left[ \frac{rr'}{V_i(z)} \right] r' dr', \end{aligned} \quad (18)$$

где  $I_0(rr'/V_i(z))$  – модифицированная функция Бесселя. В ряде случаев соотношение (18) оказывается более удобным для проведения численных расчетов, чем формула (7).

#### 4. Индикатрисы рассеяния биотканей

Как отмечалось выше, с точки зрения оптики рассеивающих сред мягкие биоткани представляют собой сильно рассеивающие среды с сильно выраженной анизотропией рассеяния. В оптической диффузионной томографии биотканей (томография мозга, маммография), нацеленной на обнаружение, как правило, поглощающих неоднородностей типа различных опухолей, обычно измеряют пропускание оптически толстого слоя ткани [12]. В этих случаях вследствие многократного рассеяния излучения тонкая структура индикатрисы рассеяния «замывается», т. е. не проявляется. Поэтому реальная индикатриса рассеяния  $x(\beta)$  может быть заменена ее приближенным представлением в виде комбинации малоугловой ( $x_1(\beta)$ ) и изотропной индикатрисы рассеяния:

$$x(\beta) = Fx_1(\beta) + (1 - F). \quad (19)$$

Здесь индикатрисы  $x(\beta)$  и  $x_1(\beta)$  нормированы обычным образом:

$$2\pi \int_0^\pi x(\beta) \sin \beta d\beta = 2\pi \int_0^\pi x_1(\beta) \sin \beta d\beta = 1; \quad (20)$$

параметр  $F \leq 1$  определяет долю энергии, приходящуюся на малоугловую часть  $x_1(\beta)$  индикатрисы рассеяния, а величина  $(1 - F)$  – энергетическую долю изотропной индикатрисы рассеяния.

Сильно вытянутую малоугловую часть  $x_1(\beta)$  часто заменяют  $\delta$ -функцией. Тогда из формулы (19) следует, что  $F = g$ , и мы переходим к известному транспортному приближению теории переноса излучения [18]. При этом для теоретического описания распространения света, как правило, применяется диффузионное приближение теории переноса, а в качестве оптических характеристик среды используются транспортный показатель рассеяния  $\sigma_{tr} = \sigma(1 - g)$  [12, 30–32] (в литературе эта величина часто обозначается  $\mu'_s = \mu_s(1 - g)$ ) и показатель поглощения  $\kappa$ . В данном случае индикатриса рассеяния новой «транспортной» среды является изотропной.

Однако для оптической когерентной томографии, а также для ряда других задач, связанных с диагностикой относительно тонких слоев сильно рассеивающих биологических тканей, где принципиальную роль играет повышение пространственного (поперечного и продольного) разрешения, такой подход явно недостаточен. Дело в том, что излучение, рассеянное в малых углах, даже при многократном рассеянии может достаточно долго сохранять пространственную когерентность и обеспечивать высокое пространственное разрешение. По этой причине в данном классе задач при описании переноса излучения нельзя заменять малоугловую часть  $x_1(\beta)$  индикатрисы рассеяния  $\delta$ -функцией, а необходим более корректный ее учет. Такой учет может быть выполнен в рамках малоугловых методов теории переноса излучения, в частности в рамках малоуглового приближения и МДП. В этих методах, как известно, используется либо детальная информация об индикатрисе рассеяния в малых углах, либо информация об интегральных параметрах (МДП), в частности средний квадрат угла рассеяния

$$\beta_{21} = \frac{\int_0^\infty \beta^2 x_1(\beta) \beta d\beta}{\int_0^\infty x_1(\beta) \beta d\beta}. \quad (21)$$

К сожалению, измерения малоугловой части индикатрисы рассеяния технически весьма сложны, в особенности в оптически плотных биотканях. Поэтому информация о таких измерениях в литературе практически отсутствует [9, 10]. Чтобы в какой-то степени восполнить этот пробел, можно воспользоваться некоторыми корреляционными связями между параметрами сильно вытянутых индикатрисы рассеяния, известными в гидрооптике и оптике облаков.

Анализ большого числа сильно вытянутых индикатрисы рассеяния морской воды [33] и облаков [34] показывает, что существует достаточно устойчивая корреляционная связь между средним косинусом индикатрисы рассеяния  $g$ , с одной стороны, и долей света  $F$ , приходящейся на малоугловую часть индикатрисы рассеяния  $x_1(\beta)$  в интервале углов  $0 - \beta_0$ , а также параметром  $\beta_{21}$ , с другой стороны. При  $\beta_0 = 45^\circ$  имеем [18]

$$1 - F \approx \frac{2}{3}(1 - g), \tag{22}$$

$$\beta_{21} = \frac{1 - g}{2}. \tag{23}$$

Таким образом, параметры индикатрисы рассеяния (19) выражены через средний косинус индикатрисы рассеяния  $g$ . При необходимости более детального задания малоугловой индикатрисы  $x_1(\beta)$  ее можно приближенно аппроксимировать, например, экспоненциальной функцией [18]:

$$x_1(\beta) = 2p^2 e^{-p\beta}, \tag{24}$$

где

$$p = 6/\beta_{21}. \tag{25}$$

### 5. Пример расчета распределения освещенности в бесселевом световом пучке

На рис.2 в качестве примера приведены результаты расчета распределения освещенности, в том числе ее рассеянной и нерассеянной компонент, создаваемых БСП на

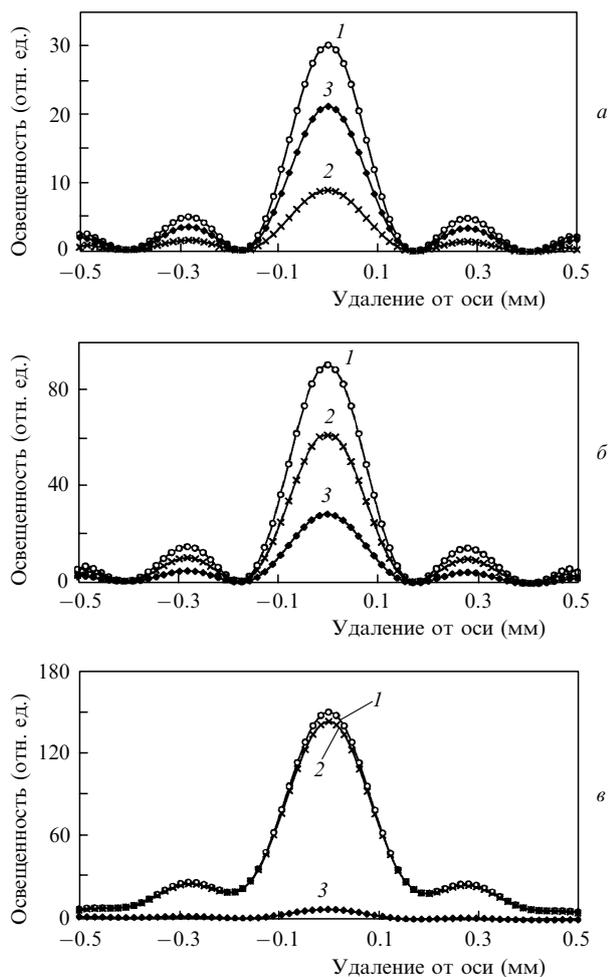


Рис.2. Распределение полной освещенности (1), а также ее рассеянной (2) и нерассеянной (3) компонент, создаваемых бесселевым пучком на различных глубинах в рассеивающей среде при  $\tau = 0.378$  (а), 1.26 (б) и 3.78 (в).

различных глубинах в рассеивающей среде с оптическими параметрами, характерными для реальных биотканей [35]: показатель ослабления  $\varepsilon = 12.6 \text{ мм}^{-1}$ , показатель поглощения  $\kappa = 0.033 \text{ мм}^{-1}$ , средний косинус индикатрисы рассеяния  $g = 0.9$ .

Как известно [1–4], распределение освещенности в бесселевом пучке в некоторой области за конической линзой можно приближенно описать функцией вида

$$E_0^{\text{fr}}(r, z) = (a + bz)J_0^2(ax), \tag{26}$$

где  $a$  и  $b$  – некоторые константы;  $J_0(ax)$  – функция Бесселя;  $a = (2\pi/\lambda) \sin \gamma$ ;  $2\gamma$  – угол схождения волн, формирующих бесселев пучок. Для представленного на рис.2 случая  $a = 13.66 \text{ мм}^{-1}$ ,  $a = 0$ ,  $b = 0.02 \text{ мм}^{-1}$ . Интересно отметить, что при использовании конической линзы для формирования бесселева пучка [4, 5] в формуле (26) параметр  $b > 0$ . Это может приводить к возрастанию освещенности на оси пучка с увеличением глубины  $z$  (сравни рис.2, а, б и в) несмотря на ослабление вследствие поглощения и рассеяния в среде. Такое возрастание объясняется дополнительной «подкачкой» энергии из периферийных зон конической линзы.

Прежде всего отметим, что распределение рассеянной компоненты освещенности, как и нерассеянной, имеет интерференционную структуру. Это отражает тот факт, что рассеянное излучение частично сохраняет пространственную когерентность. Из рис.2 видно также, что в данном случае полуширина осевого максимума бесселева пучка практически не возрастает вплоть до оптических глубин  $\tau \approx 3 - 4$ , где вклад многократного рассеяния уже весьма значителен. На первый взгляд этот результат может показаться несколько странным. Однако его объяснение является достаточно простым. Дело в том, что в данном случае полуширину  $\Delta r$  нулевого максимума функции  $E_0^{\text{fr}}(r, z)$ , составляющую  $\sim 0.1 \text{ мм}$ , нельзя считать малой, поскольку при показателе ослабления среды  $\varepsilon = 12.6 \text{ мм}^{-1}$  оптический размер  $\varepsilon \Delta r \approx 1.3$ . По этой причине в рассматриваемой зоне глубин полуширина ФРТ заметно уже, чем полуширина нулевого максимума. Следовательно, рассеянный свет практически не выходит из зоны прямого света и слабо уширяет пучок.

### 6. Заключение

Таким образом, предложенный в настоящей работе подход позволяет достаточно просто и эффективно описывать пространственную структуру квазибездифракционных пучков, распространяющихся в рассеивающих и поглощающих средах, с учетом многократного рассеяния и когерентности излучения. Опираясь на взаимосвязь между классической теорией когерентности и теорией переноса излучения, данный подход позволяет использовать для решения этой задачи хорошо развитый аппарат современной теории переноса, разрабатывать эффективные алгоритмы компьютерного моделирования и т. д. Кроме того, он открывает возможности для оценки функции когерентности светового поля в условиях многократного рассеяния при распространении квазибездифракционных пучков в рассеивающей среде.

Настоящая работа выполнена при поддержке МНТЦ в рамках проекта В-1065.

1. Goldfain E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3917**, 119 (2000).

2. Ding Z., Ren H., Zhao Y., Nelson J.S., Chen Z. *Opt. Lett.*, **27** (4), 243 (2002).
3. Durnin J., Miceli J.J. Jr., Eberly J.H. *Opt. Lett.*, **13**, 79 (1988).
4. Herman R.M., Wiggins T.A. *J. Opt. Soc. Am. A*, **8**, 932 (1991).
5. Herman R.M., Wiggins T.A. *Appl. Opt.*, **33**, 7297 (1994).
6. Белый В.Н., Казак Н.С., Хило Н.А. *Квантовая электроника*, **30**, 753 (2000).
7. King T.A., Hogervorst W., Kazak N.S., Khilo N.A., Ryzhevich A.A. *Opt. Commun.*, **187**, 407 (2001).
8. Aruga T., Li S.W., Yoshikado S., Takabe M., Li R. *Appl. Opt.*, **38** (15), 3152 (1999).
9. Van Gemert M.J.C., Jacques S.L., Sterenborg H.J.C.M., Star W.M. *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, **36** (12), 1146 (1989).
10. Marchesini R., Bertoni A., Andreola S., Melloni E., Sichirollo A.E. *Appl. Opt.*, **28**, 2318 (1989).
11. Тучин В.В. *Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях* (Саратов: изд-во Саратовского ун-та, 1998).
12. Зимняков Д.А., Тучин В.В. *Квантовая электроника*, **32**, 849 (2002).
13. Кузьмин В.Л., Меглинский И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **79** (3), 139 (2004).
14. Кузьмин В.Л., Меглинский И.В. *Оптика и спектроскопия*, **97** (1), 108 (2004).
15. Меглинский И.В., Чурмаков Д.Ю. *Оптика и спектроскопия*, **98** (4), 673 (2005).
16. Wilson V.C., Jacques S.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (12), 2186 (1990).
17. Cheong W.F., Prael S.A., Welch A.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (12), 2166 (1990).
18. Zege E.P., Ivanov A.P., Katsev I.L. *Image Transfer Through a Scattering Medium* (Heidelberg: Springer-Verlag, 1991).
19. Долин Л.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **7** (3), 471 (1964).
20. Долин Л.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **11** (6), 840 (1968).
21. Барабаненков Ю.Н. *ЖЭТФ*, **56** (4), 1262 (1969).
22. Овчинников Г.И. *Радиотехника и электроника*, **18** (10), 2044 (1973).
23. Furutsu K. *Radio Sci.*, **10**, 29 (1975).
24. Wolf E. *Phys. Rev. D*, **13**, 869 (1976).
25. Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатые поверхности и дистанционное зондирование* (М.: Мир, 1981).
26. Долин Л.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **23** (3), 332 (1980).
27. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
28. Zege E.P., Katsev I.L., Polonsky I.N. *Appl. Opt.*, **32** (15), 2803 (1993).
29. Градштейн И.С., Рыжик И.М. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М.: Наука, 1971).
30. Kienle A., Patterson M.S. *J. Opt. Soc. Am. A*, **14** (1), 246 (1997).
31. Wabnitz H., Rinneberg H. *Appl. Opt.*, **36** (1), 64 (1997).
32. Bevilacqua F., Marquet P., Coquoz O., Depeursinge C. *Appl. Opt.*, **36** (1), 44 (1997).
33. Копелевич О.В. В кн.: *Оптика океана. Т. 1. Физическая оптика океана* (М.: Наука, 1983, с.166–208).
34. Deirmendjian D. *Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersion* (New York: Elsevier, 1969).
35. Иванов А.П., Кацев И.Л. *Квантовая электроника*, **35** (7), 670 (2005).