

УДК 533.36

ЭВОЛЮЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ЕГО РАСПРОСТРАНЕНИИ В СРЕДЕ С СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫМ РАССЕЙНИЕМ

Л. С. Долин

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В предположении о сильной анизотропии индикатрисы рассеяния среды и исследуемого светового поля получены уравнения для определения пространственных моментов радиального распределения яркости в импульсном поле излучения точечного изотропного источника и аналогичных характеристик распределения облучённости от точечного мононаправленного источника. Указана процедура аналитического решения этих уравнений. Получены формулы для расчёта пространственных параметров светового импульса в заданный момент времени: расстояния между передним фронтом и «центром тяжести» импульса, а также его характерной длины. Показано, каким образом и при каких условиях временные параметры импульса могут быть определены по его пространственным параметрам.

ВВЕДЕНИЕ

Аналитические модели световых полей, создаваемых импульсными источниками излучения в мутных средах с сильно анизотропным рассеянием [1–9], используются в теории лидарного зондирования атмосферы и океана [10–14], а также для решения задач оптической томографии биотканей [15, 16]. В основном эти модели строятся на основе приближённых решений нестационарного уравнения переноса излучения с использованием предположения о том, что основная энергия светового поля сосредоточена в небольшом телесном угле около направления распространения прямого света источника. Достаточно простые выражения для яркости импульсного светового поля удаётся получить только в «малоугловом диффузионном» приближении, которое весьма грубо описывает пространственно-временную структуру поля и игнорирует её зависимость от формы индикатрисы рассеяния среды [5, 6]. Вместе с тем, интегральные характеристики светового поля (пространственные моменты продольного распределения яркости и облучённости в световом импульсе) поддаются более точному расчёту с учётом конкретных особенностей индикатрисы рассеяния [17]. Это становится возможным благодаря тому, что уравнения для пространственных моментов, которые получаются из уравнения переноса излучения «в уточнённом малоугловом» приближении [3, 4], учитывающем эффекты разброса фотонов по путям пробега, решаются строго (в отличие от самого уравнения переноса излучения). Ранее таким способом были получены общие выражения (в виде интегралов) для характеристик коллимированного δ -импульсного пучка света¹ в стратифицированной мутной среде с узкой индикатрисой рассеяния и приведены примеры расчёта одного из параметров, характеризующих удлинение импульса на трассе его распространения [18]. Данная работа посвящена исследованию поля более простого вида: импульсного поля излучения точечного изотропного источника в среде с однородными оптическими свойствами. В результате будут получены простые формулы, которые удобно использовать для практических оценок искажений импульсного сигнала при его распространении в природных рассеивающих средах.

¹ Под δ -импульсом понимается импульс, зависимость которого от времени имеет форму δ -функции.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Полагаем, что точечный изотропный источник света с мощностью $W\delta(t)$ располагается в точке $\mathbf{r} = 0$ бесконечно протяжённой мутной среды с однородными оптическими свойствами. Яркость света в точке \mathbf{r} в направлении единичного вектора $\mathbf{\Omega}$ в момент времени t обозначаем через $L^\circ(r, \psi, t)$, где $r = |\mathbf{r}|$ — расстояние до источника, $\psi = \arccos(\mathbf{r}_0\mathbf{\Omega})$ — угол отклонения луча от радиального направления, характеризуемого единичным вектором $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}/r$ (см. рис. 1а). Проводя исследование поля L° , будем иметь в виду, что результаты исследования могут быть использованы и для анализа влияния мутной среды на распределение скалярной облучённости $E^\uparrow(\mathbf{r}, t) = \int_{4\pi} L^\uparrow(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t) d\mathbf{\Omega}$ от точечного мононаправленного источника с мощностью $W\delta(t)$ (здесь L^\uparrow — яркость света этого источника, $d\mathbf{\Omega}$ — элемент телесного угла). Если источник располагается в точке $\mathbf{r} = 0$ и излучает в направлении единичного вектора \mathbf{z}_0 , то, согласно оптической теореме взаимности поля, L° и E^\uparrow будут связаны соотношением

$$E^\uparrow(r, \vartheta, t) = 4\pi L^\circ(r, \psi = \vartheta, t), \tag{1}$$

где $\vartheta = \arccos(\mathbf{r}_0\mathbf{z}_0)$ — полярный угол точки \mathbf{r} (рис. 1б). С помощью уравнения (1) характеристики поля E^\uparrow непосредственно выражаются через аналогичные характеристики поля L° .

Среда характеризуется показателем поглощения a , показателем рассеяния b и показателем ослабления $c = a + b$, индикатрису рассеяния $P(\gamma)$ мы считаем сильно вытянутой «вперёд» и налагаем на неё условие нормировки

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi P(\gamma) \sin \gamma d\gamma \approx \frac{1}{2} \int_0^\infty P(\gamma) \gamma d\gamma = 1.$$

С учётом сферической симметрии исследуемого поля L° и предположений о сильной анизотропии этого поля и индикатрисы рассеяния среды, уравнение переноса излучения можно упростить следующим образом:

$$\left(\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \Omega_r \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\Omega_r \Omega_\perp}{r} \frac{\partial}{\partial \Omega_\perp} + c \right) L^\circ(r, \Omega_\perp, t) = \frac{b}{4\pi} \iint_\infty L^\circ(r, \Omega'_\perp, t) P(|\Omega_\perp - \Omega'_\perp|) d\Omega'_\perp. \tag{2}$$

Здесь через v обозначена скорость света в среде, $\mathbf{\Omega}_\perp = \mathbf{\Omega} - (\mathbf{\Omega}\mathbf{r}_0) \mathbf{r}_0$ — составляющая вектора $\mathbf{\Omega}$ в плоскости, нормальной к вектору \mathbf{r}_0 , $\Omega_\perp = |\mathbf{\Omega}_\perp| = \sin \psi$, величину $\Omega_r = (\mathbf{\Omega}\mathbf{r}_0) = \cos \psi$ мы

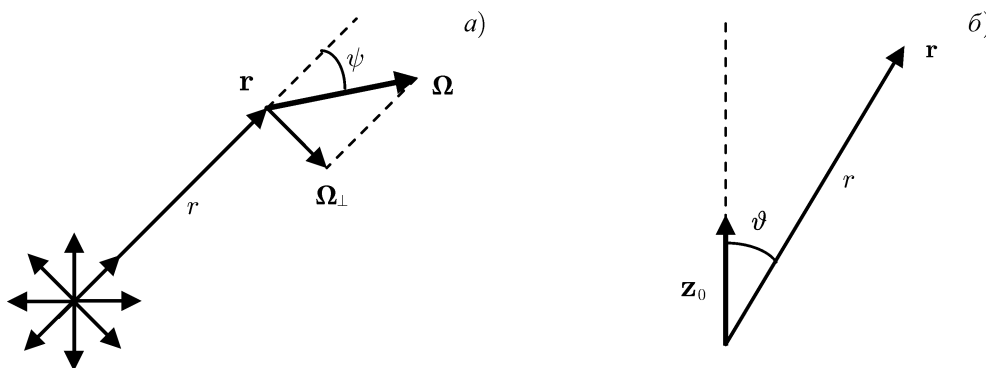


Рис. 1. Схематическое изображение для точечных изотропного (а) и мононаправленного (б) источников света

приближённо представим в виде $\Omega_r = 1 - \Omega_\perp^2/2$. Для удобства записи уравнения (2) в качестве аргумента функции L^\odot вместо угла ψ используем переменную $\Omega_\perp = \sin \psi$, не меняя обозначения самой функции.

Анализ пространственных параметров импульса будем проводить в сопровождающей системе координат [2]

$$s = vt, \quad l = vt - r. \quad (3)$$

Здесь s — расстояние между передним фронтом импульса и источником в момент времени t , а l — расстояние от переднего фронта импульса до точки \mathbf{r} . Продольную структуру импульса характеризуем пространственными моментами вида

$$M_n(\Omega_\perp, s) = \int_0^s l^n L^\odot(s-l, \Omega_\perp, s/v) dl, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Конечная цель работы будет заключаться в расчёте величин

$$l_1(\Omega_\perp, s) = M_1/M_0, \quad l_2(\Omega_\perp, s) = [(M_2/M_0) - l_1^2]^{1/2}, \quad (5)$$

первая из которых показывает, насколько «центр тяжести» импульса отстаёт от его переднего фронта, а вторая даёт представление о характерной длине импульса в зависимости от пройденного им пути.

2. ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ МОМЕНТОВ ПОЛЯ В ВИДЕ ИНТЕГРАЛОВ

Для упрощения левой части уравнения (2) заменим переменную Ω_\perp на $\rho = r\Omega_\perp$, в результате чего для функции

$$L_\rho(r, \rho, t) = L^\odot(r, \rho/r, t) \quad (6)$$

получим уравнение

$$\left[\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \left(1 - \frac{\rho^2}{2r^2} \right) \frac{\partial}{\partial r} + c \right] L_\rho(r, \rho, t) = \frac{b}{4\pi r^2} \iint_{\infty} L_\rho(r, \rho', t) P(|\rho - \rho'|/r) d\rho', \quad (7)$$

которое содержит производные по двум переменным вместо трёх. После перехода к переменным (3) уравнение (7) принимает вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial s} + \frac{\rho^2}{2r^2} \frac{\partial}{\partial l} + c \right) L(l, \rho, s) = \frac{b}{4\pi r^2} \iint_{\infty} L(l, \rho', s) P(|\rho - \rho'|/r) d\rho', \quad (8)$$

где

$$L(l, \rho, s) = L^\odot(s-l, \rho/r, s/v), \quad r = s-l. \quad (9)$$

Если считать, что продольное уширение светового импульса мало по сравнению с длиной пройденного им пути ($\{l_1, l_2\} \ll s$), и, пользуясь этим условием, заменить в (8), (9) r на s , то уравнение для поля L ещё более упростится:

$$\left(\frac{\partial}{\partial s} + \frac{\rho^2}{2s^2} \frac{\partial}{\partial l} + c \right) L(l, \rho, s) = \frac{b}{4\pi s^2} \iint_{\infty} L(l, \rho', s) P(|\rho - \rho'|/s) d\rho'. \quad (10)$$

Решение уравнения (10) должно удовлетворять начальному условию

$$L(l, \rho, 0) = [vW/(4\pi)] \delta(\rho) \delta(l), \quad (11)$$

искомое поле L° представляется через это решение в виде

$$L^\circ(r, \Omega_\perp, t) = L(vt - r, \Omega_\perp vt, vt). \quad (12)$$

Моменты (4) выражаются через моменты

$$L_n(\rho, s) = \int_0^s l^n L(l, \rho, s) dl \quad (13)$$

с помощью соотношений

$$M_n(\Omega_\perp, s) = L_n(\Omega_\perp s, s). \quad (14)$$

Представляя поле L в виде

$$L(l, \rho, s) = 2\pi \int_0^\infty F(l, k, s) J_0(k\rho) k dk, \quad (15)$$

для его пространственного спектра F получим из (10) уравнение

$$\left[\frac{\partial}{\partial s} - \frac{1}{2s^2} \Delta_k \frac{\partial}{\partial l} + c - bf(ks) \right] F(l, k, s) = 0. \quad (16)$$

Здесь J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка,

$$\Delta_k = \frac{\partial^2}{\partial k^2} + \frac{1}{k} \frac{\partial}{\partial k}, \quad f(p) = \frac{1}{2} \int_0^\infty P(\gamma) J_0(p\gamma) \gamma d\gamma, \quad (17)$$

$$F(l, k, 0) = A\delta(l), \quad A = vW/(16\pi^3). \quad (18)$$

Как следует из (16) и (18), моменты пространственного спектра

$$F_n(k, s) = \int_0^s l^n F(l, k, s) dl \quad (19)$$

удовлетворяют уравнениям

$$\left[\frac{d}{ds} + c - bf(ks) \right] F_n(k, s) = -\frac{n}{2s^2} \Delta_k F_{n-1}(k, s) \quad (20)$$

и условиям

$$F_0(k, 0) = A, \quad F_{n>1}(k, 0) = 0 \quad (21)$$

(учитывая условие $\{l_1, l_2\} \ll s$, при выводе уравнений (20) мы полагали $F(s, k, s) = 0$). После сделанных преобразований задача расчёта функций L_n сводится к решению обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка и вычислению интегралов

$$L_n(\rho, s) = 2\pi \int_0^\infty F_n(k, s) J_0(k\rho) k dk. \quad (22)$$

Из (20) и (21) для момента нулевого порядка функции F получаем выражение

$$F_0(k, s) = A \exp[-cs + \varphi(k, s)], \quad \varphi(k, s) = b \int_0^s f(ks_1) ds_1. \quad (23)$$

Моменты функции F произвольного порядка представляются в виде

$$F_n(k, s) = F_0(k, s)\Phi_n(k, s), \quad (24)$$

где функции Φ_n удовлетворяют уравнениям

$$\frac{d\Phi_n}{ds} = -\frac{n}{2s^2 F_0} \Delta_k(F_0 \Phi_{n-1}) = -\frac{n}{2s^2} \left[\Delta_k + 2 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial k} \right) \frac{\partial}{\partial k} + \Delta_k \varphi + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial k} \right)^2 \right] \Phi_{n-1} \quad (25)$$

и условиям

$$\Phi_0(k, s) \equiv 1, \quad \Phi_{n \geq 1}(k, 0) = 0. \quad (26)$$

В частности, при $n = 1, 2$ из (25) и (26) находим

$$\Phi_1(k, s) = -\frac{1}{2} \int_0^s \left\{ \Delta_k \varphi(k, s_1) + \left[\frac{\partial \varphi(k, s_1)}{\partial k} \right]^2 \right\} \frac{ds_1}{s_1^2}; \quad (27)$$

$$\Phi_2(k, s) = \Phi_1^2(k, s) - \int_0^s \left[\Delta_k + 2 \frac{\partial \varphi(k, s_1)}{\partial k} \frac{\partial}{\partial k} \right] \frac{\Phi_1(k, s_1) ds_1}{s_1^2}. \quad (28)$$

Таким образом, для определения параметров $l_1(\Omega_\perp, s)$ и $l_2(\Omega_\perp, s)$ мы должны рассчитать функции $F_0(k, s)$, $F_1(k, s)$ и $F_2(k, s)$ по формулам (23)–(28), найти функции $M_n(\Omega_\perp, s)$ по формулам (14) и (22) и подставить эти функции в формулы (5). Как следует из соотношения (1), указанные формулы, наряду с параметрами сигнала, который поступает от изотропного δ -импульсного источника на приёмник с узкой диаграммой направленности, позволяют определять параметры сигнала, который поступает от δ -импульсного источника с узкой диаграммой направленности на приёмник с изотропной диаграммой направленности. В последнем случае в выражениях для $l_1(\Omega_\perp, s)$ и $l_2(\Omega_\perp, s)$ нужно полагать $\Omega_\perp = \sin \vartheta$, где ϑ — полярный угол точки расположения фотоприёмника (см. рис. 1б).

Заметим, что полученное выражение для нулевого момента $L_0(\rho, s)$ поля L (формулы (22), (23)) подобно известному выражению для распределения облучённости в мутной среде от точечного мононаправленного стационарного источника, которое следует из уравнения переноса излучения в малоугловом приближении без учёта разброса фотонов по путям пробега [11, 19]. Подобие между этими выражениями заключается в том, что $L_0(\rho, s)$ выражается через скалярную облучённость $E^\uparrow(r, \vartheta)$ от точечного мононаправленного источника с мощностью Q в виде $L_0(\rho, s) = E^\uparrow[r = s, \vartheta = \arcsin(\rho/r)]$, если в (23) положить $A = Q/(2\pi)^2$. Учитывая (1), можно также утверждать, что пространственный момент $M_0(\Omega_\perp, s)$ импульсного светового поля и поле излучения $L^\odot(r, \Omega_\perp)$ стационарного точечного изотропного источника с мощностью Q связаны соотношением $M_0(\Omega_\perp, s) = 4\pi L^\odot(r = s, \Omega_\perp)$.

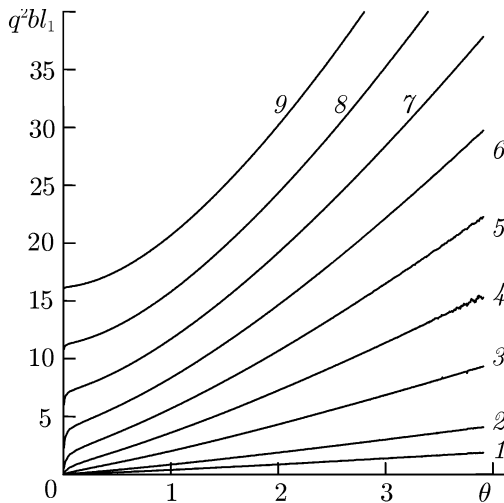


Рис. 2. Зависимость величины $q^2 b l_1$ от $\theta = q\Omega_{\perp}$, построенная по формулам (5), (30)–(35). На кривых 1–9 величина $\tau_b = bvt = 1; 2; 4; 6; 8; 10; 12; 14$ и 16 соответственно

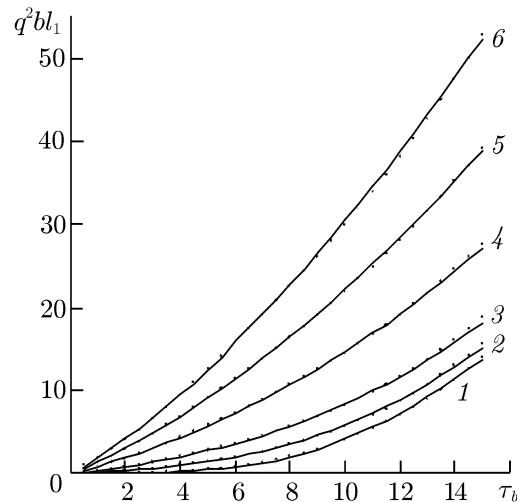


Рис. 3. Зависимость величины $q^2 b l_1$ от τ_b , построенная по формулам (5), (30)–(35) (сплошные кривые) и по формулам (36) (точки). На кривых 1–6 угол $\theta = 0, 1; 0, 5; 1; 2; 3$ и 4 соответственно

3. ЭВОЛЮЦИЯ ПАРАМЕТРОВ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ЕГО РАСПРОСТРАНЕНИИ В ВОДЕ

Применим полученные формулы для анализа искажений пространственной структуры светового импульса при его распространении в морской воде. Остронаправленную часть индикатрисы рассеяния будем аппроксимировать функцией [20]

$$P(\gamma) = (2q/\gamma) \exp(-q\gamma). \tag{29}$$

Здесь параметр индикатрисы q изменяется в пределах $5 < q < 9$ в зависимости от мутности воды. Угловой спектр индикатрисы (см. формулу (17)) имеет вид $f(p) = q/\sqrt{q^2 + p^2}$. Его подстановка в (23) и расчёты по формулам (14), (22)–(28) дают следующее:

$$M_n = 2\pi b^2 q^2 \tau_b^{-2} \int_0^{\infty} F_n(u, \tau_b) J_0(\theta u) u \, du, \quad \tau_b = bs, \quad \theta = q\Omega_{\perp}, \quad u = ks/q; \tag{30}$$

$$F_0 = A \exp[-as - \tau_b + \tau_b u^{-1} \ln(u + \sqrt{1 + u^2})], \quad F_1 = \Phi_1 F_0, \quad F_2 = \Phi_2 F_0; \tag{31}$$

$$\Phi_1 = \frac{\tau_b^2}{bq^2} (f_1 + \tau_b f_2); \tag{32}$$

$$\Phi_2 = \frac{\tau_b^3}{b^2 q^4} \left[u^{-2} f_1 - u^{-1} f_1' - u^{-3} \int_0^u f_1 \, du + \tau_b \left(f_1^2 + 2u^{-2} f_2 - u^{-1} f_2' - 4u^{-4} \int_0^u f_2 u \, du + \right. \right. \\ \left. \left. + 2f_1^2 - 8u^{-4} \int_0^u f_1^2 u^3 \, du \right) + \tau_b^2 \left(2f_1 f_2 + 4u^{-5} \int_0^u f_1 f_2' u^5 \, du \right) + \tau_b^3 f_2^2 \right]; \tag{33}$$

$$f_1 = u^{-2} [u^{-1} \ln(u + \sqrt{1 + u^2}) - (1 + u^2)^{-1/2}]/2; \tag{34}$$

$$f_2 = u^{-3} [u^{-1} \ln^2(u + \sqrt{1 + u^2}) - \arctg(u)]/2, \quad f_1' = df_1/du, \quad f_2' = df_2/du. \tag{35}$$

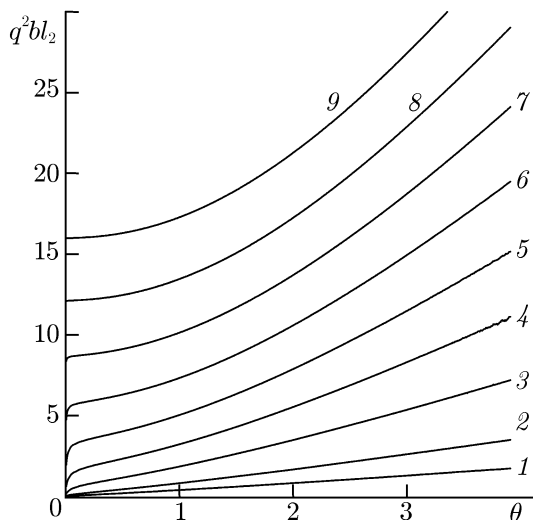


Рис. 4. Зависимость величины q^2bl_2 от θ , построенная по формулам (5), (30)–(35). На кривых 1–9 величина $\tau_b = 1; 2; 4; 6; 8; 10; 12; 14$ и 16 соответственно

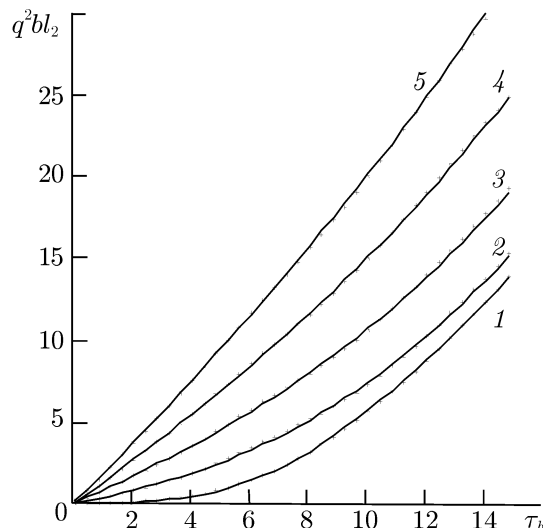


Рис. 5. Зависимость величины q^2bl_2 от τ_b , построенная по формулам (5), (30)–(35) (сплошные кривые) и по формулам (37) (точки). На кривых 1–5 угол $\theta = 0,05; 1; 2; 3$ и 4 соответственно

Как следует из формул (5), (30)–(35), величины q^2bl_1 , q^2bl_2 однозначно определяются безразмерными переменными $\tau_b = bs$ и $\theta = q\Omega_{\perp}$. Результаты расчёта этих величин с помощью приведённых выше формул показаны на рис. 2–5 сплошными кривыми. Были также найдены аппроксимации интегральных выражений для $q^2bl_1(\tau_b, \theta)$, $q^2bl_2(\tau_b, \theta)$ элементарными функциями:

$$q^2bl_1 = \tau_b^2 [g_1 \operatorname{th}(3,3\theta\tau_b) + g_2\theta^Y], \quad g_1 = 0,0045 (\tau_b - 1,2) - 1,2 (1 + 90\tau_b)^{-1};$$

$$g_2 = \exp[-2,013 - 0,127\tau_b + 1,7 (0,4 + \tau_b)^{-1}], \quad Y = 1,12 + 0,0016\tau_b^2 + 1,7 (1 + 90\tau_b)^{-1}; \quad (36)$$

$$q^2bl_2 = g_3 \operatorname{th}(g_4\theta^{0,2}) + g_5\theta + g_6[(1,8^{2,3} + \theta^{2,3})^{0,5} - 1,8^{1,15}];$$

$$g_3 = -18,8 + 0,125\tau_b + 2,08 (3,5 \cdot 10^5 + \tau_b^{5,5})^{0,18}, \quad g_4 = 10^{-2}\tau_b^{2,5} + 5 \cdot 10^{-6}\tau_b^5;$$

$$g_5 = (1 - 9,5 \cdot 10^{-4}\tau_b^{2,5}) \operatorname{th}(0,35\tau_b), \quad g_6 = \tau_b^{1,5} (1 + 0,13\tau_b - 0,02\tau_b^{1,65}) (10 + \tau_b^{0,5})^{-1}. \quad (37)$$

Результаты расчёта параметров импульса по формулам (36), (37) показаны на рис. 3 и 5 точками.

4. ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСА, ПРИХОДЯЩЕГО ОТ ИЗОТРОПНОГО ИСТОЧНИКА НА ПРИЁМНИК С ШИРОКОЙ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ

Выражения для параметров сигнала от изотропного δ -импульсного источника существенно упрощаются, если приёмник регистрирует не яркость светового поля, а облучённость

$$E^{\odot}(r, t) \approx 2\pi \int_0^{\infty} L^{\odot}(r, \Omega_{\perp}, t) \Omega_{\perp} d\Omega_{\perp}. \quad (38)$$

Моменты продольного распределения облучённости в световом импульсе

$$E_n(s) = \int_0^s l^n E^{\odot}(s - l, s/v) dl \quad (39)$$

находятся с помощью соотношения

$$E_n(s) = (2\pi/s)^2 F_n(0, s) \quad (40)$$

и формул (23), (24), (27), (28). При расчёте функций $F_0(0, s)$, $F_1(0, s)$ и $F_2(0, s)$ угловой спектр индикатрисы рассеяния удобно представлять в виде ряда $f(p) = 1 - d_2 p^2/4 + d_4 p^4/64 - \dots$, коэффициентами которого служат угловые моменты индикатрисы рассеяния

$$d_n = \frac{1}{2} \int_0^\infty \gamma^n P(\gamma) \gamma d\gamma. \quad (41)$$

В результате для параметров l_1 и l_2 , характеризующих пространственную структуру импульса в заданный момент времени, получаются выражения

$$l_1(s) = \frac{E_1}{E_0} = \frac{d_2}{12} b s^2; \quad (42)$$

$$l_2^2(s) = \frac{E_2}{E_1} - l_1^2 = \frac{d_4}{120} b s^3 + \frac{d_2^2}{360} b^2 s^4. \quad (43)$$

При выполнении оценок размытия светового импульса в воде следует иметь в виду, что моменты второго и четвёртого порядка индикатрисы рассеяния (29) выражаются через параметр q как $d_2 = 2/q^2$, $d_4 = 24/q^4$.

Уравнение (10) и выражения для l_1 и l_2 применимы при условии малости продольного уширения импульса по сравнению с длиной пройденного им пути ($\{l_1, l_2\} \ll s$) и условия сильной анизотропии поля L^\odot , которое можно записать в виде

$$\langle \Omega_\perp^2 \rangle = \int_0^\infty \Omega_\perp^2 M_0(\Omega_\perp, s) \Omega_\perp d\Omega_\perp / \int_0^\infty M_0(\Omega_\perp, s) \Omega_\perp d\Omega_\perp \ll 1. \quad (44)$$

Благодаря подобию распределений $M_0(\Omega_\perp, s)$ и $L^\odot(r, \Omega_\perp)$ (см. конец раздела 2) величину $\langle \Omega_\perp^2 \rangle$ можно оценить с помощью известного выражения для дисперсии угла прихода лучей от точечного изотропного источника [11]. При этом формула (44) примет вид

$$\langle \Omega_\perp^2 \rangle = d_2 b s / 3 \ll 1. \quad (45)$$

Сопоставление формул (42), (43) и (45) показывает, что условия $\{l_1, l_2\} \ll s$ автоматически выполняются при выполнении условия (45). Поэтому условие (45) следует рассматривать в качестве единственного условия, ограничивающего применимость формул (42), (43) и результатов, изложенных в разделах 2 и 3.

5. ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕЖДУ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ И ВРЕМЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ИМПУЛЬСА

Временные параметры импульсного сигнала на заданном расстоянии r от источника, т.е. время прихода «центра тяжести» импульса

$$t_1(r) = \int_0^\infty t E^\odot(r, t) dt / \int_0^\infty E^\odot(r, t) dt \quad (46)$$

и его характерную длительность

$$t_2(r) = \left[\int_0^\infty (t - t_1)^2 E^\odot(r, t) dt \Big/ \int_0^\infty E^\odot(r, t) dt \right]^{1/2}, \quad (47)$$

можно выразить через пространственные параметры l_1 и l_2 как

$$t_1(r) \approx [r + l_1(r)]/v, \quad t_2(r) \approx l_2(r)/v, \quad (48)$$

если изменение структуры импульса при его смещении на собственную длину пренебрежимо мало. При этом условии согласно (42), (43) и (48) временные параметры поля излучения импульсного изотропного источника находятся из соотношений

$$t_1 = t_0 \left(1 + \frac{d_2}{12} \tau_b \right), \quad t_2^2 = \frac{t_0^2}{120} \left(d_4 \tau_b + \frac{d_2^2}{3} \tau_b^2 \right), \quad (49)$$

где $t_0 = r/v$, $\tau_b = br$. Укажем для сравнения, что эффекты задержки и уширения импульса при прохождении бесконечно широкого δ -импульсного пучка света через слой мутной среды с толщиной r описываются формулами [4]

$$t_1 = t_0 \left(1 + \frac{d_2}{4} \tau_b \right), \quad t_2^2 = \frac{t_0^2}{12} \left(d_4 \tau_b + \frac{d_2^2}{2} \tau_b^2 \right). \quad (50)$$

Как видно из (49) и (50), значения времени задержки $t_1 - t_0$ импульсов со сферическим и плоским фронтами различаются в три раза, а значения параметра t_2 , характеризующего их удлинение, различаются более чем в три раза.

Соотношения (48) перестают выполняться, если световое поле за время прохождения импульса через заданную точку пространства заметно ослабляется из-за поглощения света в среде. Поле излучения δ -импульсного источника в мутной среде с показателем поглощения a можно записать через поле излучения этого источника в рассеивающей среде без поглощения L_0 :

$$L = L_0 \exp(-avt). \quad (51)$$

При этом пространственные параметры импульса l_1 и l_2 не зависят от поглощательной способности среды, а временные параметры t_1 и t_2 зависят. Поглощение замедляет удлинение импульса, поскольку увеличение времени задержки фотонов рассеивающей средой сопровождается повышением вероятности их поглощения. Как было показано в [21], степень влияния поглощения на временные параметры импульса зависит от величины $\varsigma = r \sqrt{abd_2/2}$. При $\varsigma \ll 1$ это влияние можно не учитывать, а при $\varsigma \geq 1$ оно становится существенным².

Таким образом, применимость найденных выражений для пространственных параметров импульса ограничивается условием (45), а возможность определения временных параметров импульса по его пространственным параметрам с помощью формул (48) — условием $\varsigma \ll 1$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведённые в работе формулы описывают изменение пространственных и временных параметров импульсного сигнала при его прохождении через среду с узкой индикатрисой рассеяния. Результаты расчёта этих параметров могут быть непосредственно использованы для оценки

² Согласно (51) и (50) за время $t_1 - t_0$ яркость бесконечно широкого импульсного пучка ослабляется из-за поглощения в $\exp(-\varsigma^2/2)$ раз.

влияния природных мутных сред на разрешающую способность лазерных систем наблюдения и определения требований к их техническим параметрам. Знание зависимости интегральных параметров импульса от оптических характеристик среды может также облегчить разработку моделей самого светового поля методами компьютерного моделирования.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (соглашение 8332) и при поддержке РФФИ (проект 13-05-97038).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белянцев А. М., Долин Л. С., Савельев В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 4. С. 489.
2. Ishimaru A. // Radio Sci. 1979. V. 14. P. 269.
3. Furutsu K. // J. Math. Phys. 1979. V. 20, No. 4. P. 617.
4. Долин Л. С. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1980. Т. 16, № 1. С. 55.
5. Ремизович В. С., Рогозкин Д. Б., Рязанов М. И. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. Т. 19, № 10. С. 1053.
6. Рогозкин Д. Б. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1987. Т. 23, № 3. С. 275.
7. Van de Hulst H. C., Kattawar G. W. // Applied Optics. 1994. V. 33, No. 24. P. 5820.
8. McLean J. W., Freeman J. D., Walker R. E. // Applied Optics. 1998. V. 37, No. 21. P. 4701.
9. Сергеева Е. А., Корытин А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 4. С. 333.
10. Ishimaru A. Wave propagation and scattering in random media. New York: Academic press, 1978.
11. Долин Л. С., Левин И. М. Справочник по теории подводного видения. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 230 с.
12. Walker R. E. Marine light statistics. New York: Wiley, 1994.
13. Zege E. P., Katsev I. L., Polonsky I. N. // Appl. Phys. B. 1995. V. 60, P. 345.
14. Katsev I. L., Zege E. P., Prikhach A. S., Polonsky I. N. // J. Opt. Soc. Am. A. 1997. V. 14, No. 6. P. 1338.
15. Handbook of coherent-domain optical methods / Ed. by V. V. Tuchin. V. 2. Boston: Kluwer Academic Publishers, 2004.
16. Долин Л. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41, № 10. С. 1258.
17. Долин Л. С. Уравнения для анализа продольной структуры светового импульса в стратифицированной мутной среде: Препринт № 587 ИПФ РАН. Нижний Новгород, 2001. 16 с.
18. Долин Л. С. // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2012. Т. 5, № 4. С. 30.
19. Долин Л. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7, № 2. С. 380.
20. Браво-Животовский Д. М., Долин Л. С., Лучинин А. Г., Савельев В. А. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1969. Т. 5, № 2. С. 160.
21. Долин Л. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26, № 3. С. 300.

Поступила в редакцию 6 мая 2013 г.; принята в печать 14 июня 2013 г.

**EVOLUTION OF THE SPATIAL PARAMETERS OF A LIGHT PULSE
AS IT PROPAGATES IN A MEDIUM WITH STRONGLY ANISOTROPIC
SCATTERING**

L. S. Dolin

The equations for determining the spatial moments of the radial distribution of brightness in the pulsed field of radiation of a point isotropic source and similar characteristics of distribution of irradiation from a point multidirectional source are obtained on the assumption of strong anisotropy of the scattering indicatrix of a medium and the studied light field. The procedure of analytic solution of these equations is shown. The formulas for calculating the spatial parameters of the light pulse at the specified time instant, i.e., the distance between the front edge and the “center of gravity” of the pulse, as well as its characteristic length are derived. We show how and under which conditions the time parameters of the pulse can be determined from its spatial parameters.