

УДК 535.36

ДИНАМИЧЕСКОЕ ГАЛО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ТОНКИХ ОБЛАЧНЫХ СЛОЯХ

Я. А. Илюшин^{1,2*}

¹ Московский госуниверситет им. М. В. Ломоносова;

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия

Рассмотрен эффект динамического гало обратного рассеяния тонких световых пучков, проявляющийся в тонких слоях рассеивающих сред. Проведено численное моделирование, непосредственно выявляющее исследуемый эффект. Предложена его приближённая теоретическая модель, на основе которой получен аналитический критерий его визуального наблюдения.

ВВЕДЕНИЕ

Коллимированные пучки излучения, в первую очередь лазерного, в течение многих десятилетий широко применяются для дистанционного зондирования окружающей среды, в биомедицинской диагностике и терапии, различных технологических процессах и других приложениях. В этой связи опубликовано большое количество работ по анализу рассеяния в случайных и неоднородных средах стационарных и импульсных узких пучков оптического излучения (см. [1–11] и цитированную там литературу).

Одним из теоретически предсказанных эффектов является гало обратного рассеяния, т. е. кольцевые максимумы интенсивности, окружающие точку входа пучка излучения в среду [10, 12–15]. В работах [7, 10] установлены критерии проявления эффекта статического гало обратного рассеяния в глубокой среде. Тем не менее, статическое гало до сих пор не наблюдалось в натуральных или лабораторных экспериментах.

В работе [13] в результате численного решения уравнения переноса поляризованного излучения методом статистического моделирования показано, что в диффузном отражении импульсно-модулированного светового пучка от границы случайной среды гало обратного рассеяния может формироваться динамически. О наблюдении этого эффекта в эксперименте до сих пор не сообщалось. Однако динамическое гало наблюдалось при отражении импульсов лазерного излучения от тонких облачных слоёв с помощью видеорегистрирующих лидаров [16, 17] (см. рис. 1). Теоретическое моделирование в скалярном приближении (без учёта поляризации излучения) [18, 19] подтвердило экспериментальные наблюдения.

Мотивацией данной работы является создание теоретической модели эффекта и анализ условий его проявления. Проведено численное моделирование, выявляющее условия проявления эффекта, и предложена краткая теория, аналитически объясняющая поведение лазерного импульсного пучка в тонком рассеивающем слое.

* ilyushin@phys.msu.ru

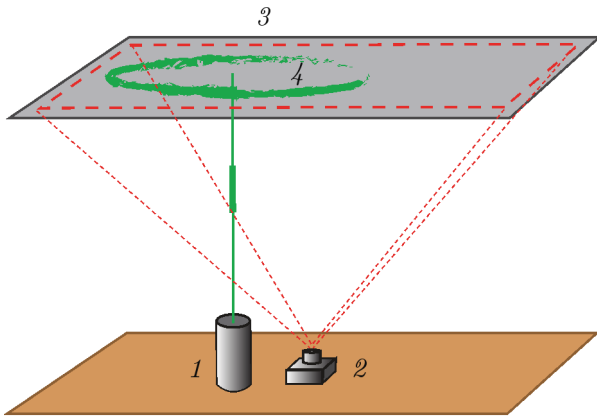


Рис. 1. Схематическое изображение эксперимента по лидарному импульсному зондированию тонких облачных слоёв: 1 — импульсный лазер, 2 — видеорегистратор, 3 — тонкий облачный слой, 4 — гало

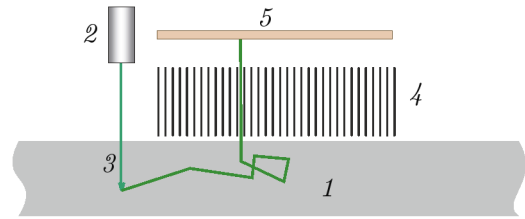


Рис. 2. Схема численного эксперимента по статистическому моделированию переноса излучения в слое рассеивающей среды 1: 2 — источник фотонов, 3 — траектория фотона, 4 — коллиматор, 5 — матричный фотоприёмник

1. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛОЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Нестационарное световое поле в случайной рассеивающей среде без учёта поляризации излучения удовлетворяет скалярному уравнению переноса излучения

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + (\mathbf{\Omega} \nabla) I = -\epsilon I + \frac{\Lambda \epsilon}{4\pi} \oint I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}') x(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}') d\mathbf{\Omega}' + e(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}), \tag{1}$$

где $\epsilon = \mu_a + \mu_s$ — объёмный коэффициент ослабления излучения в среде, c — скорость света в среде, $\mathbf{\Omega} = (\mu_x, \mu_y, \mu_z)$ — вектор направления на единичной сфере, μ_a и μ_s — объёмные коэффициенты поглощения и рассеяния соответственно, Λ — альbedo однократного рассеяния, I — интенсивность излучения, $x(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}')$ — индикатриса рассеяния среды, $e(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$ — функция источников в области среды, \mathbf{r} и t — радиус-вектор и время соответственно. В расчётах применялся алгоритм статистического моделирования на основе простой локальной оценки по направлению [20], ранее использованный в работах [7, 10]. Геометрия численного эксперимента схематически показана на рис. 2. Число фотонов в каждой реализации вычислений составляет 10^9 . Масштабы усреднения по нормированному безразмерному времени ($\Delta(c\epsilon t)$) и пространственным координатам ($\Delta(\epsilon r)$) равны $\Delta(c\epsilon t) = \Delta(\epsilon r) = 0,1$. По угловым координатам масштаб усреднения отсутствует, т. к. используется локальная оценка интенсивности (на рис. 2 это схематически указано изображением коллиматора). Регистрация уходящего излучения в направлении, нормальном к поверхности границы, соответствует идеализированному случаю бесконечно удалённого регистратора. В реальных экспериментах [16, 17] видеорегистратор можно считать достаточно удалённым от границы, особенно при наблюдениях с летательного аппарата, находящегося на с большой высоте [16]. Падающий световой пучок считался бесконечно тонким.

Для расчётов была принята широко распространённая индикатриса рассеяния Хеньи—Гринштейна [21]

$$x(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}') = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}}, \tag{2}$$

где g — параметр асимметрии (средний косинус угла рассеяния), $\cos \theta = \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}'$ — косинус угла рассеяния. На рис. 3–5 показаны результаты численного моделирования. Интенсивность рассея-

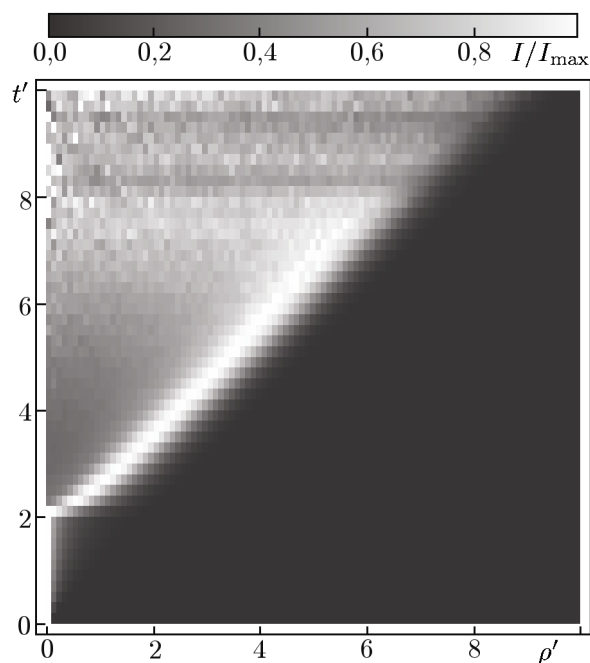


Рис. 3. Динамическое гало в тонком слое. Численное решение скалярного уравнения переноса излучения методом статистического моделирования. Параметр асимметрии рассеяния $g = 0,5$; оптическая толщина слоя $\varepsilon h = 1,0$

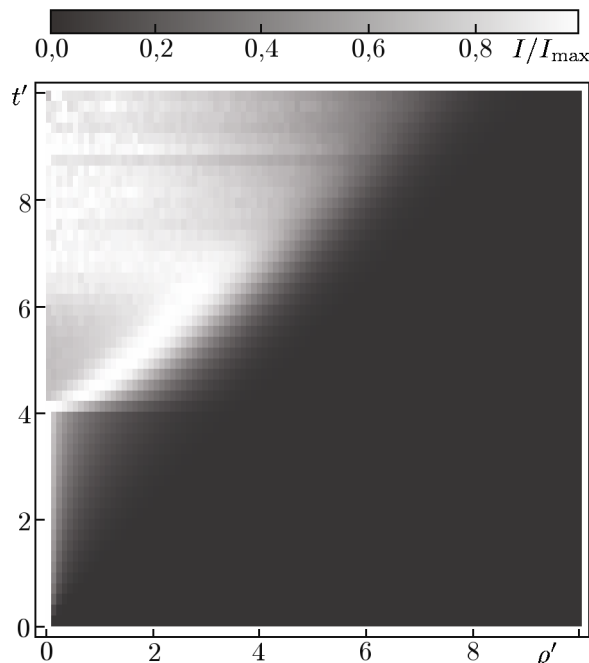


Рис. 4. Динамическое гало в тонком слое. Численное решение скалярного уравнения переноса излучения методом статистического моделирования. Параметр асимметрии рассеяния $g = 0,5$; оптическая толщина слоя $\varepsilon h = 2,0$

ного излучения представлена в зависимости от безразмерного радиуса $\rho' = \varepsilon\rho$ и безразмерного времени $t' = \varepsilon ct$. Сильно убывающая со временем интенсивность в каждый момент времени t нормирована на максимальное значение

$$I_{\max}(t) = \max_{\rho} I(\rho, t)$$

по всей площади поверхности слоя. На рис. 3–5 видно, что с увеличением оптической толщины слоя проявление эффекта становится всё менее различимым и в достаточно толстых слоях он отсутствует. Аналогичные результаты были получены в работах [18, 19].

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Численное моделирование показывает проявление эффекта гало в виде узкого кольцевого максимума на расстоянии $\rho \approx ct$ от центра (т. е. точки падения импульсно-модулированного пучка лазерного излучения на границу среды) на фоне относительно равномерной менее интенсивной засветки внутренней области (диска). В соответствии с этим результатом, аналитически рассмотрим приближённую модель в виде кольца гало (квазибаллистическая компонента светового поля) и массивного светового диска (диффузная компонента светового поля). Проявление визуально наблюдаемого эффекта гало определим сравнением интенсивности этих двух компонент.

3. ДИФФУЗНАЯ КОМПОНЕНТА СВЕТОВОГО ПОЛЯ

Диффузная компонента светового поля сформирована многократно рассеянными фотонами. Для теоретического описания данной компоненты используем диффузионное приближение теории переноса излучения [22].

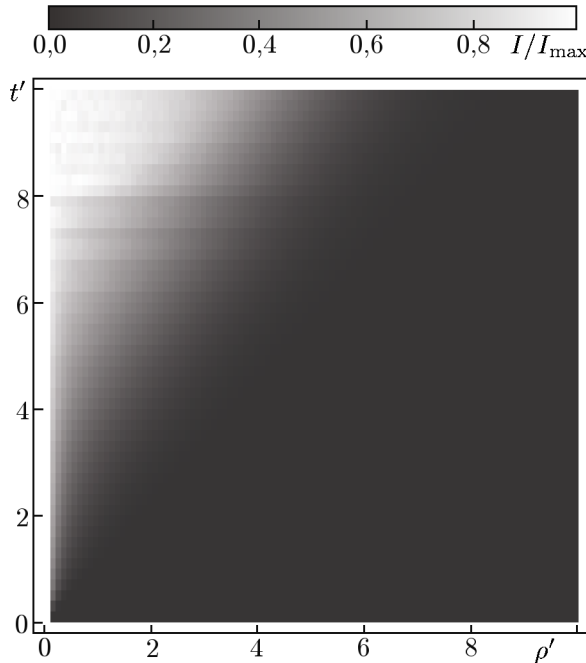


Рис. 5. Динамическое гало в тонком слое. Численное решение скалярного уравнения переноса излучения методом статистического моделирования. Параметр асимметрии рассеяния $g = 0,5$; оптическая толщина слоя $\epsilon h = 4,0$

Уравнение нестационарной диффузии фотонов при постоянном коэффициенте диффузии D [23] записывается в виде

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} - D \Delta \phi + \mu_a \phi = E(\mathbf{r}), \tag{3}$$

где

$$\phi = \oint_{4\pi} I(\Omega) d\Omega \tag{4}$$

— актинический поток [23],

$$E(\mathbf{r}) = \oint_{4\pi} e(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega \tag{5}$$

— функция источников в уравнении диффузии, $e(\mathbf{r}, \Omega)$ — функция источников уравнения переноса излучения (3),

$$\Delta \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}, \tag{6}$$

$$D = \frac{1}{3\mu_a + 3(1-g)\mu_s}. \tag{7}$$

— коэффициент диффузии фотонов.

В рассматриваемых случаях (световое поле видимого спектра излучения в жидкокапельном водяном облаке) поглощением света в жидкой воде можно пренебречь, в связи с чем будем полагать коэффициент поглощения $\mu_a = 0$. Рассмотрим бесконечно широкий плоский слой среды с толщиной h ($0 \leq z \leq h$, z — ось декартовых координат (x, y, z)). На границах слоя поставим экстраполированные граничные условия [24, 25]

$$\phi(-z_0, t) = 0, \tag{8a}$$

$$\phi(h + z_0, t) = 0, \tag{8b}$$

где z_0 — некоторое расстояние от действительной границы среды, на котором экстраполированное искомое решение полагается равным нулю [22, 24].

Используя транспортное приближение теории переноса излучения [22, 25, 26], падающее излучение импульсного лазерного пучка запишем в виде

$$I(x, y, z, t, \Omega) = W_0 \exp(-z/l_{tr}) \delta(x) \delta(y) \delta(z - ct) \delta(\Omega), \tag{9}$$

где W_0 — полная энергия светового импульса, $l_{tr} = 1/[\varepsilon(1 - g)]$ — транспортная длина излучения в среде, $\delta(x)$ — дельта-функция. Функция источников уравнения переноса, соответствующая однократно рассеянному падающему излучению, в таком приближении оказывается равной

$$e(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{1}{l_{tr}} W_0 \exp(-z/l_{tr}) \delta(x) \delta(y) \delta(z - ct), \quad (10)$$

и функция источников диффузионного уравнения (3), соответственно, есть

$$E(\mathbf{r}, t) = 4\pi e(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t) = \frac{4\pi}{l_{tr}} W_0 \exp(-z/l_{tr}) \delta(x) \delta(y) \delta(z - ct). \quad (11)$$

Учитывая непродолжительность времени действия источников (10) в толще слоя, аппроксимируем зависимость функции источника от времени дельта-функцией:

$$E(\mathbf{r}, t) \approx \int_{-\infty}^{+\infty} E(\mathbf{r}, t') dt' \delta(t) = E_0(\mathbf{r}) \delta(t). \quad (12)$$

Разделяя переменные в уравнении (3), представим диффузную компоненту поля излучения в среде в виде разложения по поперечным модам плоского слоя:

$$\phi(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \phi_m(\boldsymbol{\rho}, t) \sin\left(\pi m \frac{z + z_0}{h + 2z_0}\right), \quad (13)$$

где $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$. Моды $\phi_m(\boldsymbol{\rho}, t)$ удовлетворяют двумерному уравнению диффузии

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \phi_m}{\partial t} - D \Delta_{\perp} \phi_m + \mu_a^{(m)} \phi_m = E_m \delta(\boldsymbol{\rho}) \delta(t), \quad (14)$$

где $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ — оператор Лапласа в поперечных координатах,

$$\mu_a^{(m)} = \mu_a + \left(\frac{\pi m}{h + 2z_0}\right)^2 \frac{l_{tr}}{3} \quad (15)$$

— приведённый коэффициент поглощения m -й моды диффузной компоненты поля (слагаемое в скобках учитывает убыль энергии поля на излучение через границы слоя), E_m — коэффициент возбуждения m -й моды импульсным источником (12).

Введём систему обозначений для пространственных и частотных спектральных представлений решения двумерного уравнения диффузии (13):

$$\begin{aligned} \phi_m(\boldsymbol{\rho}, t) &\Leftrightarrow \tilde{\phi}_m(\mathbf{k}, t) \\ \updownarrow &\quad \updownarrow \\ \Phi_m(\boldsymbol{\rho}, \omega) &\Leftrightarrow \tilde{\Phi}_m(\mathbf{k}, \omega), \end{aligned} \quad (16)$$

где $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ — пространственный спектральный фурье-параметр, ω — циклическая частота. Тогда уравнение для частотного спектра $\tilde{\phi}_m$ имеет вид

$$\frac{i\omega}{c} \tilde{\phi}_m + Dk^2 \tilde{\phi}_m + \mu_a^{(m)} \tilde{\phi}_m = E_m. \quad (17)$$

Отсюда следует, что

$$\tilde{\phi}_m(\mathbf{k}, \omega) = \left(\frac{i\omega}{c} + Dk^2 + \mu_a^{(m)}\right)^{-1} E_m, \quad (18)$$

$$\tilde{\phi}_m(\mathbf{k}, t) = \frac{E_m}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(i\omega t) d\omega}{i\omega/c + Dk^2 + \mu_a^{(m)}} = E_m c \exp(-Dk^2 ct - \mu_a^{(m)} ct), \tag{19}$$

т. е. при $\mu_a = 0$ и $D = l_{tr}/3$

$$\phi_m(\rho, t) = \frac{\pi E_m}{Dt} \exp\left(-\frac{3\rho^2}{4ct l_{tr}} - \mu_a^{(m)} ct\right). \tag{20}$$

Полагая $ct = \rho$ на кольце динамического гало, получим показатель экспоненциального убывания интенсивности m -й моды диффузной компоненты на расстоянии радиуса расширяющегося динамического кольца $\rho = ct$:

$$\phi_m(\rho, \rho/c) = \frac{\pi c E_m}{D\rho} \exp\left[-\frac{3\rho}{4l_{tr}} - \left(\frac{\pi m}{h + 2z_0}\right)^2 \frac{l_{tr}}{3} \rho\right]. \tag{21}$$

3.1. Двукратно рассеянная (квазибаллистическая) часть гало

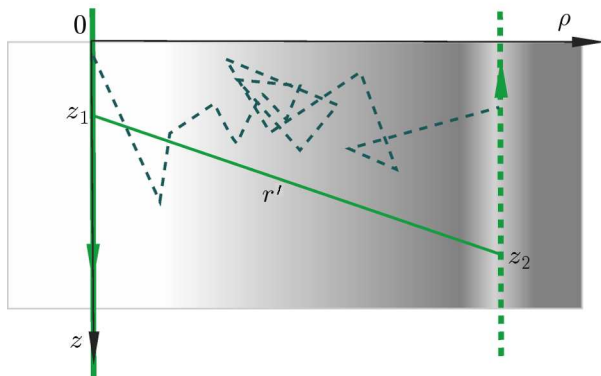


Рис. 6. К расчёту квазибаллистической компоненты светового поля. Сплошная жирная линия — луч свечения (падающий от источника импульс), штриховая жирная линия — луч зрения (к наблюдателю), траектории квазибаллистических и диффузных фотонов схематически показаны тонкими линиями (сплошной и штриховой соответственно)

Как мы ожидаем, часть рассеянного в области падения импульсного пучка на слой среды излучения испытывает лишь два рассеяния на значительные углы (в области входа пучка в слой среды и при выходе из слоя среды в направлении наблюдателя). В остальной части траектории эта часть излучения в принятом здесь транспортном приближении распространяется баллистическим образом (т. е. без рассеяния на большие углы). По этим причинам будем называть эту часть излучения квазибаллистической. Рассеяние этого излучения к наблюдателю (т. е. на угол, близкий к 90°) формирует наблюдаемое гало, т. е. яркий кольцевой максимум интенсивности излучения на расстоянии $\rho(t) \approx ct$. В транспортном приближении многократные малоугловые рассеяния можно не учитывать явным образом и формально вычислить интенсивность в приближении двукратного рассеяния (см. рис. 6). С помощью стационарного скалярного уравнения переноса излучения без учёта его поляризации,

$$(\mathbf{\Omega} \nabla) I + \frac{1}{l_{tr}} I - \frac{1}{l_{tr}} \frac{\Lambda}{4\pi} \oint I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}') d\mathbf{\Omega}' = \exp(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t), \tag{22}$$

запишем уравнение для интенсивности n -й кратности рассеяния $I^{(n)}$,

$$(\mathbf{\Omega} \nabla) I^{(n)} + \frac{1}{l_{tr}} I^{(n)} = \frac{1}{l_{tr}} \frac{\Lambda}{4\pi} \oint I^{(n-1)}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}') d\mathbf{\Omega}', \tag{23}$$

учитывая, что индикатриса рассеяния среды в транспортном приближении равна $x(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}') = 1$. Следовательно, считая траекторию излучения первой кратности в слое строго параллельной границам, можно показать, что полная энергия второй кратности рассеяния в направлении наблюдателя

$$\int I^{(2)} dt = \int_0^{z_0} dz_1 \int_0^{z_0} dz_2 \frac{W_0}{(4\pi)^2 r^2 l_{\text{tr}}^2} \exp\left(-\frac{z_1 + z_2 + r'}{l_{\text{tr}}}\right) \approx$$

$$\approx \frac{W_0}{(4\pi)^2 \rho^2 l_{\text{tr}}^2} \int_{\rho}^{\rho+2h} \exp(-s) ds \int_{-\delta z}^{\delta z} dz', \quad (24)$$

где $s = ct$ — длина квазибаллистической траектории фотонов второй кратности рассеяния, r' и $z' = z_1 - z_2$ — разностные координаты точек первого и второго рассеяния (см. рис. 6). Поскольку квазибаллистические фотоны распространяются в слое среды на большие по сравнению с транспортной длиной расстояния, в тонких слоях, т. е. при $z_0 \leq l_{\text{tr}}$, среднюю часть их траектории можно считать практически параллельной границам слоя и принимать $r' \approx \rho$. В более толстых слоях, однако, основной вклад в наблюдаемую интенсивность квазибаллистической компоненты вносят траектории с $\{z_1, z_2\} \leq l_{\text{tr}}$, так что в этом случае также можно считать $r' \approx \rho$.

Учитывая, что $\rho < s < \rho + 2h$, пределы интегрирования по разностной переменной составляют $\pm \delta z = \pm \min(s - \rho, \rho + 2h - s)$. Зависимость интенсивности поля от времени можно выявить анализом подынтегрального выражения как функции длины пробега излучения в среде s . Находя максимум подынтегрального выражения по s , можно убедиться в том, что максимальное (пиковое) значение интенсивности динамического гало убывает с ростом радиуса приблизительно как $\exp(-\rho/l_{\text{tr}})$, что также ожидаемо из интуитивных соображений.

Для различимости квазибаллистической компоненты рассеянного поля (гало) на фоне диффузно-рассеянного излучения требуется соответствующее соотношение скоростей спада. Сравнивая показатели спада в зависимости от радиуса диффузной и квазибаллистической компонент в соответствующий момент времени $t = \rho/c$, получим критерий проявления эффекта в виде неравенства для толщины слоя h .

В качестве условия наблюдения гало потребуем, чтобы диффузная часть поля на расстоянии радиуса кольцевого максимума $\rho = ct$ убывала по мере распространения быстрее квазибаллистической. Тогда, сравнивая показатели экспонент затухания интенсивностей диффузной (21) и квазибаллистической компоненты, для наименее быстро убывающей моды диффузного поля ϕ_1 получим критерий визуального наблюдения эффекта

$$\frac{3}{4l_{\text{tr}}} + \left(\frac{\pi}{h + 2z_0}\right)^2 \frac{l_{\text{tr}}}{3} \geq l_{\text{tr}}^{-1}. \quad (25)$$

Принимая $z_0 = 0,7l_{\text{tr}}$ [25], легко вывести соответствующее условие непосредственно для толщины слоя h :

$$h \leq 2,2276l_{\text{tr}}. \quad (26)$$

3.2. Анализ результатов моделирования

Анализ представленных на рис. 3–5 численных результатов показывает их удовлетворительное соответствие полученному критерию проявления эффекта гало (26). На рис. 3 показано динамическое распределение наблюдаемой интенсивности светового поля в слое с оптической толщиной $\tau = 1$, что для среднего косинуса угла рассеяния $g = 0,5$ соответствует фактической толщине $h = 0,5l_{\text{tr}}$. Кольцевой максимум интенсивности отчётливо проявляется в диапазоне значений безразмерного нормированного радиуса $\rho' = 0 \div 6,5$. При толщине слоя $h = l_{\text{tr}}$ ($\tau = 2$, рис. 4) эффект оказывается выражен значительно слабее и заметен при радиусах, не превышающих $\rho' \approx 4,5 \div 5,0$.

В слое с толщиной $h = 2l_{tr}$, близкой к критической (26), интенсивность в любой момент является убывающей функцией радиуса и какие-либо заметные проявления эффекта практически отсутствуют (см. рис. 5). К моменту времени $t' = 10$ фактически формируется распределение поля, качественно подобное гауссовой зависимости от радиуса (20). Незначительная переоценка критической толщины слоя, допущенная в этой работе, обусловлена приближённым характером применённого здесь теоретического описания диффузной и квазибаллистической компонент поля, в частности экстраполированных граничных условий (8), при толщинах слоя среды, сопоставимых с транспортной длиной l_{tr} .

Хотя транспортное приближение [26, 27] и теория диффузии фотонов применены здесь к сложным средам с произвольной оптической толщиной, в области существенных для сравнения в критерии (26) критических значений $h \approx 2l_{tr}$ толщина слоя оказывается не малой по сравнению с длиной экстраполяции граничных условий z_0 . Согласно [26] применение транспортного приближения приводит к существенным ошибкам в средах с минимальным оптическим размером задачи, не превышающим транспортной длины, и в области критических значений h является оправданным.

Таким образом, предложенная в этой работе теория правильно описывает исследуемый эффект с качественной стороны и удовлетворительно соответствует результатам численного решения уравнения переноса излучения методом статистического моделирования.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Проведено моделирование динамического гало обратного рассеяния в тонких слоях. На его основе сделаны выводы о структуре светового поля и закономерностях рассеяния различных кратностей на большие и малые углы.

На основе анализа результатов этого моделирования предложена приближённая теория, качественно объясняющая возникновение эффекта динамического гало в тонких слоях на основе двухкомпонентной модели светового поля. Показано её удовлетворительное соответствие результатам численных расчётов методом статистического моделирования.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского научного фонда (проект 17-77-20087) и с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ им. М. В. Ломоносова [28]. Автор также признателен рецензентам за конструктивные замечания и предложения по доработке материала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chandrasekhar S. // Proc. National Academy Sci. 1958. V. 44. P. 933.
2. Долин Л. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7. С. 380.
3. Браво-Животовский Д. М., Долин Л. С., Лучинин А. Г., Савельев В. А. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1969. Т. 5. С. 160.
4. Долин Л. С., Сергеева Е. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44. С. 931.
5. Pyushin Y. A., Budak V. P. // J. Opt. Soc. Am. A. 2011. V. 28, No. 2. P. 76.
6. Pyushin Y. A., Budak V. P. // J. Opt. Soc. Am. A. 2011. V. 28, No. 7. P. 1358.
7. Pyushin Ya. A. // J. Opt. Soc. Am. A. 2012. V. 29, No. 9. P. 1986.
8. Илюшин Я. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 55, № 10–11. С. 720.
9. Luchinin A. G., Kirillin M. Yu. // Appl. Opt. 2016. V. 55. P. 7756.
10. Илюшин Я. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60, № 4. С. 361.

11. Luchinin A. G., Kirillin M. Yu., Dolin L. S. // *Appl. Opt.* 2018. V. 57. P. 673.
12. Lewis A. F., Bell M. S., Wagner R. E., et al. // *Laser Phys.* 2003. V. 13, No. 2. P. 207.
13. Campbell S. D., O'Connell A. K., Rutherford G. H., Grobe R. // *Opt. Lett.* 2007. V. 32, No. 5. P. 560.
14. Kim A. D., Moscoso M. // *Opt. Lett.* 2004. V. 29, No. 1. P. 74.
15. Phillips K., Xu M., Gayen S., Alfano R. // *Opt. Express.* 2005. V. 13, No. 20. P. 7954.
16. Cahalan R., McGill M., Kolasinski J., et al. *J. Atmosph. Oceanic Technol.* 2005. V. 22. P. 605.
17. Polonsky I., Love S., Davis A. // *J. Atmosph. Oceanic Technol.* 2005. V. 22. P. 628.
18. Prigarin S. M., Aleshina T. V. // *Russian J. Numerical Analys. Mathemat. Modelling.* 2015. V. 30, No. 4. P. 251.
19. Пригарин С. М. // *Оптика атмосферы и океана.* 2016. Т. 29, № 9. С. 747.
20. Ермаков С. М., Михайлов Г. А. *Статистическое моделирование.* М.: Физматлит, 1982. 296 с.
21. Penney L. G., Greenstein J. L. // *Astrophys. J.* 1941. V. 93. P. 70.
22. Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах.* Т. 2. М.: Мир, 1981. 280 с.
23. Shendeleva M. L. // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2004. V. 21. P. 2464.
24. Haskell R. C., Svaasand L. O., Tsay T.-T., et al. // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1994. V. 11. P. 2727.
25. Akkermans E., Wolf P. E., Maynard R. // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 56, No. 14. P. 1471.
26. Домбровский Л. А., Колпаков А. В., Суржиков С. Т. // *Теплофизика высоких температур.* 1991. Т. 29, № 6. С. 1171.
27. McKellar В. Н., Vox М. А. // *J. Atmos. Sci.* 1981. V. 38. P. 1063.
28. Воеводин Вл. В., Жуматий С. А., Соболев С. И. и др. // *Открытые системы.* 2012. № 7. С. 36.

Поступила в редакцию 24 апреля 2018 г.; принята в печать 21 февраля 2019 г.

DYNAMIC BACKSCATTERING HALO OF PULSED LASER BEAMS IN THIN CLOUD LAYERS

Ya. A. Ilyushin

We consider the effect of the dynamic backscattering halo of pencil beams of light in thin layers of scattering media. Numerical modeling, which immediately demonstrates this effect, is performed. A simple analytical theory that provides a numerical criterion for the effect visualization, is proposed.