

Рассеяние фемтосекундного лазерного импульса сферическими полидисперсными частицами: моделирование методом Монте-Карло

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, Г.М. Креков, Г.Г. Матвиенко*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 2.02.2009 г.

Представлены результаты численного решения методом Монте-Карло нестационарного уравнения переноса радиации в оптически плотной дисперсной среде. В качестве модели среды предполагалось присутствие полидисперсного жидкокапельного облака. Ультракороткий интенсивный лазерный импульс в процессе распространения стимулирует нестационарные переходные процессы в объеме рассеивающей частицы даже в режиме линейного взаимодействия. В результате этого происходит заметная временная трансформация оптических характеристик среды, в первую очередь индикатрисы рассеяния. Для расчета временной динамики индикатрисы рассеяния прозрачной сферической частицы использовалась нестационарная теория Ми, основанная на Фурье-преобразовании первоначального светового импульса и линейной стационарной теории дифракции на сфере. Рассчитанные оптические характеристики использовались далее как входные параметры при решении задачи многократного рассеяния фемтосекундного импульса в жидкокапельном облаке методом Монте-Карло. Предварительные результаты расчетов указывают на возможность заметного увеличения сигнала обратного рассеяния за счет динамических изменений индикатрисы рассеяния, приводящих к уменьшению фактора анизотропии.

Ключевые слова: рассеяние света, фемтосекундный импульс, метод Монте-Карло; light scattering, femtosecond pulse, Monte Carlo method.

Введение

В настоящее время импульсные фемтосекундные лазеры, пройдя этап разнообразных лабораторных экспериментов, появляются на рынке оптической продукции как новый эффективный инструмент, расширяющий возможности фундаментальных и прикладных исследований. Они находят все более широкое применение в оптической когерентной томографии [1, 2] и биомедицинской оптике [3].

Особенности взаимодействия ультракоротких импульсов с природными дисперсными средами создают физическую основу для использования фемтосекундных лазеров в атмосферно-оптических исследованиях, позволяя снять ряд ограничений, накладываемых на параметры излучения тепловой нелинейностью и оптическим пробоем воздуха [4]. Далее в постановке задачи мы ограничимся режимом линейного распространения, полагая, что пиковая интенсивность импульса не превышает границ филаментации, т.е. уровня 10^{12} – 10^{13} Вт/см². Однако и в этом случае с укорочением длительности лазерного импульса существенно нестационарным стано-

вится сам процесс рассеяния на частицах, размеры которых сопоставимы с геометрическими размерами импульса [5]: появляется временной сдвиг во временных и угловых профилях падающего и рассеянного излучения, изменяются интегральные характеристики рассеяния [6].

Данная статья является продолжением наших теоретико-численных исследований [7–9], связанных с оценкой влияния указанных динамических процессов на пространственно-временные характеристики поля многократного рассеяния в монодисперсном жидкокапельном облаке.

Как отмечалось ранее [5, 7], характерной особенностью сверхкороткого лазерного импульса является его широкополосность. Ширина спектра импульса $\Delta\omega_p$ обратно пропорциональна длительности t_p и может составлять $\Delta\omega_p \sim 10^{15} \div 10^{16}$ Гц при $t_p \approx 10^{-14} \div 10^{-15}$ с. Столь широкий частотный диапазон позволяет осуществить в частице одновременное возбуждение большого числа высокочастотных собственных электромагнитных колебательных мод (моды «шепчущей галереи» — ШГ), существование которых было зафиксировано экспериментально и подтверждено теоретическими расчетами [10, 11]. При совпадении частоты падающей на частицу световой волны с частотой одной из ее собственных мод происходит резонансное возбуждение внутреннего оптического поля, причем его пространственно-временное

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Георгий Михайлович Креков (gm@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (mgg@iao.ru).

распределение целиком определяется полем возбужденной моды. Характерные времена жизни τ_R наиболее высокочастотных резонансов (мод «шепчущей галереи») в частицах микронных размеров лежат, как правило, в наносекундной области. Таким образом, если исходный импульс излучения имеет длительность сравнимую и меньше, чем время τ_R , то его рассеяние на частице может носить нестационарный характер.

1. Однократное рассеяние излучения фемтосекундной длительности микрочастицей

Обсуждаемая задача о рассеянии фемтосекундного импульса микрочастицей относится к классу задач дифракции нестационарного и, в общем случае, неоднородного светового поля на диэлектрической сфере. Для ее решения традиционным считается подход, сочетающий в себе спектральный метод Фурье в комбинации с линейной теорией Ми. Исходная нестационарная задача дифракции широкополосного излучения в этом случае сводится к стационарной задаче рассеяния на сферической частице набора монохроматических Фурье-гармоник. При этом рассеивающие свойства частицы характеризуются так называемой функцией спектрального отклика $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}; \omega)$, представляющей собой традиционные ряды Ми, записанные для всех частот из спектра исходного импульса [12]. Подробное описание данной методики и некоторые детали ее численной реализации приведены, например, в [6, 7, 13]. Здесь же мы ограничимся краткой сводкой базовых выражений.

При численных расчетах нами было использовано следующее представление напряженности электрического поля падающего линейно поляризованного излучения:

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{r}; t) = \frac{1}{2} \left[\mathbf{E}^i(\mathbf{r}; t) + (\mathbf{E}^i(\mathbf{r}; t))^* \right] = \frac{1}{2} E_0 \mathbf{e}_y g(t) \cdot S(\mathbf{r}_\perp) \exp[i\omega_0(t - (z + a_0)/c)] + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где $g(t)$, $S(\mathbf{r}_\perp)$ — временной и пространственный профили импульса соответственно; ω_0 — несущая частота импульса; E_0 — действительная амплитуда поля; $\mathbf{r} = \mathbf{r}_\perp + \mathbf{e}_z z$; $\mathbf{r}_\perp = \mathbf{e}_x x + \mathbf{e}_y y$; \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y , \mathbf{e}_z — единичные векторы в направлении осей x , y и z соответственно; t — время; c — скорость света в вакууме. Считалось, что диэлектрическая сферическая частица радиусом a_0 расположена в начале координат, а дифрагирующий на ней лазерный импульс распространяется вдоль положительного направления оси z . Временной и пространственный профили светового сигнала задавались гауссовскими функциями

$$g(t) = \exp \left\{ -\frac{(t - (z + a_0)/c - t_0)^2}{t_p^2} \right\};$$

$$S(\mathbf{r}_\perp) = \exp \left\{ -\frac{(x^2 + y^2)}{w_0^2} \right\} \quad (2)$$

с параметрами: t_p , t_0 — длительность и временная задержка импульса; w_0 — пространственная полуширина пучка.

Первым шагом в решении данной задачи является переход из временных координат в область спектральных частот путем представления исходного светового импульса его Фурье-образом $G(\omega)$:

$$\mathbf{E}_\omega^i(\mathbf{r}, \omega) = \mathfrak{F}^{-1}[\mathbf{E}^i(\mathbf{r}, t)] = \frac{1}{2} E_0 \mathbf{e}_y S(\mathbf{r}_\perp) G(\omega - \omega_0) \exp[-ik_0(z + a_0)], \quad (3)$$

где \mathfrak{F} — оператор Фурье-преобразования; $k_0 = \omega_0/c$.

Соотношение (3) после умножения на экспоненту $e^{i\omega t}$ определяет спектральную составляющую исходного импульса излучения в виде монохроматической волны с парциальной амплитудой

$$\mathbf{A}(\omega) = E_0 \mathbf{e}_y S(\mathbf{r}_\perp) G(\omega - \omega_0). \quad (4)$$

Дифракция такой волны на сферической частице описывается в рамках стационарного приближения уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}; \omega) &= -ik \mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}; \omega); \\ \text{rot } \mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}; \omega) &= i\epsilon_a k \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}; \omega), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}; \omega)$ — вектор магнитной напряженности поля; ϵ_a — комплексная диэлектрическая проницаемость вещества частицы; $k = \omega/c$. При этом граничные условия на поверхности сферической частицы ($r = |\mathbf{r}| = a_0$) ставятся из условия непрерывности тангенциальных компонент внутреннего поля \mathbf{E}_ω , \mathbf{H}_ω при переходе через поверхность:

$$\begin{aligned} [\mathbf{E}_\omega \times \mathbf{n}_r] &= [(\mathbf{E}_\omega^i + \mathbf{E}_\omega^s) \times \mathbf{n}_r]; \\ [\mathbf{H}_\omega \times \mathbf{n}_r] &= [(\mathbf{H}_\omega^i + \mathbf{H}_\omega^s) \times \mathbf{n}_r], \end{aligned} \quad (6)$$

где \mathbf{n}_r — вектор внешней нормали к поверхности частицы, а индекс «s» относится к полю рассеянной волны.

Решение (5) с учетом (4) и (6) при задании пространственного профиля светового пучка в виде гауссовской функции (2) приводит к следующему выражению для интенсивности излучения ультракороткого светового импульса, рассеянного на сферической частице [7]:

$$\begin{aligned} I_s(r, \theta, \varphi; t) &= I_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left\{ \left| a_{nm}(m_a a_0; t) \tilde{\mathbf{M}}_{nm}^{(3)}(\theta, \varphi) \right|^2 + \right. \\ &\quad \left. + \left| b_{nm}(m_a a_0; t) \tilde{\mathbf{N}}_{nm}^{(3)}(\theta, \varphi) \right|^2 \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\tilde{\mathbf{M}}_{nm}^{(3)}$, $\tilde{\mathbf{N}}_{nm}^{(3)}$ — угловая часть сферических гармоник, а зависящие от времени коэффициенты разложения $a_{nm}(m_a a_0; t)$ и $b_{nm}(m_a a_0; t)$ определены следующими выражениями:

$$a_{nm}(m_a a_0; t) = \Im \left[G(\omega - \omega_0) \mathfrak{M}_{nm}^{(3)}(kr) a_{nm}(m_a k a_0) \right]; \quad (8)$$

$$b_{nm}(m_a a_0; t) = \Im \left[G(\omega - \omega_0) \mathfrak{N}_{nm}^{(3)}(kr) b_{nm}(m_a k a_0) \right]. \quad (9)$$

Здесь $\mathfrak{M}_{nm}^{(3)}$, $\mathfrak{N}_{nm}^{(3)}$ – радиальная часть сферических гармоник.

При численном моделировании комплексный показатель преломления вещества частицы m_a и длина волны лазерного излучения λ_0 принимались равными: $m_a = 1,33 - i \cdot 10^{-8}$; $\lambda_0 = 0,8$ мкм, что соответствует, например, каплям воды, облучаемым импульсами лазера на кристалле Ti:Sapphire. Частотной дисперсией показателя преломления частиц в выбранном диапазоне длин волн пренебрегалось. Для достаточной сходимости рядов (7) можно, как показано в [14], удерживать число членов $n_{\max} = \rho + 4,05\rho^{1/3} + 8$, где параметр $\rho = 2\pi a_0/\lambda$ характеризует размер частиц.

Временную динамику рассеянного водной каплей оптического поля при ее облучении сверхкоротким лазерным импульсом, имеющим плоский волновой фронт, иллюстрирует рис. 1, на котором приведены временные профили относительной интенсивности светового поля $B(\mathbf{r}; t) = (\mathbf{E}(\mathbf{r}; t) \cdot \mathbf{E}^*(\mathbf{r}; t)) / E_0^2$ (фактор неоднородности поля) в дальней зоне дифракции в направлениях рассеяния вперед и назад.

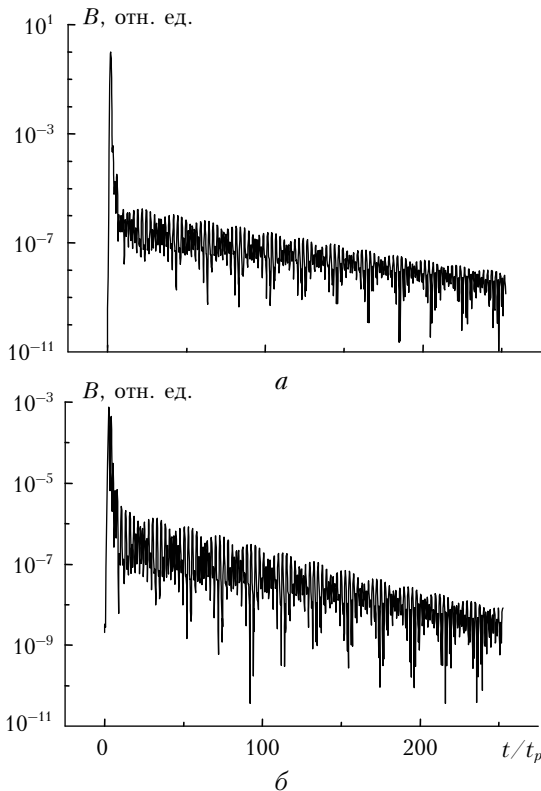


Рис. 1. Временная зависимость относительной интенсивности излучения в направлениях вперед (а) и назад (б) при рассеянии лазерного импульса с длительностью $t_p = 50$ фс на водной капле радиусом $a_0 = 5$ мкм

В целях наглядности все значения интенсивности нормированы на максимальную величину факто-

ра B , достигаемую в данной области пространства. Начало временного отсчета соответствует моменту захода переднего фронта (по уровню e^{-2} от интенсивности) лазерного импульса в частицу. Максимальные по объему значения функции спектрального отклика водной капли $E_s^{\max}(\omega)$ при изменении относительной расстройки от центральной частоты излучения $\Delta\bar{\omega} = (\omega - \omega_0)/\omega_0$ показаны на рис 2.

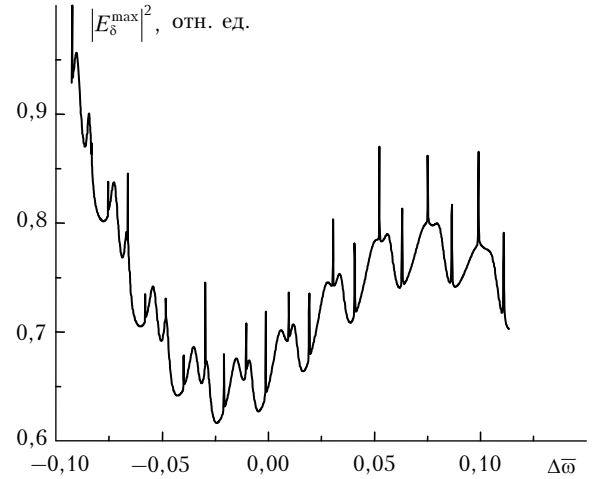


Рис. 2. Спектральный ход максимальных по объему значений функции отклика водной капли $a_0 = 5$ мкм

Из рис. 1 видно, что временная зависимость интенсивности оптического поля в целом характеризуется двумя зонами: участком, повторяющим практически точно временной профиль падающего излучения, и участком с экспоненциально спадающим во времени «хвостом». Данное «послесвечение» обусловлено задержкой поля падающей волны высокооборотными модами ШГ частицы, одновременное возбуждение которых эффективно происходит при широком частотном спектре лазерного импульса (см. рис. 2). Временная протяженность фазы «послесвечения» может быть достаточно значительной и составлять, в зависимости от временных параметров излучения, десятки и сотни длительностей исходного импульса. На данной стадии, кроме того, отчетливо видны крупномасштабные периодические пульсации интенсивности, имеющие характер биений частот нескольких наиболее высокооборотных резонансных мод, заполненных высокочастотным фоном.

Нормированная индикатриса рассеяния $I_s(t, \theta)$ водной капли радиусом $a_0 = 5$ мкм в поле фемтосекундного импульса представлена на рис. 3.

Показаны четыре временных среза индикатрисы, соответствующие трем выделенным нами условным фазам процесса рассеяния, а именно: 1) моменту захода в частицу $\sim 10\%$ энергии исходного импульса, 2) рассеянию $\sim 50\%$ энергии импульса и 3) моменту полного выхода импульса из частицы.

Форма индикатрисы, как видно, в каждой фазе различна. Первые две фазы дают максимум рассеяния вперед, что характерно и для обычного стационарного рассеяния света на оптически крупной частице (параметр дифракции 5-микронной капли

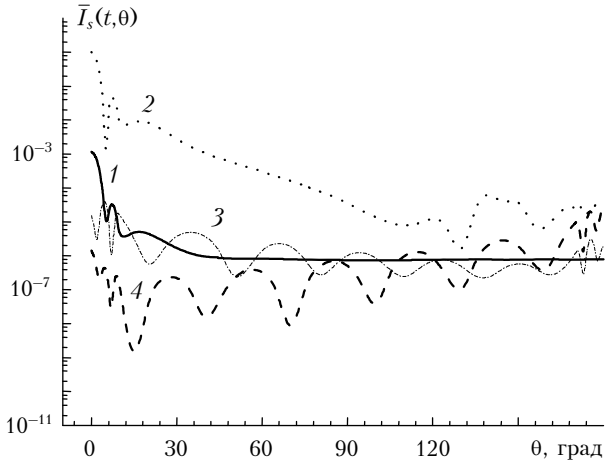


Рис. 3. Нормализованная индикатриса рассеяния водной капли $a_0 = 5$ мкм, освещенной лазерным импульсом в различные временные фазы: $\bar{t} = t/t_p = 1$ (1); 2 (2); 10 (3) и 20 (4)

для длины волны 0,8 мкм составляет ~ 39), причем на всей протяженности первой фазы (кривая 1) практически нет видимого сигнала обратного рассеяния. Он возникает только к концу второй фазы (кривая 2). Третья фаза (кривые 3 и 4 на рис. 3) дает попеременный максимум рассеяния то в прямом, то в обратном направлении с постепенным снижением его амплитуды, что соответствует пульсирующему высвечиванию резонансных мод частицы, которые аккумулировали часть энергии светового импульса.

2. Нестационарное упругое рассеяние фемтосекундного импульса на полидисперсном ансамбле частиц

Следующий этап решения задачи состоял в оценке динамического поведения индикатрисы рассеяния полидисперсного ансамбля сферических частиц с использованием аналитической модели функции распределения. Наиболее адекватной моделью распределения облачных капель по размеру является модифицированное гамма-распределение [15]:

$$f(a) = Ba^\beta \exp(-br^\gamma), \quad (10)$$

где B , β , b , γ – параметры; радиусы частиц имеют ограниченную область изменения $a \in [a_{\min}, a_{\max}]$. Формула численной оценки индикатрисы рассеяния очевидна:

$$\langle \bar{I}_s(\theta) \rangle = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \bar{I}_s(\theta, a) f(a) dr = \sum_{i=1}^{N_i} \bar{I}_s(\theta, a_i) f(a_i) u_i, \quad (11)$$

где a_i , u_i – соответственно дискретные значения радиуса частицы и квадратурные веса.

Рис. 4, а иллюстрирует вариации формы индикатрисы рассеяния $\langle \bar{I}_s(\theta) \rangle$ в динамике прохождения короткого импульса через элементарный объем полидисперсного облака для четырех дискрет-

ных интервалов времени, идентичных случаю одной капли (см. рис. 3).

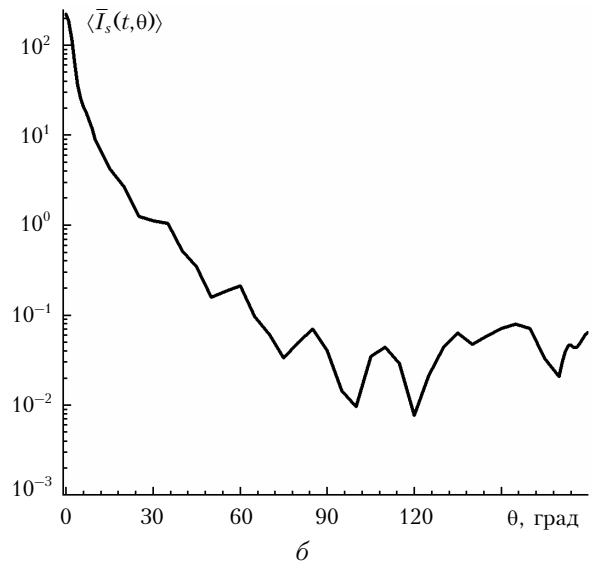
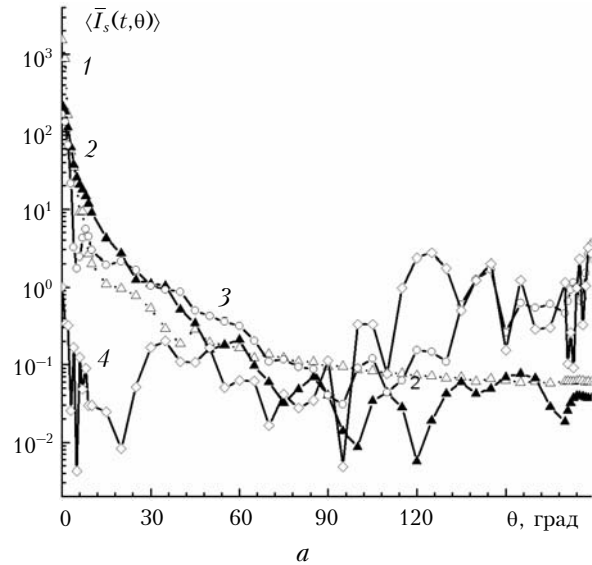


Рис. 4. Нормализованная индикатриса рассеяния полидисперсного жидкокапельного облака: а – освещенного лазерным импульсом длительностью $t_p = 50$ фс в различные временные фазы: $\bar{t} = t/t_p = 1$ (1); 2 (2); 10 (3) и 20 (4); б – осредненная по фазам взаимодействия

Спектр размеров частиц ограничен значениями капли $a_{\min} = 1$ мкм; $a_{\max} = 12$ мкм; длительность импульса $t_p = 50$ фс. Индикатрисы рассеяния для каждой фазы динамического изменения осреднялись по указанной области размеров частиц согласно (10) при значениях параметров $B = 2,373$; $\beta = 6$; $b = 3/2$; $\gamma = 1$, соответствующих общепринятой тестовой модели *Cloud C1* [15].

Из сопоставления полученных зависимостей с аналогичными результатами для одной капли следует, что характерные качественные особенности поведения $\langle \bar{I}_s(t, \theta) \rangle$ для каждой фазы радиационного взаимодействия в значительной степени сохраняются. Однако смещение положения резонансных мод

при рассеянии на частицах разного размера несколько усложняет угловую зависимость $\langle \bar{I}_s(t, \theta) \rangle$, особенно в третьей фазе взаимодействия. Последующее осреднение $\langle \bar{I}_s(t, \theta) \rangle$ по фазам взаимодействия и ее нормализация приводят, как и ожидалось, к тому, что форма индикатрисы приближается к известной [15] конфигурации стационарного взаимодействия (рис. 4, б).

3. Многократное рассеяние фемтосекундного импульса в полидисперсном облаке

Рассчитанные характеристики нестационарного упругого рассеяния создают основу для постановки и решения задачи переноса излучения фемтосекундной длительности в конечном объеме полидисперсной облачной среды. Формально, как и ранее, это подразумевает решение нестационарного уравнения переноса с *time-dependent* ядром. Задача эта нетривиальна. Первые численные оценки были получены в [16], где выполнено численное исследование пространственно-временной картины светового поля в окрестности канала мощного лазерного излучения, вызывающего испарение жидкокапельного аэрозоля по трассе распространения. Расчеты были выполнены на основе алгоритма, объединяющего метод Монте-Карло и метод дискретных ординат. В настоящих расчетах мы сохраняем развитую в [16] методологию. При этом естественную основу для дискретизации нестационарного процесса трансформации индикатрисы рассеяния создают отмеченные выше характерные фазы электрического поля внутри частицы.

Таким образом, мы возвращаемся к решению нестационарного интегродифференциального уравнения Больцмана в 3D-пространстве $\mathbf{r} = \mathbf{r}(x, y, z)$:

$$\begin{aligned} v^{-1} \frac{\partial I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, t, \lambda)}{\partial t} + \boldsymbol{\omega} \nabla I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, t, \lambda) = & -\sigma(\mathbf{r}, t, \lambda) I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, t, \lambda) + \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_{\Lambda} \int_{2\pi} I(\mathbf{r}', \boldsymbol{\omega}', t, \lambda') \int_t^{t^*} G(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}'', \boldsymbol{\omega}, t', \lambda'') dt' d\boldsymbol{\omega}' d\lambda' + \\ & + I_0(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, t, \lambda), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} G(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}', \boldsymbol{\omega}, t, \lambda) = \\ = G_M(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}', \boldsymbol{\omega}, t, \lambda) + \int_{\Lambda} G_R(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}', \boldsymbol{\omega}, t, \lambda') d\lambda'; \end{aligned}$$

$I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, t, \lambda)$ — интенсивность излучения с длиной волны λ , в точке \mathbf{r} , в направлении $\boldsymbol{\omega}(a, b, c)$ в момент времени t ; $I_0(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, t, \lambda)$ — функция источников, см., например, [17]; v — абсолютная скорость частиц в среде; $\mathbf{v} = v \cdot \boldsymbol{\omega}$, $\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}(a, b, c)$, $a^2 + b^2 + c^2 = 1$; $G_M(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}', \boldsymbol{\omega}, t, \lambda) = \lambda$ — объемный коэффициент направленного упругого монохроматического рассеяния (рассеяния Ми) в направлении $\boldsymbol{\vartheta} = \boldsymbol{\omega}' \cdot \boldsymbol{\omega}$; $G_R(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}', \boldsymbol{\omega}, t, \lambda)$ — то же для широкополосного ($\lambda' \in \Lambda$) упругого и не-

упругого (в частности, рамановского) рассеяния; $\sigma(\mathbf{r}, t, \lambda) = \sigma_a(\mathbf{r}, t, \lambda) + \sigma_s(\mathbf{r}, t, \lambda)$ — коэффициент экстинкции; σ_a , σ_s — коэффициенты поглощения и рассеяния соответственно.

Как и предыдущих расчетах [7], мы сохраняем ряд упрощающих допущений. Во-первых, пренебрегаем эффектами перераспределения излучения по частоте, т.е. полагаем, что $G_R = 0$; во-вторых, считаем, что в процессе взаимодействия фемтосекундного импульса с каплей изменяется только индикатриса рассеяния. Таким образом:

$$\sigma(\mathbf{r}, t, \lambda) = \sigma(\mathbf{r}); \quad G(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}', \boldsymbol{\omega}, t, \lambda) = \sigma_s(r) g(\boldsymbol{\mu}, t), \quad (13)$$

где $g(\boldsymbol{\mu}, t)$ — нормированная индикатриса рассеяния:

$$\int_{-1}^1 g(\boldsymbol{\mu}, t) d\boldsymbol{\mu} = 1, \quad \boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\omega}' \cdot \boldsymbol{\omega}.$$

Нас интересуют функционалы от решения уравнения переноса (12) вида

$$J = \iiint_R \int_{\Omega} \int_T I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, t) \varphi_D(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, t) d\mathbf{r} d\boldsymbol{\omega} dt. \quad (14)$$

Здесь R , Ω , T — подпространства восьмимерного фазового пространства $X = R \times \Omega \times T$; соответственно $\mathbf{r} \in R$, $\boldsymbol{\omega} \in \Omega$, $t \in T$; φ_D — весовая функция, в простейшем случае имеющая вид [17]:

$$\varphi_D(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, t, \lambda) = \delta(t - t^*) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}^*) \Delta_{\Omega}(\boldsymbol{\omega}), \quad (15)$$

где t^* — время прихода фотона в заданную область фазового пространства $\mathbf{r}^* \in D \subset R$, например область физического детектора; Δ_{Ω} — индикаторная функция области $\boldsymbol{\omega} \in D \subset \Omega$.

В случае, когда область детектора D мала (обычная ситуация в задачах дистанционного зондирования), искомые функционалы (14) рассчитываются с помощью весовых модификаций метода Монте-Карло, среди которых предпочтительны такие приемы, как дифференциальная (локальная) оценка потока [17, 18]. Детали алгоритмического подхода к решению (12) методом Монте-Карло приведены в [7], поэтому далее перейдем непосредственно к результатам предварительных модельных оценок.

4. Результаты модельных оценок

Ниже приводятся результаты оценок возможного влияния нестационарного типа ядра интегрального уравнения переноса на характеристики поля многократно рассеянного импульсного излучения. Расчеты выполнены методом Монте-Карло. Результаты носят предварительный характер, поскольку не учитывались возможные вариации коэффициента рассеяния и эффекты нелинейного самовоздействия. Мы полагаем пока, что пиковая мощность фемтосекундного импульса не превышает пороговых значений этих эффектов.

Граничные условия решения задачи (12) в рамках статистического моделирования отражают возможную схему лидарного зондирования облачности.

Монохроматический световой пучок с $\lambda = 0,8$ мкм и углом расходимости $\varphi_i = 0,5$ мрад падает на плоскопараллельный рассеивающий слой заданной оптической толщины. Временной и пространственный профили светового сигнала задаются гауссовскими функциями, согласно (2), с параметрами $t_p = 25$ фс и $w_0 = 0,005$ м. Искомыми функционалами (14) являются пространственно-временные распределения интенсивностей диффузно отраженного и пропущенного импульса в окрестности светового пучка.

Это связано, в частности, с тем, что в работе коллектива ведущих специалистов в области фемтосекундной атмосферной оптики [19] высказана идея использования пространственно-угловой конфигурации поля многократно рассеянной радиации в плоскости моностатического приема для качественной оценки спектра облачных капель. В этой связи на рис. 5 и 6 приведены примеры углового распределения интенсивностей диффузно отраженного и диффузно пропущенного потоков излучения для точечного и плоского детектора в зависимости от угла приема φ_d . Показанные на рис. 5 оценки получены для нестационарной (см. рис. 4, а), а на рис. 6 для усредненной по времени индикатрисы рассеяния (см. рис. 4, б); они приведены в сопоставлении также с расчетами, выполненными для тестовой индикатрисы рассеяния (*Cloud C1*).

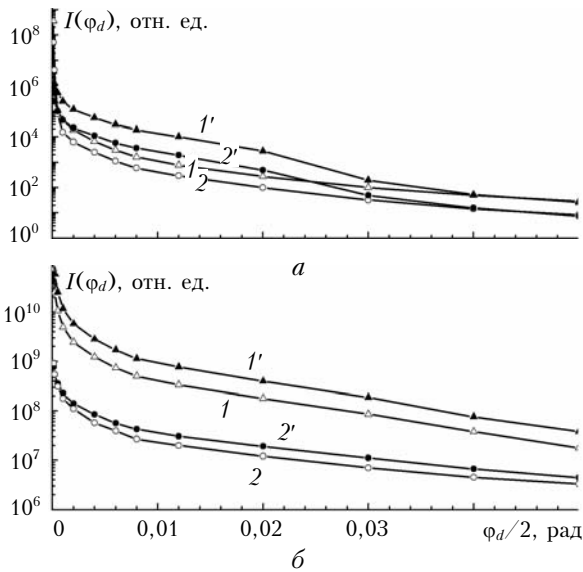


Рис. 5. Угловое распределение интегрального потока диффузно отраженной (а) и диффузно пропущенной (б) радиации без учета (кривые 1, 2) и с учетом (кривые 1', 2') резонансного взаимодействия фемтосекундного импульса с водными каплями; 1, 1' – точечный детектор; 2, 2' – плоский (радиусом 5 м); оптическая толщина слоя $\tau = 1,0$

Следует отметить, что для нестационарной индикатрисы интегральные потоки отраженного и пропущенного излучения заметно превышают значения этих величин, рассчитанных для контрольной индикатрисы облака (*C1*). Кстати говоря, для случая монодисперсных капель [7] это превышение еще значительнее. Эффект возрастания доли отраженного

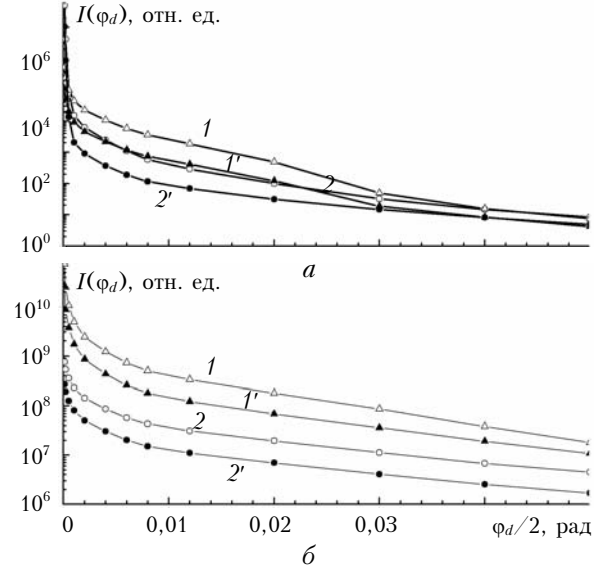


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но с индикатрисами, усредненными по временным фазам, в сопоставлении с расчетами, выполненными для тестовой модели *Cloud C1* [15]

излучения не противоречит известным экспериментальным результатам [20]. Для широкоугольного приема $\varphi_d > 0,04$ рад, когда в оценке сигнала возрастает вклад вторичного рассеяния, влияние динамического поведения $\langle \bar{I}_s(t, \theta) \rangle$ существенно снижается. Интегральные значения потоков пропущенного и отраженного излучения значительно отличаются.

Расчеты показали, что доля диффузно отраженного излучения ниже доли пропущенного. В то же время для нестационарного случая эти потоки несколько больше по сравнению с контрольным расчетом для облачной индикатрисы (*C1*). При временном осреднении нестационарной индикатрисы $g(\mu, t)$ (см. рис. 4, б) результаты расчетов потоков радиации теряют указанную выше особенность. Доля интегрального потока отраженного излучения не увеличивается.

Рис. 7 и 8 иллюстрируют результаты расчетов временных характеристик интенсивностей отраженного (а) и пропущенного (б) сигналов. Временная зависимость приведена в единицах свободного пробега h для различных угловых апертур точечного детектора $\varphi_d/2 = 0,5 \div 175$ мрад. Результаты контрольного расчета для стационарного случая показаны кривыми 1–4. Нестационарный характер индикатрисы рассеяния оказывает влияние как на временные характеристики отраженного, так и пропущенного излучения (см. рис. 7).

Уровень отраженного сигнала $I(h)$ (рис. 7, а, кривые 1'–4') превосходит сигнал, рассчитанный для контрольного случая. Такая же картина наблюдается и для пропущенного излучения $I(h)$ (рис. 7, б, кривые 1'–4'). Те же характеристики приведены на рис. 8, но рассчитанные с индикатрисой, усредненной по времени (см. рис. 4, б), по сути она уже носит стационарный характер. Здесь, по сравнению с контрольным расчетом для стационарного случая,

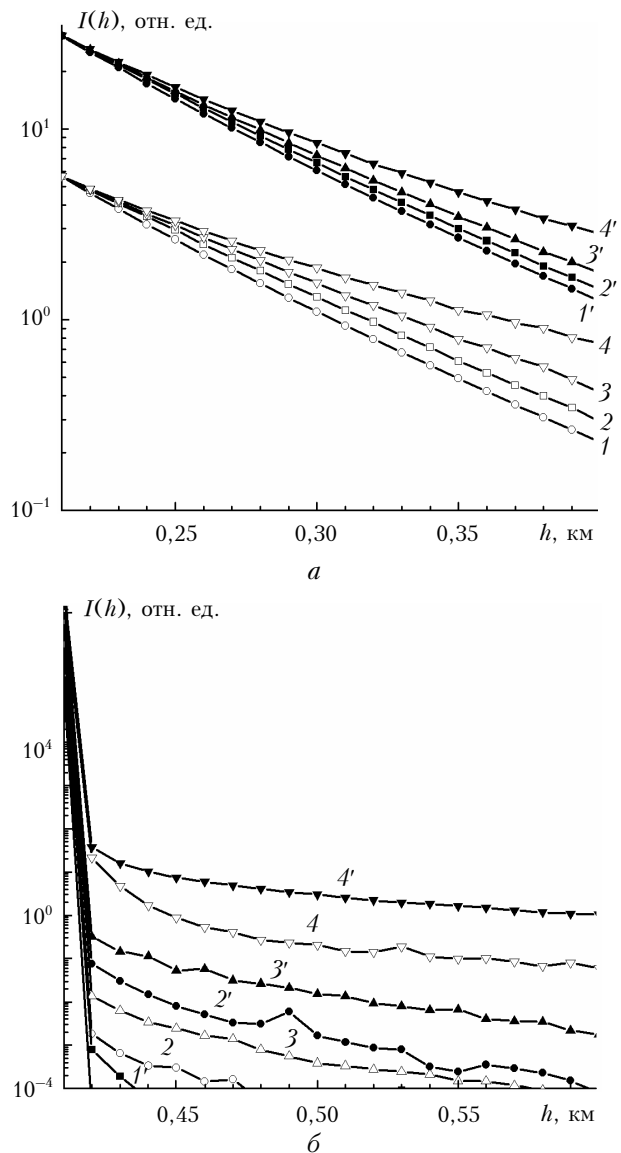


Рис. 7. Временное распределение интенсивности отраженного (а) и пропущенного (б) сигнала в зависимости от угловой апертуры приема, с учетом (кривые 1'–4') и без учета (кривые 1–4) резонансного взаимодействия импульса с каплями; углы приема $\varphi_d = 0,5; 5,0; 17,5$ и $175,0$ мрад соответствуют кривым 1, 1'–4, 4'; $\tau = 1,0$

проявляется только трансформация формы индикатрисы рассеяния (она обладает меньшей анизотропией). В этой связи абсолютные уровни отраженного и пропущенного сигналов становятся более низкими по сравнению с расчетом для облака C1.

Какой вариант осреднения индикатрис рассеяния полидисперсной смеси частиц при облучении их сверхкоротким лазерным импульсом физически более обоснован, говорить преждевременно, необходимы дополнительные исследования, в первую очередь экспериментального характера. Тем не менее очевидным остается тот факт, что при длительности импульса, сопоставимой с размерами рассеивающих частиц, ввиду нестационарного характера индикатрисы рассеяния имеет место заметное возрастание

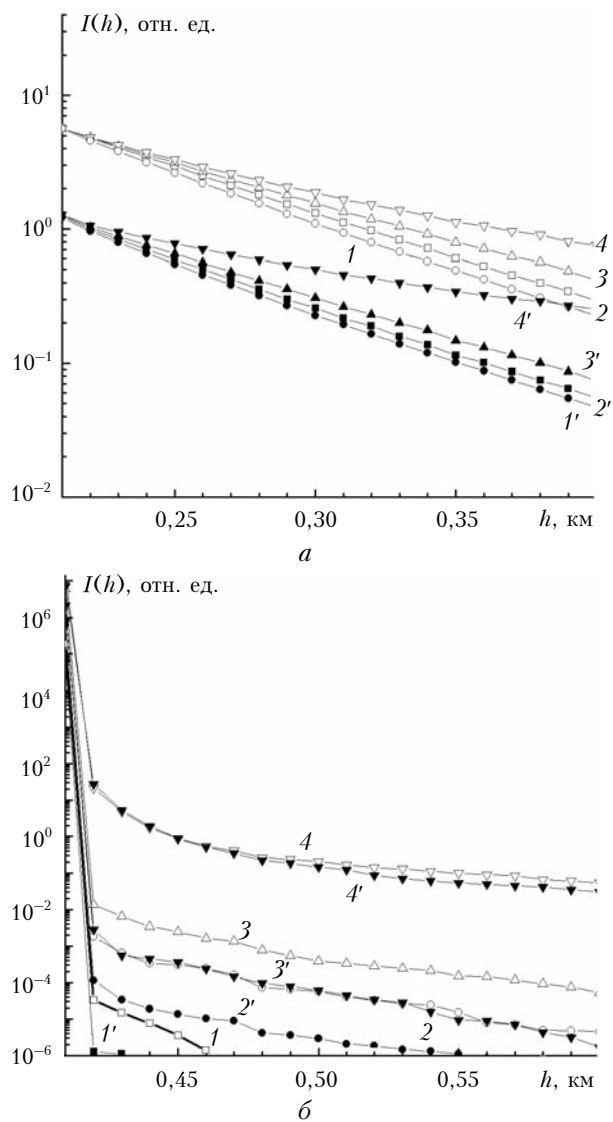


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но с индикатрисами, усредненными по временным фазам, в сопоставлении с расчетами, выполненными для тестовой модели Cloud C1 [15]

величины рассеянного излучения в области локационных углов.

Заключение

Предложенная аналитическая модель дифракции нестационарного и неоднородного светового поля ультракороткого лазерного импульса на диэлектрической сфере в линейном режиме взаимодействия основана на сочетании метода Фурье с линейной теорией Ми. Полученные компактные математические выражения позволяют выполнить количественную оценку характеристик нестационарного упругого рассеяния ультракороткого лазерного импульса на полидисперсном ансамбле жидкокапельных частиц.

Как и в предыдущей задаче для монодисперсного облака [7], обнаруживается, но в меньшей степени, трансформация угловой функции рассеяния по мере прохождения импульса через объем среды.

Эти оценки использовались в качестве входных параметров для численного решения интегрального уравнения переноса с нестационарным ядром. Граничные условия задачи соответствовали типовой схеме лазерного зондирования облачности.

Приведены предварительные результаты, указывающие на возможность возникновения существенного увеличения сигнала обратного рассеяния за счет эффекта снижения степени анизотропии индикатрисы рассеяния облачных капель, что не противоречит известным экспериментальным данным [20]. В дальнейшем предполагается оценить совместное влияние динамического характера индикатрисы рассеяния и оптических коэффициентов взаимодействия на формирование поля многократного рассеяния фемтосекундного лазерного импульса.

Результаты работы обсуждались на 23rd International Laser Radar Conference, 24–28 July 2006, Nara, Japan [9]. В целом исследования проводились при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 09-05-00738, 09-01-00698 и 09-07-00477).

1. *Zimnyakov A., Tuchin V.V.* Optical tomography of tissues // *Quant. Electron.* 2002. V. 32. N 5. P. 849–856.
2. *Chany P., Devarajy B., Yamaday M., Inaba H.* Coherent detection techniques in optical imaging of tissues // *Phys. Med. Biol.* 1997. V. 42. N 4. P. 855–867.
3. *Ultrashort Laser Pulses in Biology and Medicine.* Berlin; Heidelberg: Springer, 2008. 423 p.
4. *Kasparian J., Wolf J.* Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation // *Opt. Express.* 2008. V. 16. N 2. P. 466–493.
5. *Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.* Нестационарное упругое линейное рассеяние света на сферических микрочастицах // *Оптика атмосфер. и океана.* 2002. Т. 15. № 8. С. 684–692.
6. *Shifrin K.S., Zolotov I.G.* Nonstationary scattering of electromagnetic pulses by spherical particles // *Appl. Opt.* 1995. V. 34. N 3. P. 552–558.
7. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Креков Г.М., Крекова М.М., Матвиенко Г.Г.* Распространение фемтосекундного лазерного излучения в облачном аэрозоле: моделирование

методом Монте-Карло // *Оптика атмосфер. и океана.* 2006. Т. 19. № 10. С. 827–834.

8. *Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Krekov G.M., Krekova M.M., Matvienko G.G.* Femtosecond laser pulse propagation through aerosol clouds: Monte Carlo simulation // XII Joint Int. Sympos. «Atmos. and Oceanic Optics»: Confer. Abstr. Tomsk, 2005. P. 78.
9. *Krekov G.M., Matvienko G.G., Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Krekova M.M.* Enhance femtosecond lidar backscattering by liquid particle cloud // 23rd Int. Laser Radar Conf.: Reviewed and Revised Papers. 24–28 July 2006, Nara, Japan, 2006. P. 127–130.
10. *Quan H., Guo Z.* Simulation of whispering-gallery-mode resonance shifts for optical miniature biosensors // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 2005. V. 93. N 1. P. 231–242.
11. *Chylek P., Kiehl J.T., Ko M.K.W.* Narrow resonance structure in the Mie scattering characteristics // *Appl. Opt.* 1978. V. 17. N 19. P. 3019–3021.
12. *Chowdhury D.Q., Hill S.C., Barber P.W.* Time dependence of internal intensity of a dielectric sphere on and near resonance // *J. Opt. Soc. Amer. B.* 1992. V. 9. N 8. P. 1364–1373.
13. *Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.* Интенсивность оптического поля внутри слабопоглощающей сферической частицы, освещенной фемтосекундным лазерным импульсом // *Оптика и спектроскопия.* 2004. Т. 96. № 2. С. 337–344.
14. *Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A.* Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2002. 445 p.
15. *Deirmendjian D.* Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions. N.Y.: Elsevier, 1969. 267 p.
16. *Креков Г.М., Крекова М.М., Хмелевцов С.С.* Численное решение уравнения переноса радиации в среде с нестационарными оптическими свойствами // *Распространение оптических волн в атмосфере: Сб. статей.* Новосибирск: Наука, 1975. С. 34–47.
17. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике* / Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 283 с.
18. *Мухайлов Г.А.* Оптимизация весовых методов Монте-Карло. М.: Наука, 1987. 239 с.
19. *Baurayon R., Mejean G., Kosparian J.* White-light filaments for multiparameter analysis of cloud microphysics // *J. Opt. Soc. Amer. B.* 2005. V. 22. N 2. P. 369–377.
20. *Boutou V., Favre C., Hill S.C., Pan Y.L., Wolf J.P.* Backward enhanced emission from multiphoton processes in aerosols // *Appl. Phys. B.* 2002. V. 75. N 1. P. 145–152.

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, G.M. Krekov, G.G. Matvienko. Femtosecond laser pulse scattering on spherical polydispersions: Monte-Carlo simulation.

The paper presents the results of the numerical solution (the Monte-Carlo method) of the nonstationary radiation transfer equation in an optically dense disperse medium. As a model of the medium, the presence of a polydisperse water cloud is assumed. It is expected that an ultrashort (about 50 fs) and ultraintense laser pulse stimulates the nonstationary transition processes in the scattering particle volume resulting in time transformation of their optical characteristics and, primarily, the scattering phase function. To calculate the time dynamics of the scattering phase function of a laser pulse by a transparent spherical particle the nonstationary Mie theory was used, based on the Fourier representation of the original light pulse and the linear theory of radiation diffraction at a sphere. These estimates were used as the input parameters for numerical solution of the integral transfer equation with a time-dependent kernel. Preliminary results indicate the possibility of a considerable enhancement of the backscattering signal due to the anisotropy reduction of the cloud droplet scattering phase function.