

А.А. Землянов, Ю.Э. Гейнц, Д.В. Апексимов

Рассеяние излучения суперконтинуума на сферических частицах при филаментации лазерного фемтосекундного импульса в воздушной среде

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 2.03.2006 г.

Представлены результаты численных расчетов факторов эффективности рассеяния, поглощения и обратного рассеяния водных частиц в поле квазибелого света (излучения с широким спектральным диапазоном), возникающего при самофокусировке мощного фемтосекундного импульса в атмосфере. Исследовано поведение данных интегральных оптических характеристик для широкого диапазона размеров капель, перекрывающего спектр частиц туманов и облаков, и проведено сравнение с факторами рассеяния для монохроматического излучения и широкополосного излучения фемтосекундного импульса.

Введение

В настоящее время активно обсуждается возможность использования фемтосекундного лазерного излучения для зондирования параметров газовой и аэрозольной компонент атмосферы. Такие перспективы связываются с установленным в экспериментах в реальной атмосфере эффектом генерации суперконтинуума (квазибелого света) при нестационарной самофокусировке фемтосекундного импульса в воздушной среде. Данный эффект связан с частотной самомодуляцией лазерного импульса за счет эффекта Керра и плазменной нелинейности, возникающей в канале филамента вследствие многофотонного поглощения излучения газом. После стадии филаментации квазибелое свечение распространяется в виде импульса в линейной среде. Такой свет, взаимодействуя с аэрозолями и газами, испытывает линейное рассеяние: рэлеевское и рассеяние на частицах. Анализируя характеристики этого рассеяния в различных участках спектра внутри контура излучения суперконтинуума, можно получать информацию о структуре среды. Таков замысел решения обратной задачи зондирования.

Исходной информацией здесь является знание частотной зависимости коэффициентов рассеяния и поглощения аэрозольной среды для квазибелого излучения. Для монохроматического излучения такую информацию предоставляет теория Ми, дающая решение задачи о дифракции монохроматической волны на сферической частице. Свойства рассеянных полей однозначно определяются безразмерным параметром Ми $x = \omega_0 a_0 / c$ (где a_0 — радиус частицы, ω_0 — частота излучения, c — скорость света в вакууме) и значениями показателя преломления n_a и поглощения вещества k_a сферической частицы.

Какова будет ситуация для квазибелого света?

Специфика данной задачи такова, что необходимо применять теорию рассеяния немонохроматического (многочастотного) излучения. Начала этой теории были заложены в работе [1], первые количественные результаты были получены в [2] при рассмотрении задачи о рассеянии фемтосекундного импульса на сферической частице. В частности, был отмечен эффект сглаживания частотного поведения интегральных оптических характеристик (факторов эффективности), возникающий при расширении спектра светового импульса. В связи с этим представляет несомненный интерес более детально рассмотреть закономерности рассеяния такого квазибелого света аэрозольными частицами, что и является целью настоящей работы.

Основные соотношения

Ниже приводится краткая сводка базовых выражений нестационарной теории Ми, используемой для расчета факторов эффективности рассеяния сферической частицы в поле спектрально ограниченного (немонохроматического) оптического излучения.

Для исследования временной эволюции электромагнитного поля световой волны, рассеивающейся на сферической частице, широко используется спектральный подход [3]. Исходная нестационарная задача дифракции широкополосного излучения в этом случае сводится к стационарной задаче рассеяния на сферической частице суперпозиции монохроматических Фурье-гармоник. При этом рассеивающие свойства частицы характеризуются так называемой функцией спектрального отклика, представляющей собой традиционные ряды Ми, записанные для всех частот из спектра исходного импульса.

Пусть падающее на сферическую частицу световое излучение представляет собой плоскую волну

с эллиптической поляризацией, электрическое поле которой представляется в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^i(z; t) &= \frac{1}{2} \left[\mathbf{E}^i(z; t) + (\mathbf{E}^i(z; t))^* \right] = \\ &= \frac{1}{2} E_0 \mathbf{p} \hat{g}(t) e^{i\omega_0(t - (z+a_0)/c)} + \text{к.с.}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\hat{g}(t) = g(t) \exp\{i\varphi(t)\}$ — комплексный временной профиль излучения, включающий и фазу волны $\varphi(t)$; ω_0 — несущая частота волнового пакета; E_0 — действительная амплитуда поля; \mathbf{p} — вектор поляризации; t — время. Считается, что диэлектрическая сферическая частица радиусом a_0 расположена в начале координат, а дифрагирующее на ней излучение распространяется вдоль положительного направления оси z .

Для того чтобы решить нестационарную задачу рассеяния и рассчитать пространственно-временное распределение оптических полей, необходимо сначала перейти из временных координат в область спектральных частот, представив исходный световой импульс его Фурье-образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\omega^i(z, \omega) &= \mathfrak{F}[\mathbf{E}^i(z, t)] = \\ &= \frac{1}{2} E_0 \mathbf{p} G(\omega - \omega_0) e^{-ik_0(z+a_0)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где \mathfrak{F} — оператор Фурье-преобразования; $G(\omega) = \mathfrak{F}[\hat{g}(t)]$ — частотный спектр исходного лазерного импульса; $k_0 = \omega_0/c$. Так, например, если падающее излучение имеет гауссовский временной профиль $g(t) = \exp\{-t^2/2t_p^2\}$ и линейную модуляцию по частоте (чирпинг), т.е. $\omega(t) = \omega_0 - bt/2t_p^2$, причем

$$\hat{g}(t) = \exp\left\{-\frac{t^2}{2t_p^2}(1+ib)\right\},$$

где b — параметр модуляции; t_p — длительность импульса, то спектр такого импульса представляет собой также гауссовскую функцию с полушириной $\Delta\omega = 2\pi\sqrt{1+b^2}/t_p$:

$$G(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1+ib}} \exp\left\{-\frac{4\pi\omega^2}{2\Delta\omega^2}(1-ib)\right\}.$$

Соотношение (2) после умножения на $e^{i\omega t}$ определяет спектральную составляющую исходного импульса излучения в виде монохроматической волны с амплитудой

$$\mathbf{A}(\omega) = E_0 \mathbf{p} G(\omega - \omega_0). \quad (3)$$

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

$$\begin{aligned} \text{rot} \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}; \omega) &= -ik \mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}; \omega); \\ \text{rot} \mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}; \omega) &= i\epsilon_a k \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}; \omega), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}; \omega)$ — вектор магнитной напряженности поля; ϵ_a — комплексная диэлектрическая проницаемость вещества частицы; \mathbf{r} — радиус-вектор; $k = \omega/c$.

Граничные условия на поверхности сферической частицы ($r = |\mathbf{r}| = a_0$) заключаются в непрерывности тангенциальных составляющих внутреннего поля \mathbf{E}_ω , \mathbf{H}_ω при переходе через поверхность:

$$\begin{aligned} [\mathbf{E}_\omega \times \mathbf{n}_r] &= [(\mathbf{E}_\omega^i + \mathbf{E}_\omega^s) \times \mathbf{n}_r]; \\ [\mathbf{H}_\omega \times \mathbf{n}_r] &= [(\mathbf{H}_\omega^i + \mathbf{H}_\omega^s) \times \mathbf{n}_r], \end{aligned} \quad (5)$$

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

Решение (4) с учетом (3) и (5) приводит к следующему представлению электрического поля рассеянной на частице, например, монохроматической плоской волны (1):

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\omega^s(\mathbf{r}; \omega) &= E_0 G(\omega - \omega_0) \times \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} R_n [a_n(m_a k a_0) \cdot \mathbf{M}_{nl}^{(3)}(k\mathbf{r}) - ib_n(m_a k a_0) \cdot \mathbf{N}_{nl}^{(3)}(k\mathbf{r})], \end{aligned} \quad (6)$$

где $R_n = i^n \frac{2n+1}{n(n+1)}$; $\mathbf{M}_{nm}^{(3)}, \mathbf{N}_{nm}^{(3)}$ — сферические вектор-гармоники третьего порядка [4]; $m_a = n_a - ik_a$ — комплексный показатель преломления вещества частицы; a_n, b_n — парциальные коэффициенты Ми.

Зависящее от времени электрическое поле спектрально ограниченного излучения, рассеивающегося на частице, в рамках рассматриваемого подхода записывается в виде интеграла свертки от спектра исходного лазерного сигнала и функции спектрального отклика частицы:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}; t) = E_0 \mathfrak{F}^{-1}[G(\omega - \omega_0) \mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega)]. \quad (7)$$

Здесь через $\mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega)$ обозначены ряды в правой части выражения (6).

Согласно определению любой из спектральных (монохроматических) факторов эффективности Q_ω характеризует долю потока электромагнитной энергии, преобразованной частицей либо на поглощение, либо на рассеяние, по отношению к потоку энергии падающего света через поперечное сечение частицы:

$$Q_\omega = \frac{1}{\pi a_0^2 I_0} \int_{\Omega} (\mathbf{P}_\omega)_r r^2 d\Omega, \quad (8)$$

где $I_0 = c/8\pi E_0^2$ — интенсивность падающего излучения; $d\Omega$ — элемент телесного угла, а $(\mathbf{P}_\omega)_r = \frac{c}{4\pi} \text{Re}[\mathbf{E}_\omega, \mathbf{H}_\omega]_r$ — радиальная составляющая вектора Умова–Пойнтинга для поля дифрагированной на частице монохроматической волны (в случае фактора рассеяния) или же волны, образованной интерференцией падающего и рассеянного излучений (фактор эффективности ослабления).

При наличии временной зависимости оптических полей (7) для определения стационарных

факторов эффективности рассеяния необходим переход от мощностных параметров излучения к его энергии, что эквивалентно измерению характеристик рассеяния приемником с бесконечным временем экспозиции.

Переходя в (8) к интегралам по времени

$$Q = \frac{1}{\pi a_0^2 \omega_0} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{\Omega} \Pi_r(t) r^2 d\Omega,$$

где $\omega_0 = \int_{-\infty}^{\infty} I_0(t) dt$ – плотность энергии падающего

излучения; $\Pi_r(t) = \frac{c}{4\pi} \text{Re}[\mathbf{E}(\mathbf{r}; t), \mathbf{H}(\mathbf{r}; t)]_r$, а поля рассчитываются согласно (7), для факторов эффективности рассеяния Q_s , ослабления Q_{ext} , поглощения Q_a и обратного рассеяния Q_{π} широкополосного светового излучения на сферической частице с дифракционным параметром $x = \omega_0 a_0 / c$ получим следующие выражения [2]:

$$Q(a_0, \omega_0) = \frac{1}{W_0} \int_{-\infty}^{\infty} |G(\omega - \omega_0)|^2 Q(a_0, \omega) d\omega, \quad (9)$$

где $W_0 = \int_{-\infty}^{\infty} |G(\omega - \omega_0)|^2 d\omega$, а $Q(x)$ – любой из вышеперечисленных спектральных факторов эффективности рассеяния [4]:

$$\begin{aligned} Q_s(x) &= \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2); \\ Q_{\text{ext}}(x) &= \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n); \\ Q_a(x) &= Q_{\text{ext}}(x) - Q_s(x); \\ Q_{\pi}(x) &= \frac{1}{x^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (-1)^n (a_n - b_n) \right|^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Структура данных выражений показывает, что каждая спектральная составляющая вносит независимый вклад в полную энергию поля рассеянной волны и вклады эти аддитивны и пропорциональны произведению спектральной плотности исходного излучения на спектральный фактор эффективности.

Таким образом, задача о нахождении данных факторов эффективности для некогерентного излучения сводится к вычислению выражений (10) для всех частот из спектра исходного импульса и к операции свертки по формуле (9).

Результаты численных расчетов

Для определенности далее будем рассматривать рассеяние спектрального ограниченного оптического излучения на сферических каплях воды в воздухе. Коэффициент преломления воздуха считается равным единице, в то время как для воды аналогичное значение выбрано на уровне $m_a = 1,33$ –

$i \cdot 10^{-8}$ для длины волны $\lambda_0 = 0,8$ мкм [5]. В качестве рассеивающегося на частицах квазизелого света выбиралось излучение суперконтинуума, возникающее при самофокусировке в воздухе 2-ТВт импульса Ti:Sapphire-лазера с начальной длительностью 155 фс и длиной волны 0,8 мкм, спектр которого в соответствии с данными экспериментальной работы [6] приведен на рис. 1.

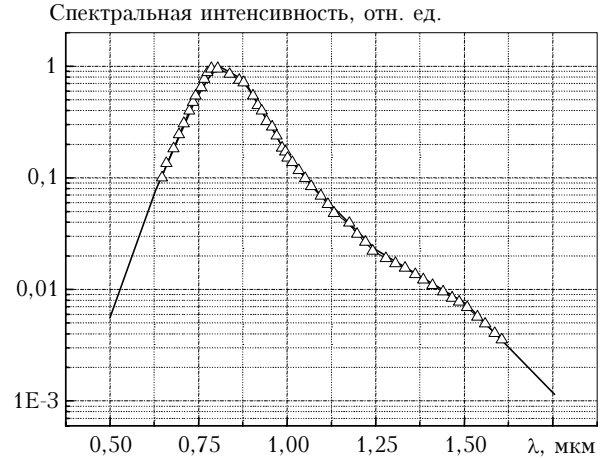


Рис. 1. Спектр излучения, возникающий при самофокусировке в атмосфере фемтосекундного лазерного импульса. Точки – экспериментальные данные, взятые из работы [6], сплошная кривая – использованная при расчетах аппроксимация спектра

Заметим, что подобный спектральный профиль достаточно хорошо может быть описан гауссовской функцией с полушириной $\Delta\omega \approx 1800$ ТГц, что дает значение коэффициента заполнения импульса $l_0 = \omega_0 / \Delta\omega$ порядка 1,25. Изменение m_a в пределах спектрального контура импульса не учитывалось.

Зависимость факторов эффективности рассеяния, поглощения и обратного рассеяния от параметра дифракции частиц для монохроматического излучения и квазизелого света показана на рис. 2.

Для сравнения на рис. 2 показан также спектральный ход указанных факторов для исходного фемтосекундного импульса с $t_p = 155$ фс ($l_0 \approx 60$). Мы не приводим здесь аналогичной зависимости для фактора эффективности ослабления, поскольку выбранный уровень поглощения воды очень низок и с высокой степенью точности можно положить $Q_{\text{ext}} = Q_s$.

Из рис. 2 видно, что широкий частотный спектр суперконтинуума кардинально изменяет поведение факторов эффективности. Прежде всего, исчезает тонкая пиковая структура в данной зависимости, которая обусловлена возбуждением собственных резонансных мод прозрачной частицы. Особенно отчетливо это заметно на графике зависимости фактора эффективности обратного рассеяния $Q_{\pi}(x)$ (рис. 2, в), поскольку пространственное распределение поля резонансных мод характеризуется симметрией в направлениях вперед и назад [7] и, следовательно, увеличением сигнала обратного

рассеяния. Данный факт не означает того, что резонансы в частице перестают возбуждаться, о чем наглядно свидетельствует наличие резонансных пиков в зависимости $Q_a(x)$ (рис. 2,б), просто эффективность этого процесса для широкополосного излучения значительно падает [3].

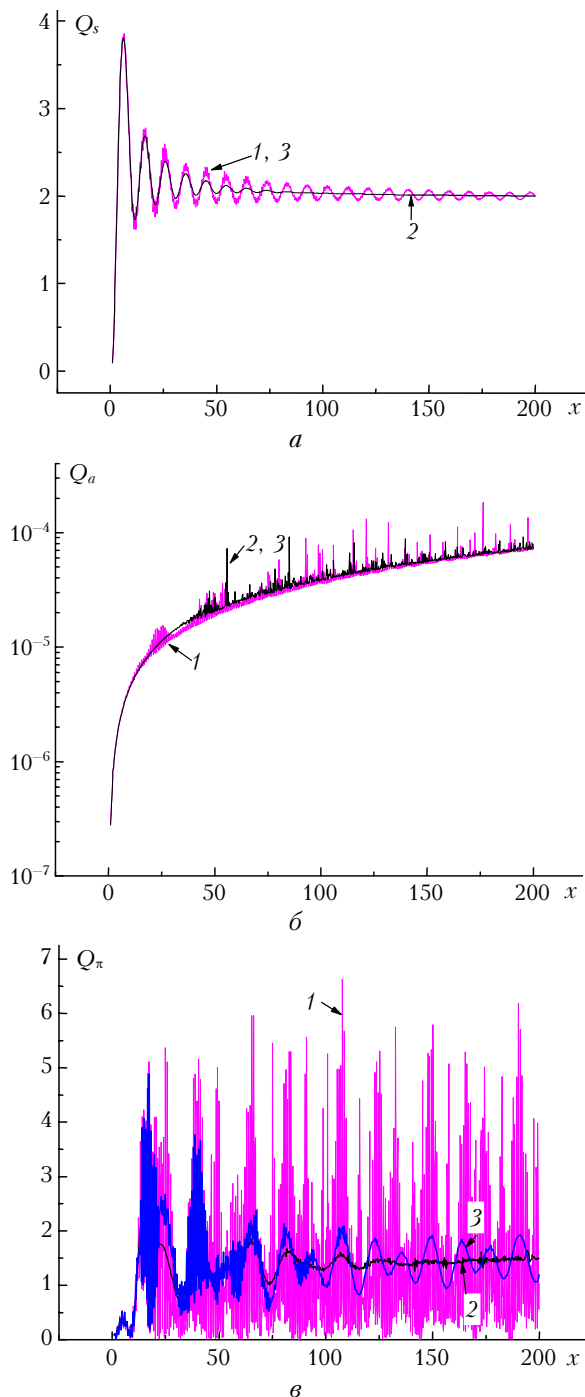


Рис. 2. Факторы эффективности рассеяния $Q_s(x)$ (а), поглощения $Q_a(x)$ (б) и обратного рассеяния $Q_\pi(x)$ (в) в зависимости от параметра дифракции частиц x для монохроматического излучения (1), излучения суперконтинуума (2), имеющего спектр, как на рис. 1, и 155-фс лазерного импульса (3). Кривые 1, 3 на рис. 2,а, а также кривые 2, 3 на рис. 2,б мало отличаются друг от друга

На рис. 2,а,б виден также и отмеченный в [2] эффект сглаживания крупномасштабных пульсаций факторов эффективности Q_s , Q_π в области больших параметров x при расширении спектра светового импульса. Данные пульсации имеют интерференционную природу и характерны именно для монохроматического излучения [4]. Частотный диапазон квазиромашевого света достаточно широк, что приводит к демпфированию пульсаций факторов эффективности и выходу их на постоянный уровень.

В то же время для модельного 155-фс импульса заметные отличия от случая монохроматического излучения наблюдаются только для факторов Q_π и Q_a , а спектральный ход фактора эффективности рассеяния практически полностью повторяет свой монохроматический аналог.

Рассмотренные выше факторы эффективности являются основными количественными характеристиками ослабления радиации изолированными сферическими частицами. Реальные атмосферные аэрозольные образования (туманы, облака), как правило, полидисперсны и характеризуются некоторой функцией распределения частиц по размерам $f(a)$. Для таких аэрозольных ансамблей в теории рассеяния света вводят так называемые усредненные факторы эффективности рассеяния \bar{Q}_i , определяемые как статистическое среднее от соответствующей оптической характеристики для одной частицы Q_i при функции плотности $\pi a^2 f(a)$ [5]:

$$\bar{Q}_i = \frac{\int_0^\infty \pi a^2 Q_i(a) f(a) da}{\int_0^\infty \pi a^2 f(a) da} \quad (11)$$

В (11) индексом « i » обозначен любой из факторов (10). По смыслу (11) дает отношение оптического сечения частиц в единице объема к их геометрическому сечению.

Рис. 3 показывает сравнение усредненных факторов эффективности \bar{Q}_s , \bar{Q}_π водного аэрозоля с характерным для облаков размером частиц, рассчитанных по (11) для монохроматического излучения с $\lambda_0 = 0,8$ мкм и свечения суперконтинуума с частотным спектром, показанным на рис. 1. В качестве функции распределения частиц по размерам было выбрано гамма-распределение с варьируемым модальным радиусом a_m и параметром полуширины $\mu = 2$. Из данного рисунка следует, что усреднение факторов эффективности по ансамблю частиц оказывает сглаживающий эффект и для монохроматического излучения, и для квазиромашевого света. Однако в последнем случае степень проявления данного эффекта значительно выше, поскольку статистическое усреднение комбинируется со спектральным и, в частности, значения фактора обратного рассеяния при изменении микроструктуры облака практически не меняются, оставаясь на уровне $\bar{Q}_\pi \approx 1,5$.

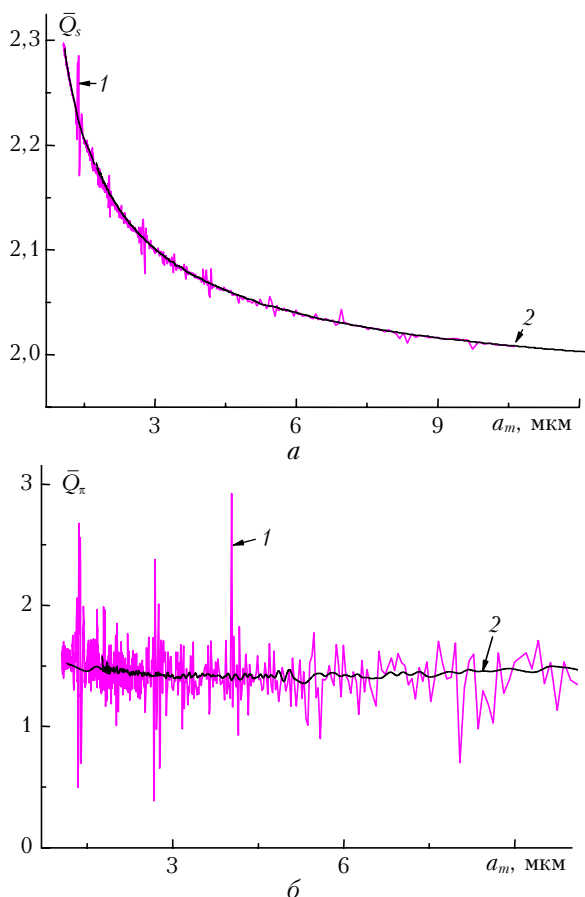


Рис. 3. Усредненные факторы эффективности рассеяния $\bar{Q}_s(x)$ (а) и обратного рассеяния $\bar{Q}_\pi(x)$ (б) водного облака с гамма-распределением частиц по размерам ($\mu = 2$) в зависимости от модального радиуса капель для монохроматического излучения (1) и излучения суперконтинуума (2)

Заклучение

Таким образом, представленные результаты по интегральным оптическим характеристикам рассеяния широкополосного светового сигнала, моделирующего реально наблюдающееся суперконтинуальное излучение фемтосекундного лазера после взаимодействия с атмосферой на слабопоглощающих сферических частицах, показали, что в поле

такого излучения наиболее ярко выражен эффект сглаживания оптических характеристик светорассеяния при изменении радиуса частицы. Можно считать, что факторы Q_s , Q_π обнаруживают слабую зависимость от размера капель, начиная примерно с $x = 100$, что для $\lambda_0 = 0,8$ мкм соответствует радиусу частицы $a \approx 13$ мкм.

В ансамбле полидисперсных частиц с функцией распределения по размерам, моделирующей атмосферные облака, наблюдаются плавное уменьшение усредненного фактора эффективности рассеяния \bar{Q}_s с ростом модального размера частиц и его асимптотическое стремление к значению $\bar{Q}_s = 2$, а усредненный фактор обратного рассеяния \bar{Q}_π при этом слабо варьирует около постоянного уровня $\bar{Q}_\pi = 1,5$.

Работа выполнена при финансовой поддержке комплексного интеграционного проекта 3.13, гранта РФФИ № 06-05-64799, Лаврентьевского гранта СО РАН, молодежного гранта ИОА СО РАН.

1. Калинин А.Н., Творогов С.Д. Рассеяние импульса света на сферических частицах с большим показателем преломления // Ж. прикл. спектроскопии. 1976. Т. 20. Вып. 1. С. 140–145.
2. Shifrin K.S., Zolotov I.G. Nonstationary scattering of electromagnetic pulses by spherical particles // Appl. Opt. 1994. V. 33. N 33. P. 7798–7804.
3. 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.
4. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М., Мир: 1986. 660 с.
5. Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
6. Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelain D., Niedermeier S., Yu J., Wolf J.P., André Y.B., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Tzortzakis S., Rodriguez M., Wille H., Wöste L. Infrared extension of the supercontinuum generated by fs-TW-laser pulses propagating in the atmosphere // Opt. Lett. 2000. V. 25. N 18. P. 1397–1399.
7. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 260 с.

A.A. Zemlyanov, Yu.E. Geints, D.V. Apeksimov. Supercontinuum radiation scattering by spherical particles at laser femtosecond pulse filamentation in air medium.

Computation results on factors of efficiency of scattering, absorption, and backscattering radiation by water particles in the quasiwhite light field (radiation of a wide spectral range), appeared at self-focusing of a high-power femtosecond pulse in atmosphere, are presented. The integral optical characteristics were studied for a wide range of drop sizes, overlapping the spectrum of fog and cloud particles. The results were compared with scattering factors for monochromatic radiation and wideband radiation of a femtosecond pulse.