

# Моделирование переноса излучения методом Монте-Карло и решение обратной задачи на основе генетического алгоритма по результатам эксперимента зондирования аэрозолей на коротких трассах с использованием фемтосекундного лазерного источника

Г.Г.Матвиенко, В.К.Ошлаков, А.Н.Степанов, А.Я.Суханов

*Рассмотрены алгоритмы, реализующие широкополосный («многоволновой») перенос излучения с учетом многократного (аэрозольного) рассеяния и поглощения основными атмосферными газами. В спектральном диапазоне 0.6–1 мкм проведено замкнутое численное моделирование модификаций суперконтинуальной составляющей зондирующего фемтосекундного импульса. В рамках алгоритмов решений обратных задач атмосферной оптики на основе генетического алгоритма проведена интерпретация экспериментального обратнорассеянного спектра суперконтинуума. Для частицы искусственного аэрозоля с узкомодальными распределениями в диапазоне размеров 0.5–2 мкм с шагом 0.5 мкм получено адекватное восстановление моды распределения.*

**Ключевые слова:** излучение, атмосфера, перенос, аэрозоль, лидар, фемтосекундный лазер, суперконтинуум, обратная задача, генетический алгоритм, метод Монте-Карло.

## 1. Введение

В настоящее время в атмосферной оптике и лидарном зондировании развивается направление, связанное с использованием лазерных импульсных источников фемтосекундной длительности. Распространение мощного фемтосекундного (ФС) импульса в атмосфере сопровождается множеством различных процессов, включая ионизацию, одно- и многофотонное поглощение, рэлеевское, комбинационное и гиперкомбинационное рассеяния. Наибольший интерес для задач зондирования атмосферы представляет использование излучения суперконтинуума (СК), возникающего при филаментации мощного зондирующего ФС импульса: часть энергии импульса распределяется в широком (относительно лазерной длины волны) спектральном диапазоне как в стоксовой, так и в антистоксовой областях спектра. Общепринятым считается следующее [1–11]: при превышении мощностью импульса некоторого порога (для воздуха это 3–3.5 ГВт) существенной становится нелинейная добавка к показателю преломления среды распространения. Импульс попадает в условия самофокусировки, интенсивность возрастает, реализуются процессы многофотонного поглощения и туннельной ионизации, на переднем фронте импульса возникает плазменное образование. Набегающий импульс, взаимодействуя с плазменным образованием, частично рассеивается, но остается в условиях самофокусировки до тех пор, пока не исчерпывается «избыточная» энергия. Наблюдается филаментация: след импульса визуально

фиксируется в виде яркой светящейся нити (филамент). Одновременно происходит генерация конической эмиссии СК – спектральная энергия, преимущественно в антистоксовой части, распределяется в конусах с вершиной в зоне филаментации и с четким угловым распределением по правилу: чем меньше длина волны, тем больше угол при вершине конуса. В стоксовой части спектра энергия концентрируется в приосевой зоне пространственно сжатого импульса. Указанные эффекты могут широко использоваться для количественной и качественной оценки параметров атмосферы. Примером служат результаты международного исследовательского проекта TeraMobile, в котором используется мобильная фемтосекундная лидарная система тераваттной мощности [1–7].

Одновременно с развитием методов зондирования атмосферы сверхкороткими импульсами (СКИ) развиваются методы решения обратных задач ФС атмосферной оптики, среди которых можно выделить методы численного моделирования процесса распространения ФС импульсов. Отдельной задачей является интерпретация результатов зондирования атмосферы такими импульсами, испытывавшими филаментацию, с использованием излучения СК. Не претендуя на полноту обзора, укажем, что за последние десять лет научными коллективами институтов РАН внесен достаточно большой вклад в данное направление. В работах [8–15] приведены характерные результаты экспериментальных и численных исследований распространения ФС излучения в атмосфере и в облачном аэрозоле. В [8,9] рассмотрено лидарное уравнение зондирования атмосферы ФС импульсами, при этом трасса зондирования условно разделена на линейную и нелинейную части. Численно исследован эффект расщепления ФС импульса в линейном режиме переноса, а также проанализирована эффективность использования лидаров белого света для зондирования оптических и микрофизических параметров облачного аэрозоля. Методология моделирования процессов распространения сигнала с широким спектром и решения обратных задач

Г.Г.Матвиенко, В.К.Ошлаков, А.Я.Суханов. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: mgg@iao.ru, ovk@iao.ru, say@iao.ru

А.Н.Степанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г., после доработки – 3 сентября 2014 г.

оптики атмосферы применительно к ФС атмосферной оптике представлена в работах [16–20]. Проведены численные исследования возможности использования лидаров белого света на коротких атмосферных трассах в задачах восстановления функций распределения частиц по размерам. Рассмотренные методы восстановления и моделирования относились, в основном, к отдельным (четырем) длинам волн, попадающих в окна прозрачности атмосферы, но результаты не были подкреплены натурными экспериментами.

В настоящей статье описываются алгоритмы, разработанные на основе метода Монте-Карло и реализующие широкополосный («многоволновой») перенос излучения с учетом поглощения основными атмосферными газами и многократного (аэрозольного) рассеяния. В качестве примера интерпретации результатов эксперимента зондирования аэрозоля решается задача восстановления моды распределения аэрозольных частиц по размерам с помощью генетического алгоритма. С этой целью в натурном эксперименте использовался генератор аэрозоля (этиленгликоля) с известным узкомодальным исходным распределением. Искусственное облако аэрозоля облучалось излучением СК, возникающим при распространении ФС импульса по атмосферной трассе.

## 2. Натурный эксперимент

Натурный эксперимент по лидарному зондированию искусственного аэрозольного облака на короткой (85 м) атмосферной трассе проведен на фемтосекундном стенде Института прикладной физики РАН (Н.Новгород) [21] при следующих параметрах ФС системы: длина волны излучения 800 нм, длительность импульса  $\sim 50$  фс, энергия импульса 10–14 мДж, частота следования импульсов 1 кГц. Область начала филаментации импульса располагалась на расстоянии 5–7 м от выходного зеркала лазерной системы.

Технические характеристики приемной оптической системы таковы: телескоп системы Ньютона (параболическое зеркало диаметром 200 мм, фокусное расстояние 70 см), полевая диафрагма (одножильное оптическое волокно, передающее спектр излучения в спектрометр, диаметром 1000 мкм). Регистратор – быстродействующий миниатюрный спектрометр высокого разрешения HR4000 (Ocean Optics). Момент накопления фотоэлектронов синхронизировался с частотой следования зондирующих импульсов.

В качестве источника искусственного аэрозоля использовался генератор аэрозольных частиц на основе этиленгликоля с модальным диаметром частиц 1 мкм и малой шириной моды функции распределения частиц по размерам. Коэффициент преломления данного вещества в диапазоне длин волн 400–1000 нм изменяется от 1.5 до 1.4, что лучше всего соответствует фракции морского аэрозоля на основе частиц морской соли.

В связи со спецификой задачи зондирования аэрозольного образования на короткой (горизонтальной) атмосферной трассе выбрана биаксиальная лидарная схема со следующими характеристиками: база лидара (расстояние между оптическими осями передатчика и приемника) 8,2 м, угол рассеяния (с учетом расстояния до точки зондирования 85 м) приблизительно  $174.5^\circ$ . Тем самым исключалась возможность регистрации сигналов высокой интенсивности как из дофиламентационной области, так и из области филамента. Схема зондирования представлена на рис. 1.

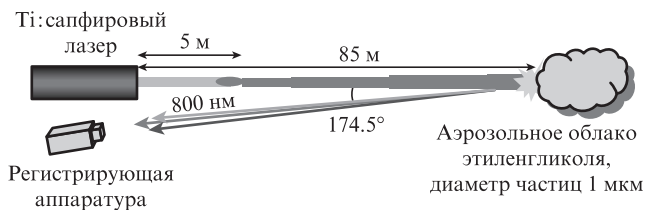


Рис.1. Схема эксперимента, проведенного на стенде ИПФ РАН. Разметка трассы: 5 м – зона самофокусировки, филаментации и генерации СК; 85 м – зона распространения излучения СК;  $174.5^\circ$  – угол рассеяния.

В описываемом эксперименте проявляется нелинейность среды распространения (атмосферы): на начальном участке трассы в воздухе генерируется коническая эмиссия СК. Изображение цветных колец на экране, расположенном перпендикулярно оси распространения излучения, регистрировалось с помощью цифровой видеокамеры. По результатам обработки изображений углового распределения излучения СК на экране (рис.2,а) оценены углы расходимости спектральных составляющих СК (рис.2,б) и положение на трассе точки его генерации. Полученные данные в основном совпадают с данными [11, 12].

Излучение СК регистрировалось с помощью спектрометра в конце трассы (далее в тексте – «спектр СК») и в точке приема обратнорассеянного излучения СК.

В результате эксперимента, проведенного с использованием макета лидара (см. рис.1), получены сигналы обратного рассеяния излучения СК от искусственного аэрозоля (этиленгликоль) с диаметром частиц 1 мкм (рис.3).

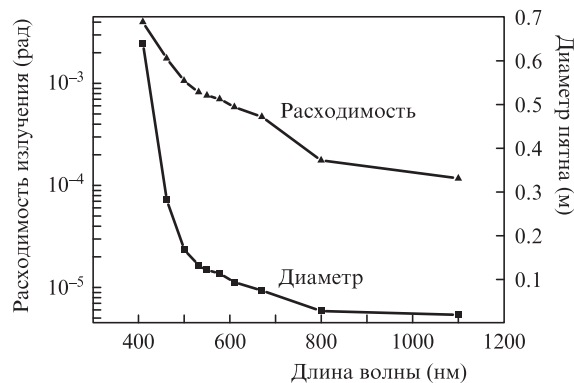
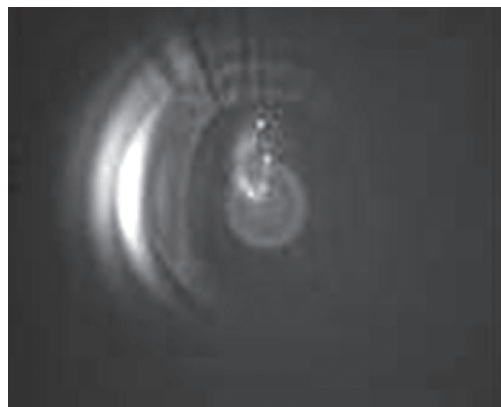


Рис.2. Спектрально-угловое распределение излучения конической эмиссии (а) и вычисленные по этому распределению спектральные характеристики СК (б).

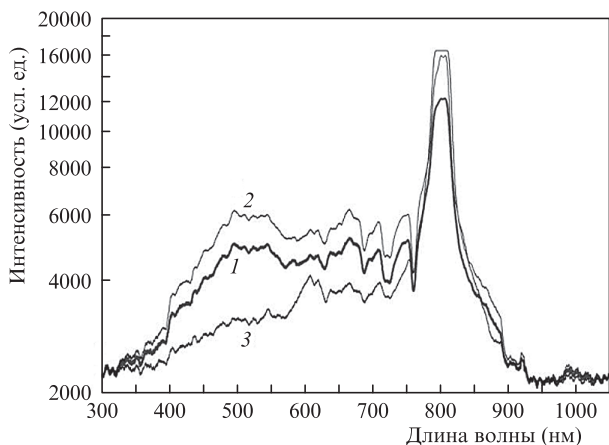


Рис.3. Спектры обратнорассеянных сигналов суперконтинуума (расстояние до точки рассеяния 85 м, угол рассеяния  $174.5^\circ$ ): среднее по 100 спектрам сигналов обратного рассеяния СК (1), а также максимальная (2) и минимальная (3) передача энергии в СК в один импульс.

### 3. Обработка результатов натурного эксперимента и численное моделирование эксперимента

С целью получения информации о распределении аэрозольных частиц по размерам проведена обработка реальных спектров обратнорассеянных сигналов СК. При моделировании мы исходили из предположения, что после учета потерь энергии на филаментацию, генерацию СК и сопутствующие эффекты результат зондирования участков трассы, расположенных после участка филаментации, может быть описан линейными уравнениями зондирования с привлечением методологии, развитой для многочастотного лидарного зондирования [22]. При решении задачи восстановления параметров распределения частиц по размерам в объеме рассеяния использованы сопутствующие экспериментальные данные.

Распространение излучения в среде в линейном режиме описывается нестационарным интегродифференциальным уравнением Больцмана, которое в трехмерном пространстве может быть представлено в следующем виде:

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

где

$$G(r, w', w, t, \lambda) = G_M(r, w', w, t, \lambda' = \lambda) + \int_{\Lambda} G_R(r, w', w, t, \lambda') d\lambda';$$

$I(r, w, t, \lambda)$  – интенсивность излучения с длиной волны  $\lambda$  в точке  $r$  в направлении  $w(a, b, c)$  в момент времени  $t$ ;  $I_0(r, w, t, \lambda)$  – функция источников;  $v$  – абсолютная скорость частиц в среде;  $G_M(r, w', w, t, \lambda' = \lambda)$  – объемный коэффициент упругого монохроматического рассеяния в направлении  $\vartheta = w'w$ ;  $G_R(r, w', w, t, \lambda')$  – объемный коэффициент ши-

рокопосного упругого и неупругого рассеяния;  $\sigma(r, t, \lambda) = \sigma_a(r, t, \lambda) + \sigma_s(r, t, \lambda) + \alpha_{\text{mol}}(r, t, \lambda)$  – коэффициент поглощения ( $\sigma_a$ ) и рассеяния ( $\sigma_s$ ) дисперсной среды, а также молекулярного поглощения  $\alpha_{\text{mol}}$ .

Существуют различные методы получения аналитического решения данного уравнения переноса, и одним из достаточно эффективных является метод Монте-Карло. Кроме того, данный подход последовательно развивался в наших предыдущих работах [8, 9, 14, 16–20].

Среди многочисленных модификаций метода Монте-Карло для задач оптической локации эффективен метод локальной оценки. Выражение для статистической оценки потока излучения в области детектора  $D_{ij} = \Omega_i T_j$  и в пределах спектрального диапазона  $\Delta\lambda$  с учетом данного метода можно представить в виде [23]

$$\begin{aligned} I_{\Delta\lambda}(r^*) = \\ \sum_{n=0}^N q_n \frac{\exp[-\tau(r_n, r^*)] g(\mu^*, r) P_{\Delta\lambda}^*(r_n, r^*, \Delta\lambda) \Delta_i(s^*) \Delta_j(t^*)}{2\pi |r_n - r^*|^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $g(\mu^*, r, \lambda)$  – нормированная на единицу обобщенная индикатриса рассеяния;  $\Delta_i(s^*)$  и  $\Delta_j(t^*)$  – индикаторы областей  $\Omega_i$  и  $T_j$ ;  $q_n$  – статистический вес фотона, компенсирующий фиктивный характер переходов  $k(x_n \rightarrow x^*)$ ;

$$\begin{aligned} P_{\Delta\lambda}^*(r_n, r^*, \Delta\lambda) = (\Delta\lambda)^{-1} \int_{\Delta\lambda} \exp[-\tau_{\text{mol}}(r_n, r^*, \lambda)] d\lambda \\ = (\Delta\lambda)^{-1} \int_{\Delta\lambda} \exp\left[-\int_0^{|r_n - r^*|} \alpha_{\text{mol}}(\lambda, r') dr'\right] d\lambda \end{aligned} \quad (3)$$

– функция пропускания;  $\tau_{\text{mol}}$  – оптическая толщина, обусловленная молекулярным поглощением.

В данном случае канонический алгоритм локальной оценки для монохроматического режима дополняется сомножителем (3), требующим дополнительного вычисления. Спектральное поглощение по пробегаем фотонам между очередными случайными столкновениями  $\{r_n\}$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ , учитывается преобразованием статистических весов

$$q_{n+1} = q_n P_{\Delta\lambda}^n(r_n, r_{n+1}, \Delta\lambda), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (4)$$

где

$$P_{\Delta\lambda}^n(r_n, r_{n+1}, \Delta\lambda) = (\Delta\lambda)^{-1} \int_{\Delta\lambda} \exp\left[-\int_0^{|r_{n+1} - r_n|} \alpha_{\text{mol}}(\lambda, r') dr'\right] d\lambda. \quad (5)$$

Оптическая аэрозольная модель включала в себя коэффициенты оптического взаимодействия для этиленгликоля, рассчитанные по теории Ми с учетом коэффициентов преломления данного вещества при линейном режиме распространения излучения СК. Принято, что коэффициент рассеяния аэрозоля в 2–10 раз больше фоновых значений ( $0.05$ – $0.1 \text{ км}^{-1}$ ).

Данные по молекулярному поглощению были получены на основе базы данных HITRAN. В ультрафиолетовом и видимом диапазонах длин волн взяты сечения поглощения для  $\text{O}_3$ ,  $\text{Cl}_2$ ,  $\text{NO}_2$ ,  $\text{SO}_2$ , а также параметры линий поглощения для расчета коэффициентов поглощения в приближении фойгтовского контура линии. Учтены: по-

поглощение H<sub>2</sub>O в интервалах 410–450 и 960–980 нм, а также в области 770 нм; поглощение NO<sub>2</sub> в интервале 300–600 нм (хотя поглощение в NO<sub>2</sub> фоновых концентраций на коротких трассах можно считать несущественным, в городских условиях концентрация NO<sub>2</sub> заметно растет); поглощение O<sub>3</sub> в области менее 350 нм и в интервале 500–700 нм (при возможном увеличении концентрации O<sub>3</sub> поглощение может стать заметным).

В качестве модели распределения газовых составляющих выбраны модель ИОА СО РАН [24] и обновленная газовая модель атмосферы [25], которая делится на три слоя: нижняя тропосфера (0–5 км), верхняя тропосфера (до 12 км) и стратосфера (12–35 км). Анализируемый эксперимент проводился в условиях нижней тропосферы. Аэрозольная фоновая модель сформирована на основе данных работ [26–29] как модель океанических аэрозолей с учетом грубодисперсной (морская соль и минеральные частицы), аккумулятивной (минеральные частицы и почвенный аэрозоль) и транзитивной (водорастворимые и минеральные частицы, сажа) фракций [28]. В качестве функций распределения частиц по размерам рассматриваются логнормальные функции распределения и фракции, представленные в табл. 1.

В данном случае рассматривается только пограничный атмосферный слой, потому описание высотного распределения концентрации частиц здесь опустим.

Численный эксперимент в рамках метода Монте-Карло представлял собой моделирование биаксиальной лидарной схемы. Ранее использовавшаяся аэрозольная оптическая модель Крекова дополнена, с учетом индикатрис рассеяния для молекулярной и аэрозольной атмосферы, углом рассеяния 174.5° (в соответствии со схемой натурального эксперимента).

Расчет коэффициентов оптического взаимодействия осуществлялся с использованием теории Ми. В качестве расчетных параметров выступали индикатрисы рассеяния, а также коэффициенты рассеяния и ослабления.

Для описания распределения частиц фонового аэрозоля по размерам взято логнормальное распределение с параметрами из табл. 1:

$$\frac{dN_i(r)}{dr} = \frac{N_i}{\sqrt{2\pi} r \lg \sigma_i \ln 10} \exp\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\lg r - \lg r_{mi}}{\lg \sigma_i}\right)^2\right], \quad (6)$$

где  $r_{mi}$  – модальный радиус распределения частиц;  $N_i$  – концентрация  $i$ -й фракции;  $\sigma_i$  – среднеквадратичное отклонение.

Оптическая модель искусственного аэрозольного облака рассчитана с использованием гауссовой функции распределения так, чтобы рассеяние по фоновой модели

Табл. 1. Основные аэрозольные фракции.

Аэрозольная фракция	$N$ (см <sup>-3</sup> )	$r_m$ (мкм)	$\sigma$
Нерастворимый почвенный и органический аэрозоль	0–2	0.471	2.51
Водорастворимый аэрозоль	0–28000	0.0212	2.24
Частицы сажи	0–100000	0.0118	2
Транзитивная фракция	0–270	0.07	1.95
Аккумулятивная фракция	0–30	0.39	2.0
Грубодисперсная фракция	0–0.14	1.9	2.15
Мелкие частицы морской соли	0–150	0.209	2.03
Крупные частицы морской соли	0–0.04	1.75	2.03

было превышено в 2–5 раз. Мода распределения для разных случаев составляла 0.5–2 мкм, полуширина моды была равна 0.005 мкм.

#### 4. Решение обратной задачи

В нашем случае решается задача поиска функций распределения частиц искусственного аэрозольного образования по размерам. Предполагается, что преобладают частицы с примерно одинаковым радиусом частиц. Задача сводится к оптимизации функционала, представляющего собой реализацию метода наименьших квадратов и минимизирующего разность между спектром обратнорассеянного излучения СК, полученным экспериментально, и модельным спектром, соответствующим данному распределению частиц по размерам, полученным с помощью генетического алгоритма:

$$\sum_{i=1}^n (I_{\text{exp}}(\lambda_j) - aI_{\text{mod}}(\lambda_j))^2 \rightarrow \min, \quad (7)$$

где  $I_{\text{exp}}(\lambda_j)$  – экспериментальный спектр;  $aI_{\text{mod}}(\lambda_j)$  – модельный спектр, умноженный на масштабирующий коэффициент.

Следует отметить, что для тестирования результатов моделирования с использованием генетического алгоритма в качестве  $I_{\text{exp}}(\lambda_j)$  использовался спектр, полученный в результате моделирования методом Монте-Карло.

Модельное представление сигнала учитывает только однократное рассеяние фотонов и записывается с учетом параметров натурального эксперимента:

$$I_{\text{mod}}(\lambda_j) = \frac{I(\lambda_j) D_{\lambda_j} A}{R_{85}^2} \int_0^\Delta G(h + R_{85}) \exp\left\{-\int_{R_{85}}^{R_{85}+h} \beta(\lambda_j, h') dh'\right. \\ \left.- \int_{R_{85}}^{R_{85}+h/\cos(174.5^\circ)} \beta[\lambda_j, h'|\cos(174.5^\circ)] dh'\right\} \beta_{174.5}(\lambda_j, h + R_{85}) dh \\ \times \exp\left\{-\int_0^{R_{85}/\cos(174.5^\circ)} \beta_{\text{ext}}^{a+m}[\lambda_j, h|\cos(174.5^\circ)] dh\right. \\ \left.- \int_{R_5}^{R_{85}} \beta_{\text{ext}}^{a+m}(\lambda_j, h) dh\right\}. \quad (8)$$

Здесь  $D_{\lambda_j}$  – пропускание приемного тракта на длине волны  $\lambda_j$ ;  $A$  – площадь приемной апертуры;  $G(h)$  – геометрический фактор;  $R_{85}$  – расстояние от приемника до аэрозольного облака;  $I(\lambda_j)$  – интенсивность излучения конической эмиссии на длине волны  $\lambda_j$ ;  $\beta_{174.5}(\lambda_j, h)$  – коэффициент рассеяния под углом 174.5° в направлении приемника, обусловленный искусственным аэрозодем и молекулярной атмосферой;  $\beta_{\text{ext}}^{a+m}(\lambda_j, h)$  – молекулярное и аэрозольное ослабления на трассе;  $\Delta$  – глубина аэрозольного облака;  $I(\lambda_j)$  – исходный спектр СК.

Коэффициенты ослабления и рассеяния под углом 174.5° можно представить в следующем виде:

$$\beta(\lambda_j, h) = \int_n^{r_2} \varphi(r) \beta(\lambda_j, h, r) dr + \beta_{\text{atm}}(\lambda_j, h), \quad (9) \\ \beta_{174.5}(\lambda_j, h) = \int_n^{r_2} \varphi(r) \beta_{174.5}(\lambda_j, h, r) dr + \beta_{\text{atm}, 174.5}(\lambda_j, h),$$

где  $\beta(\lambda_j, h, r)$  и  $\beta_{174.5}(\lambda_j, h, r)$  – коэффициенты ослабления и рассеяния под углом  $174.5^\circ$  частицы радиусом  $r$ ;

$$\varphi(r) = M \left\{ \alpha \exp \left[ -\frac{(r-r_1)^2}{2g_1^2} \right] + \exp \left[ -\frac{(r-r_2)^2}{2g_1^2} \right] \right\} \quad (10)$$

– функция распределения частиц по размерам, представленная как функция суммы двух гауссовых функций, нормированных коэффициентами  $\alpha \in [0, 1]$  и  $M$  (коэффициент нормировки плотности распределения на единицу).

Для решения задачи (7) применен генетический алгоритм [16, 19, 20]. Для генетических алгоритмов общепризнанной является проблема медленной сходимости к решению и длительного времени работы из-за необходимости многократного расчета функции отбора. Путем введения упрощений функционал (7) был преобразован в функцию фитнеса, в частности предполагалось, что коэффициенты рассеяния и ослабления не меняются вдоль трассы зондирования, геометрический фактор равен 1:

$$\begin{aligned} f(X) &= \sum_{i=1}^n \left\{ I_{br}(\lambda_j) - a I_{sc}(\lambda_j) \right. \\ &\times \left[ b \int_{r_1}^{r_2} \varphi(r', M, \alpha, \bar{r}, \bar{g}) \beta_{174.5}(r, \lambda_j) dr' + \beta_{174.5}^{a+m}(\lambda_j) \right] \\ &\times \left[ \frac{1}{2\beta(\lambda_j)} [1 - \exp(-2\beta(\lambda_j)\Delta)] \right] \\ &\times \exp \left[ -2 \int_0^{85} \beta_{ext}^{a+m}(\lambda_j, h) dh + \int_0^5 \beta_{ext}^{a+m}(\lambda_j, h) dh \right]^2 \\ &\times [I_{br}(\lambda_j)]^{-1}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $f(X)$  – функция фитнеса, зависящая от вектора искомым параметров  $X = [a, b, \alpha, \Delta, \bar{r}, \bar{g}]$ ;  $a$  – параметр масштаба сигнала;  $b$  – коэффициент вклада в рассеяние искусственным аэрозолем под углом  $174.5^\circ$ , фактически учитывающий относительный вклад атмосферной составляющей по сравнению с молекулярной и аэрозольной и концентрацию частиц этиленгликоля;  $\bar{r}$ ,  $\bar{g}$  – векторы мод и полуширин гауссовых плотностей распределения;  $M$  – коэффициент нормировки на единицу плотности распределения;  $\beta_{174.5}(r, \lambda_j)$  – коэффициент рассеяния под соответствующим углом для частицы этиленгликоля с радиусом  $r$ ;  $\beta_{174.5}^{a+m}(\lambda_j)$  – суммарный коэффициент рассеяния аэрозолем и молекулярной атмосферой;  $\beta_{ext}^{a+m}(\lambda_j, h)$  – коэффициент ослабления;

$$\beta(\lambda_j) = \int_{r_1}^{r_2} \varphi(r', M, \alpha, \bar{r}, \bar{g}) \beta(r, \lambda_j) dr' + \beta_{atm}(\lambda_j)$$

– ослабление в облаке;  $I_{sc}(\lambda_j)$  и  $I_{br}(\lambda_j)$  – спектры СК и обратнорассеянного сигнала с учетом пропускания;  $\beta_{atm}(\lambda_j)$  – атмосферное фоновое ослабление.

За исходный спектр СК взят полученный в конце трассы зондирования, на расстоянии 85 м от источника, экспериментальный спектр, который затем корректировался на модельное пропускание вдоль трассы и использовался для получения вероятности распространения гипотетического фотона на данной длине волны.

При моделировании учтен эффект генерации конической эмиссии СК. Угловые расходимости спектральных составляющих получены на основе анализа эксперимен-

тальных цветковых картин спектрально-углового распределения излучения конической эмиссии (см. рис.2). Значения угловых расходимостей использовались для оценки положения на трассе точки генерации СК и для определения направления распространения инициирующего гипотетического фотона на данной длине волны.

В качестве исходного распределения частиц по размерам выбрано гауссово распределение, т. к. рассматриваются достаточно узкие одномодальные спектры. Поскольку расчет такой функции требует значительных временных затрат, для ускорения заранее рассчитывались зависимости рассеяния от длины волны и радиуса частицы. Кроме того, интеграл расчета усреднения по функции распределения рассчитывался только в окрестности моды. В итоге время расчета на современных процессорах без распараллеливания сократилось до 1 ч.

Для коэффициентов атмосферного ослабления и рассеяния под углом  $174.5^\circ$  берутся модельные значения оптических коэффициентов. При этом считается, что их поведение меняется не по спектру, а лишь по масштабу (за счет использования коэффициентов  $b$  и  $a$ ). Величина  $(2\beta(\lambda_j))^{-1} [1 - \exp(-2\beta(\lambda_j)\Delta)]$  является практически константой по спектру в диапазоне 400–1000 нм, но для ее учета параметр  $\Delta$  настраивается в пределах 0.1–2 м.

Модельные спектры обратного рассеяния для условий, соответствующих реальному эксперименту, получены с использованием метода Монте-Карло и генетического алгоритма. В генетическом алгоритме для восстановления параметров распределения частиц по размерам в качестве модельного спектра сигнала в приближении однократного рассеяния взято представление (8). Спектры обратного рассеяния излучения СК для данного набора параметров распределения частиц по размерам контролировались по признаку наилучшей сходимости либо к модельному, полученному методом Монте-Карло, либо к экспериментальному спектру. После положительной оценки результатов, полученных для сигналов с широким спектром на основе генетического алгоритма, распределения частиц по размерам путем интерпретации экспериментальных результатов восстанавливались с использованием априорной информации о моде распределения. Здесь генетический алгоритм дает возможность более широкого и гибкого изменения условий решения обратной задачи, чем другие методы.

Ниже сравниваются модельные спектры, полученные методом Монте-Карло и генетическим алгоритмом для частиц различных размеров. При решении задачи (7) учитывались спектры обратнорассеянного сигнала в диапазонах 0.65–0.77 мкм и 0.85–0.96 мкм. Эти ограничения вызваны тем, что в полученных экспериментальных спектрах сигналы в окрестности длины волны лазерного излучения имеют слишком большое отношение сигнал/шум, а на краях суперконтинуального свечения – слишком малое.

На рис.4 сплошной темной линией представлен спектр, восстановленный по генетическому алгоритму путем подгонки параметров вектора  $X = [a, b, \alpha, \Delta, \bar{r}, \bar{g}]$  под модельный спектр, полученный методом Монте-Карло, для различных модальных размеров частиц (на рисунке он представлен тоновой линией и зашумлен). Видно, что спектр, полученный с использованием генетического алгоритма, точно повторяет форму модельного сигнала, полученного методом Монте-Карло. При этом шумы в модельном спектре (при данном уровне шума) не очень сильно влияют на точность восстановления «узкой»

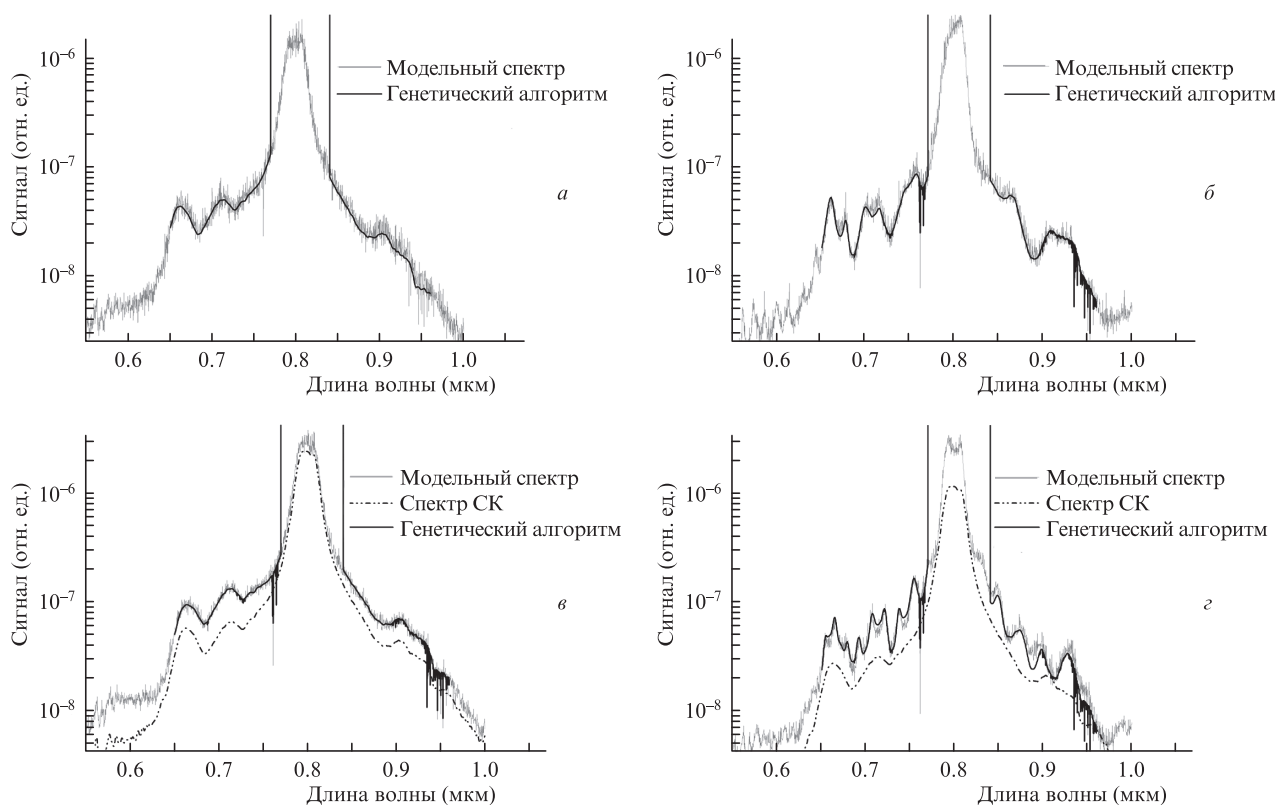


Рис.4. Подгонка спектров рассеяния, полученных генетическим алгоритмом, под модельные спектры, полученные методом Монте-Карло для модальных частиц радиусом 1 (а), 1.5 (б), 0.5 (в) и 2 мкм (г).

(0.5–2 мкм) моды. Вертикальные линии ограничивают спектральный диапазон моделирования: как сказано выше, из расчетов исключены спектральные диапазоны со слишком большими и слишком малыми отношениями сигнал/шум в экспериментальных спектрах. В среднем по спектру это отношение было равно 30 при минимальном значении 0.5.

На рис.4,в,г добавлен спектр исходного, облучающего аэрозольное образование, сигнала, т.е. спектр СК. Видно, как трансформируются зарегистрированные в эксперименте падающий и рассеянный от облака спектры, абсолютные амплитуды которых нормированы так, чтобы можно было отложить их на одном рисунке.

Следует отметить, что для частиц радиусом 2 мкм основное различие в формах спектров, полученных двумя методами, наблюдается при больших длинах волн. Формы спектров частиц радиусом 0.5 мкм практически не изменяются, и это вполне совпадает со спектральным ходом коэффициента обратного рассеяния для среды с частицами радиусом 0.5 и 2 мкм (рис.5).

Кривые на рис.5 наглядно демонстрируют изменение коэффициента обратного рассеяния в диапазоне длин волн 0.6–1 мкм: для частиц радиусом 0.5 мкм он изменяется в два раза, 2 мкм – в пять раз (при одинаковой концентрации частиц).

На рис.6 экспериментальные спектры обратного рассеяния сравниваются с результатами моделирования. С использованием приведенного выше генетического алгоритма получены спектры рассеяния излучения СК и по условию минимизации (7) проведено их сравнение с экспериментальными спектрами обратного рассеяния СК, что позволило восстановить функцию распределения аэрозоля по размерам.

В первом случае (рис.6,а) получено удовлетворительное решение для моды радиусом 0.498 мкм, во втором случае (рис.6,б) восстанавливаются моды с радиусами 0.27 и 0.6 мкм. Напомним, что модальный диаметр частиц аэрозоля в эксперименте равнялся 1 мкм.

В первом случае при восстановлении функции распределения в качестве спектра СК использовался зарегистрированный в конце трассы спектр, соответствующий данному эксперименту. Получен достаточно хороший результат, когда восстанавливается одна мода, а вес второй близок к нулю. Во втором случае в качестве спектра СК использован усредненный по многим реализациям спектр. Реализована попытка одновременного учета полуширины функции распределения частиц по размерам и фоновой помехи, обусловленной рассеянием спектральных

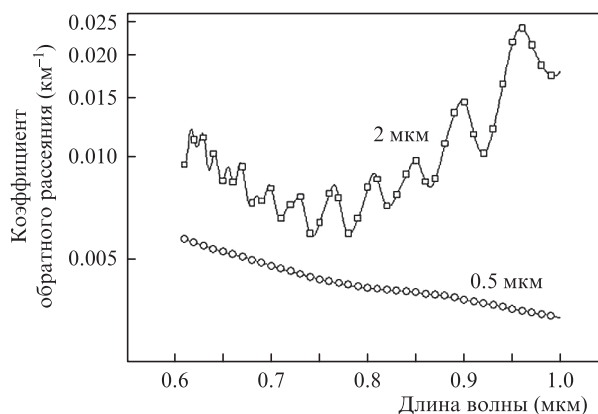


Рис.5. Спектральная зависимость коэффициента обратного рассеяния для модельной среды при радиусе частиц 0.5 и 2 мкм.

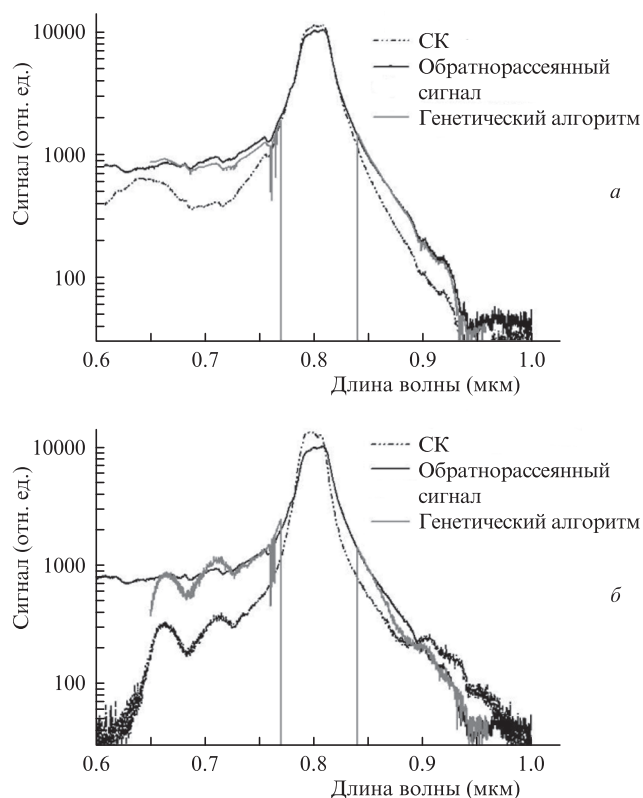


Рис.6. Сравнение экспериментальных спектров обратнорассеянного сигнала с модельными (подгонка с использованием генетического алгоритма).

составляющих СК в атмосфере до аэрозольного объема рассеяния. При восстановлении исходного спектра распределения частиц по размерам появляются ошибки: в распределении частиц восстанавливаются две моды со смещением наиболее вероятного значения радиуса частиц к 0.6 мкм.

## 5. Обсуждение результатов

Приведен пример возможности использования генетического алгоритма в задаче восстановления мод распределения с полушириной до 0.01 мкм для анализа лидарных сигналов с широким спектром. Такие узкие распределения соответствуют искусственным аэрозольным источникам. Тестирование результатов, полученных с помощью генетического алгоритма, проведено с использованием данных численного эксперимента по решению прямой задачи методом Монте-Карло.

Генетический алгоритм использован при решении обратной задачи восстановления функций распределения частиц радиусом 0.5, 1, 1.5 и 2 мкм на основе экспериментальных результатов лидарного зондирования искусственного аэрозольного образования на короткой атмосферной трассе.

Восстановление моды функции распределения методом генетического алгоритма по экспериментальным спектрам обратнорассеянного излучения СК дало удовлетворительные результаты – в модельных расчетах оно является достаточно точным, отношение сигнал/шум в среднем по спектру равно 30. В отдельных расчетах минимум этого отношения достигал 0.5 при незначительном, 0.001–0.01 мкм, отклонении радиуса восстановленной моды от истинного значения.

Следует отметить случай восстановления бимодального распределения аэрозольных частиц по размерам вместо ожидаемого одномодального. Результат получен при некорректном учете специфики эксперимента. С нашей точки зрения, здесь проявляется влияние угловой зависимости в спектральном распределении излучения СК на геометрический форм-фактор (соотношение между углами расходимости зондирующего излучения и поля зрения телескопа), значение которого при постоянном угле поля зрения телескопа зависит от длины волны и от положения точки филаментации на трассе зондирования. Напомним, что положение точки филаментации и, следовательно, точки генерации конической эмиссии суперконтинуума в данном натурном эксперименте не было фиксированным на реальной трассе и изменялось от эксперимента к эксперименту. Дополнительные численные эксперименты показали, что при выборе лидарной схемы необходимо учесть не только внутриатмосферное положение источника спектральных сигналов зондирования, т. е. позиционирование точки филаментации [8], но и спектральную зависимость форм-фактора приемного телескопа. Выполнение этих условий обеспечит более корректный учет вклада в полезный сигнал фоновой составляющей, обусловленной, в том числе, атмосферным рассеянием вне объема, содержащего аэрозоль.

В последующих работах нами планируется изучение возможности восстановления спектров распределения по размерам для реальных атмосферных аэрозольных образований (легких, адвективных и радиационных туманов). Необходимо также провести цикл экспериментальных исследований влияния на точность восстановления различных источников фоновых и шумовых составляющих, а также условий управления позиционированием точки филаментации и, следовательно, точки генерации СК по трассе зондирования. Очевидно, что такое влияние будет оказывать как учет сигналов от молекулярных компонент атмосферы, фоновое аэрозоль и его характеристик, так и технические параметры зондирующей системы.

Данный численный эксперимент может быть использован для дальнейшего развития методов и средств решения актуальных задач экологического мониторинга фемтосекундными лидарами, в частности для измерения и анализа выбросов предприятий и других поллютантов.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения» и гранта Президента РФ по государственной поддержке научных школ РФ №НШ-4714.2014.5 «Лазерное зондирование атмосферы и океана».

1. <http://www.teramobile.org/publis.html>.
2. Wille H., Rodrigues M., Kasparian J., et al. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **20**, 183 (2002).
3. Petit Y., Henin S., Kasparian J., Wolf J.-P. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 021108 (2010).
4. Maioli P., Salamé R., Lascoux N., Salmon E., Béjot P., Kasparian J., Wolf J.-P. *Opt. Express*, **17** (6), 4726 (2009).
5. Trapani P. Di, Valiulis G., Piskarskas A., Jedrkiewicz O., Trull J., Conti C., Trillo S. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 093904 (2003).
6. Conti C., Trillo S., Trapani P. Di, Valiulis G., Piskarskas A., Jedrkiewicz O., Trull J. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 170406 (2003).
7. Ettoumi W., Bjot P., Petit Y., Lorient V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B., Kasparian J., Wolf J.-P. *Phys. Rev. A*, **82**, 033826 (2010).

8. *Фемтосекундная атмосферная оптика*. Под ред. С.Н.Багаева, Г.Г.Матвиенко (Новосибирск: изд-во СО РАН, 2010).
9. Банах В.А., Белов В.В., Землянов А.А., Креков Г.М., Лукин В.П., Матвиенко Г.Г., Носов В.В., Суханов А.Я., Фалиц А.В. *Распространение оптических волн в неоднородных, случайных, нелинейных средах* (Томск: изд-во ИОА СО РАН, 2012, с.402).
10. Кандидов В.П., Шленов С.А., Силаева Е.П., Дергачев А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **23** (10), 873 (2010).
11. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **14** (5), 335 (2001).
12. Апексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Степанов А.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **23** (11), 1006 (2010).
13. Багаев С.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Пестряков Е.В., Степанов А.Н., Трунов В.И. *Оптика атмосферы и океана*, **20** (5), 413 (2007).
14. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Креков Г.М., Матвиенко Г.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **23** (5), 325 (2010).
15. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Креков Г.М., Крекова М.М., Матвиенко Г.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **19** (10), 827 (2006).
16. Креков Г.М., Суханов А.Я. *Оптика атмосферы и океана*, **24** (9), 754 (2011).
17. Креков Г.М., Крекова М.М., Суханов А.Я. *Оптика атмосферы и океана*, **22** (5), 482 (2009).
18. Креков Г.М., Крекова М.М., Суханов А.Я. *Оптика атмосферы и океана*, **22** (7), 661 (2009).
19. Креков Г.М., Крекова М.М., Суханов А.Я. *Оптика атмосферы и океана*, **22** (8), 795 (2009).
20. Креков Г.М., Крекова М.М., Суханов А.Я. *Оптика атмосферы и океана*, **22** (9), 862 (2009).
21. Бабин А.А., Киселев А.М., Сергеев А.М., Степанов А.Н. *Квантовая электроника*, **31**, 623 (2001).
22. Зуев В.Е., Наац И.Э. *Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы* (Новосибирск: Наука, 1982).
23. Креков Г.М. *Оптика атмосферы и океана*, **23** (1), 47 (2010).
24. Михайлов С.А. *Оптика атмосферы и океана*, **7** (2), 265 (1994).
25. Аршинов М.Ю., Белан Б.Д., Давыдов Д.К., Креков Г.М., Фофанов А.В., Бабченко С.В., Inoue G., Machida T., Maksutov Sh.Sh., Sasakawa Motoki., Shimoyama Ko. *Оптика атмосферы и океана*, **25** (12), 1051 (2012).
26. Hess M., Koeper P., Schult I. *Bull. Am. Met. Soc.*, **79** (5), 831 (1998).
27. Виролайнен Я.А., Поляков А.В., Тимофеев Ю.М. *Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана*, **40** (2), 255 (2004).
28. Hoffman H.E., Roth R. *Meteorol. Atmosp. Phys.*, **41**, 247 (1989).
29. Зуев В.Е., Креков Г.М. *Оптические модели атмосферы. Современные проблемы атмосферной оптики. Т.2* (Л.: Гидрометеоиздат, 1986).