

Г.Г. Матвиенко, В.В. Веретенников, Г.М. Креков, М.М. Крекова

# Дистанционное зондирование атмосферных аэрозолей с использованием фемтосекундного лидара белого света.

## 1. Численное моделирование

*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 2.10.2003 г.

Развитие техники генерации мощных фемтосекундных импульсов открывает новые перспективы в решении актуальных задач атмосферной оптики. Вторичные эффекты (в частности, появление стабильного суперконтинуума направленного белого света) позволяют использовать его как лидар белого света для дистанционного анализа оптических и микрофизических свойств атмосферного аэрозоля. Используя накопленный в Институте оптики атмосферы опыт решения обратных задач лазерного зондирования, авторы уточняют методологию решения подобных задач с помощью перспективного лидара белого света.

В качестве первого и необходимого этапа исследований выполняется замкнутый численный эксперимент. Обсуждаются его результаты при многочастотном зондировании аэрозоля на вертикальных трассах в видимом и ближнем ИК-диапазонах волн. Решается задача выбора спектральных участков зондирования, исследуется помехоустойчивость алгоритмов восстановления при широкоапертурном приеме.

### Введение

Последние достижения в области нелинейной оптики, связанные с исследованием процессов спектрального суперуширения излучения тераваттных лазеров в газовых средах [1, 2], привели к открытию явления филаментации, сопровождающейся направленным коническим излучением в широком спектральном интервале от УФ- до среднего ИК-диапазона волн [3–5]. К настоящему времени наиболее стабильные результаты в получении протяженной (до нескольких десятков метров) коллективной филаментации получены с использованием фемтосекундного лазера на титан–сапфире (Ti–S) с длиной волны излучения  $\lambda = 775\div 800$  нм, длительностью импульса 35–100 фс и пиковой мощностью в импульсе порядка 2 ТВт (т.е. около  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> для одного филамента) [5, 6]. Прецизионные измерения, выполненные в работе [5], показали, что спектр излучаемого суперконтинуума простирается как минимум от 300 до 4500 нм.

Значительная плотность энергии и широкая спектральная полоса, характерные для мощных фемтосекундных импульсов в воздухе, открывают принципиально новые возможности для дистанционного оптического зондирования атмосферы, позволяя объединить уникальные качества лидара и Фурье-спектроскопии высокого разрешения. В данной статье мы остановились на одном частном аспекте проблемы, касающейся лидарного зондирования атмосферных аэрозолей. Лидар белого света позволяет по новому посмотреть на задачу многочастотного зондирования микрофизических параметров аэрозольных частиц, отказавшись, в первую очередь, от эксплуатации громоздких, сложных

в управлении мультилидарных систем [7]. Появляется возможность выбора длин волн зондирования, информативных для данного класса задач. С учетом технологических успехов в миниатюризации титан–сапфировых и новых близких по качествам лазеров [8] открывается перспектива создания аэрокосмических многофункциональных лидаров белого света (ЛБС). Однако при этом появляется ряд специфических вопросов, связанных с неопределенностью уравнения лазерной локации, которые, по мнению авторов, целесообразнее изучить в рамках численного эксперимента.

### 1. Модель численного эксперимента

В качестве физического прототипа ЛБС выбрана структурная и геометрическая схемы действующей передвижной лаборатории «Teramobile» [9]. Схема зондирования близка к моностатической, т.е. обеспечивает полное перекрытие углов поля зрения излучателя и приемного телескопа до нижней границы зондируемого объема. Последовательность ультракоротких импульсов (длительностью  $t_i = 70$  фс, частотой  $f = 10$  Гц, энергией  $\sim 350$  мДж и длиной волны  $\lambda = 793$  нм) от Ti–S-лазера создает на расстоянии  $z = 30\div 70$  м цилиндрический филамент диаметром  $\sim 50$  мм. Он является источником направленного в конусе «белого» света (суперконтинуума).

Направление распространения выберем вертикально вверх (по оси OZ). Угол расходимости излучения суперконтинуума, по известным оценкам [6, 9], лежит в пределах  $2\varphi_s = 1\div 30$  мрад. Углы приема традиционных лидарных систем существенно

меньше, поэтому они задаются как параметры  $2\varphi_d = 2; 10; 20; 35$  мрад. Геометрическая схема возможного эксперимента показана на рис. 1.

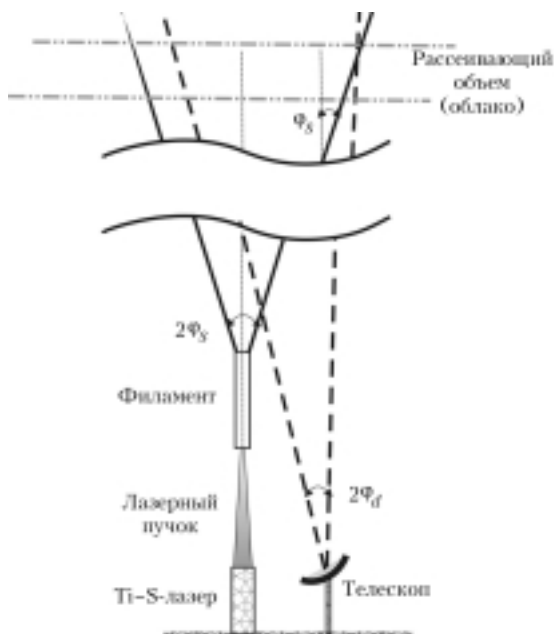


Рис. 1. Геометрическая схема фемтосекундного лидара

В численном эксперименте, выполненном методом Монте-Карло, предполагалось выяснить возможность восстановления вертикальных профилей оптических и микрофизических характеристик аэрозоля в условиях заметного фона многократного рассеяния и неопределенности оптических взаимосвязей. Поэтому априори задаваемая оптическая модель подразумевала присутствие на расстоянии  $z = 0,2$  км от «источника» стратифицированного аэрозольного слоя  $\Delta z = 0,1$  км достаточной оптической толщины  $\tau_a = 1+1,5$  с известным «модельным» спектром частиц по размерам. В качестве хорошо известного эталона спектра выбрана «водяная дымка Н», по Дейрменджану [10]:

$$f(r) = ar^\alpha \exp(-br^\gamma), \quad 0 \leq r \leq \infty, \quad (1)$$

где параметры  $a = 4 \cdot 10^5$ ;  $b = 20,0$ ;  $\alpha = 2,0$ ;  $\gamma = 1,0$ .

Соответствующие коэффициенты оптического взаимодействия для выбранного массива длин волн  $\lambda_i$ ,  $i = 1-4$ , рассчитаны по дифракционным формулам Ми [10]. Выбор набора длин волн, информативного с точки зрения задачи восстановления спектра размера аэрозольных частиц, представляет самостоятельную задачу. При зондировании в широких спектральных интервалах речь должна идти, прежде всего, о выборе рабочих длин волн, т.е. наиболее информативного интервала зондирования данной дисперсной среды. Если известно, например, что радиусы частиц среды  $r \in [0, R]$  и оптическое зондирование, в принципе, осуществимо в пределах любого интервала длин волн  $\lambda_i$ , то наиболее информативным из них будет тот, для которого величина функционала  $F(K_r)$  достигает экстре-

мального значения [11]. Здесь  $K_r$  — фактор оптического взаимодействия. Функционал  $F$  характеризует гладкость поведения  $K_r(r)$ . Для выбранной нами унимодальной модели (1) эта задача не представляет большой сложности и дает нам интервал длин волн  $\lambda$  в пределах 400÷800 нм примерно с равномерным расположением подынтервалов  $\lambda_i$ .

Другим фактором, предопределяющим корректность выбора  $\lambda_i$ , является присутствие в спектрах пропускания линий поглощения  $O_2$ ,  $O_3$ ,  $H_2O$  даже в видимом диапазоне волн. Общеизвестно (например, [12]), что сильная частотная дисперсия в области оптических резонансов или в узких линиях поглощения приводит к существенной трансформации интегральных характеристик оптического сигнала. Эти эффекты усиливаются по мере сокращения длительности посылаемого импульса даже в линейном режиме распространения. Очевидно, эффекты спектральной и временной трансформации сигнала могут иметь самостоятельное значение для дистанционного определения параметров спектральных линий малых газовых примесей в природных условиях. Этот вопрос предполагает самостоятельное рассмотрение, а в данной работе выбор активных спектральных интервалов осуществляется на основе априорного исключения спектроскопических явлений.

На рис. 2 приведен спектр пропускания газовой атмосферы в выбранном спектральном интервале, рассчитанный с шагом  $\Delta\lambda = 10$  нм хорошо известным методом  $k$ -распределения [13].

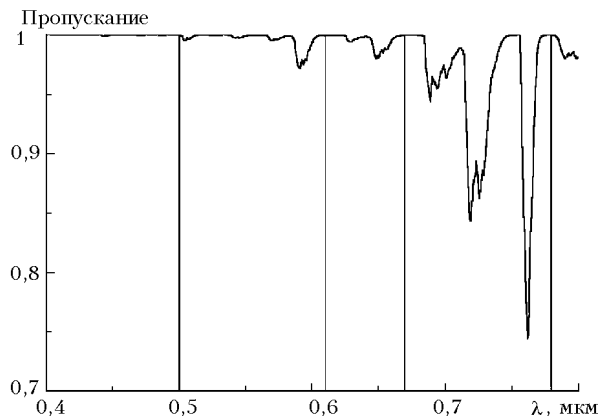


Рис. 2. Выбор спектральных участков зондирования

Температура, давление, концентрация газов и паров  $H_2O$  относятся к модели тропосферы лета средних широт. Совокупный учет сформулированных требований привел к выбору следующих конкретных длин волн зондирования:  $\lambda_i = 0,5; 0,61; 0,67; 0,78$  мкм, они указаны на рис. 2 вертикальными линиями.

## 2. Решение прямой задачи

Корректная постановка прямой задачи лидарного зондирования подразумевает решение нестационарного уравнения переноса в сложных гранич-

ных и начальных условиях, отображающих реальную схему эксперимента. Строгое аналитическое решение подобных задач не достигнуто. Среди численных методов наиболее рациональным является метод Монте-Карло. В рамках данного метода уравнение переноса обычно записывается в интегральной форме [14]:

$$f(x) = \int_X k(x', x) f(x') dx' + \psi(x); \quad (2)$$

$$k(x', x) = \frac{\Lambda(r') g(\mu, r') \exp[-\tau(r', r)] \sigma(r)}{2\pi|r-r'|^2} \times \delta\left(\omega - \frac{r-r'}{|r-r'|}\right) \delta\left[t' - \left(t + \frac{|r'-r|}{c}\right)\right] \quad (3)$$

со стохастическим ядром, определяющим плотность перехода марковской цепи случайных столкновений частицы (фотона) в дисперсной среде.

В формулах (2), (3):

$$f(x) = \sigma(r) I(x)$$

— плотность столкновений;

$$I(x) = I(r, \omega, t)$$

— интенсивность радиации в точке фазового пространства  $x \in X$ ;

$$X = \{r \in R \subset R^3, \omega = (a, b, c) \in \Omega = (a^2 + b^2 + c^2 = 1)\};$$

$g(\mu, r)$  — индикатриса рассеяния, удовлетворяющая условию нормировки

$$\int_{-1}^1 g(\mu) d\mu = 1;$$

$\mu = (\omega, \omega')$  — косинус угла рассеяния;

$$\tau(r, r') = \int_0^l \sigma(r, t) dt$$

— оптическая длина отрезка  $[r, r']$ ;

$$l = |r' - r|;$$

$$\sigma(r) = \sigma_a(r) + \sigma_s(r)$$

— коэффициент экстинкции;  $\sigma_a, \sigma_s$  — коэффициенты поглощения и рассеяния, включающие в себя аддитивные составляющие аэрозольного и молекулярного компонентов;

$\psi(x)$  — плотность распределения источников, описывающая пространственно-угловое распределение радиации от источника, начальную форму импульса

$$\Psi(x) = p(r_0) p(\omega_0) p(t_0); \quad \int_R p(r_0) dr = 1$$

и т.д. Среди многочисленных модификаций метода Монте-Карло для задач оптической локации, где источники и приемники излучения локализованы, эффективен так называемый «метод локальной оценки». Суть этого метода состоит в следующем. Пусть  $x^*(r^*, \omega^*, t^*) \in D$ , где  $D$  — фазовый объем

некоторого оптического детектора,  $D \in X, D \ll X$ . Предположим, что в (2)  $x = x^*, \psi(x^*) = 0; \sigma_s = \sigma$ . Запишем (2) в форме линейного функционала от плотности столкновений  $f(x)$ :

$$I(x) = \int_x \frac{k(x', x^*)}{\sigma} f(x') dx'. \quad (4)$$

Тогда, следуя канонам [14], статистическая оценка функционала

$$J(r^*) = \int_{D_{ij}} I(r, \omega, t) d\Omega dt \quad (5)$$

в точке  $r^*$  по некоторой области  $D_{ij} = \Omega_i T_j$  направлений и времени регистрации примет вид

$$\tilde{J}(r^*) = M \sum_{n=0}^N Q_n \xi_{ij}(x_n, x^*), \quad (6)$$

где  $M$  — символ математического ожидания;  $n = 1, 2, \dots, N$  — номер случайного столкновения фотона;  $Q_n$  — статистический вес фотона, компенсирующий фиктивный характер переходов  $k(x_n, x^*)$ ;

$$\xi_{ij} = \frac{\exp[-\tau(r, r^*)] g(\mu^*, r)}{2\pi|r-r^*|^2} \Delta(\omega^*) \Delta_j(t^*); \quad (7)$$

$$\mu^* = (r^* - r) / |r^* - r|;$$

$\Delta_i, \Delta_j$  — индикаторы области  $D_{ij}$ .

Мы остановились на общеизвестных положениях (5), (6), потому что применение локальной оценки (6), несмотря на ее эффективность, связано с определенными, в общем виде непреодолимыми трудностями. Множитель  $1/|r-r^*|^2$  в выражении (7) приводит к квадратичной расходимости при  $|r-r^*| \rightarrow 0$  и, следовательно, к неконтролируемой дисперсии оценки. Как часто практикуется, формальное вынесение фазового объема детектора  $D$  за пределы рассеивающей среды не всегда допустимо. Это имеет место в случае рассматриваемой схемы лидара белого света.

Однако именно специфика регистрации лидарного сигнала позволяет предложить простой прием, стабилизирующий оценку (6). Как будет отмечено далее, в большинстве существующих методов обращения уравнения лазерной локации, т.е. уравнения (2) в приближении однократного рассеяния, используется в качестве входных физических функционалов не интенсивность приходящего излучения  $I(r, \omega, t)$ , а относительный, квадратично усиленный сигнал вида

$$S(z) = \frac{I(z)}{I_0} z^2, \quad (8)$$

где  $I_0$  — интенсивность посылаемого сигнала;  $z$  — приведенная высота зондируемого участка.

Как показали результаты численных экспериментов, для статистической оценки  $\tilde{S}(z)$  возможно использование (7) без множителя  $1/|r-r^*|^2$ . Смещение результата компенсируется апостериорной

обработкой гистограммы  $\tilde{S}(T_j)$ ; дисперсия результата конечна.

Изложенный метод использовался для расчета относительных сигналов обратного рассеяния излучения суперконтинуума в выбранных спектральных участках и для решения соответствующей системы уравнений лазерной локации в условиях возможных помех.

### 3. Решение обратной задачи

#### 3.1. Восстановление высотного профиля коэффициента ослабления

Сведения о характере аэрозольных образований в атмосфере необходимы для решения задач погодообразования и для контроля загрязнений окружающей среды. Внедрение в практику исследований нового поколения метеорологических лазерных локаторов белого света, позволяющих получать детальные сведения о микроструктурных параметрах атмосферного аэрозоля, требует особого внимания к методологическим вопросам, касающимся извлечения информации из результатов измерений. Несмотря на ощутимый прогресс, достигнутый в данном вопросе, требования к повышению эффективности методов интерпретации измерений остаются в силе. Диапазон применимости классических методик [15] существенно ограничен ввиду неоднозначности взаимного поведения коэффициентов полного и обратного светорассеяния, связанных известным уравнением лазерной локации

$$P(z) = BN_0 G(z) z^{-2} \beta_\pi \exp \left\{ -2 \int_0^z \sigma(z') dz' \right\}, \quad (9)$$

где  $P(z)$  – амплитуда сигнала обратного рассеяния как функция расстояния;  $N_0 = P_0(c\tau/2)$  – энергия начального зондирующего импульса;  $B$  – аппаратная функция, включающая в себя характеристики приемопередающих апертур;  $\beta_\pi(z) = \sigma_s(z) g_\pi(z)$  – объемный коэффициент обратного рассеяния;  $g_\pi(z)$  – модуль вектора индикатрисы рассеяния для угла рассеяния  $180^\circ$ ;  $G(z)$  – геометрическая функция, учитывающая взаимное перекрытие углов поля зрения источника и приемного телескопа (детектора). Специфической особенностью граничных условий данной задачи является то обстоятельство, что, как видно из рис. 1, поля зрения детектора могут охватывать лишь частичный объем однократного рассеяния. Информация о микрофизических характеристиках рассеивающей среды заключена в подлежащих оценке функциях  $\sigma_s(z)$ ,  $\sigma(z)$  и  $\beta_\pi(z)$ .

Решение уравнения (9) относительно указанных переменных невозможно без упрощающих допущений или априорной информации об их связи. Так, в выбранном диапазоне длин волн оправданно допущение  $\sigma_s(z) = \sigma(z)$ . При одночастотном зондировании предполагается также известным из стандартной модели профиль молекулярного коэффициента ослабления  $\sigma_m(z)$ , хотя он является величи-

ной, зависящей от метеопараметров атмосферы. Коэффициент аэрозольного рассеяния и индикатриса рассеяния могут изменяться в весьма широких пределах. Это объясняется как разнообразной природой частиц атмосферного аэрозоля, так и их взаимодействием со случайными полями влажности и ветра в атмосфере. Методики, проанализированные в [15], предполагают постоянство индикатрисы рассеяния по высоте. Наряду с помехой многократного рассеяния это допущение приводит к неконтролируемо высокой ошибке в определении оптических параметров рассеивающих частиц, а следовательно, и их микроструктурных характеристик.

Возможные пути компенсации смещения результатов за счет фона многократного рассеяния обсуждались в [15]. Наряду с этим предлагаемый в данной работе алгоритм обработки позволяет приближенно учесть пространственные вариации индикатрисы рассеяния, а также ошибки регистрации и квадратичного усиления сигнала. Достоинством метода является возможность работы в произвольных сопоставимых единицах, т.е. не требуется предварительная калибровка системы измерительной аппаратуры.

Процедура расчетной обработки сигнала основана на итерационном решении уравнения (9), что предполагает предварительные базовые измерения  $\sigma(z_0)$  и  $g_\pi(z_0)$  на начальном участке трассы. Некоторые предпосылки такого подхода сформулированы в [16]. Итак, для дискретной схемы обработки сигнала  $P(z)$  по отсчетам  $z_j$ ,  $j = 1, 2, \dots$ , уравнение (9) можно преобразовать к следующему виду:

$$S(z_j) = S(z_{j-1}) \frac{\beta_\pi(z_j)}{\beta_\pi(z_{j-1})} T^2(\Delta z_j), \quad (10)$$

где

$$S(z) = P(z)z / [AN_0G(z)]; \quad \beta_\pi(z) = \beta_a(z) + \beta_m(z);$$

$$T^2(\Delta z_j) = \exp\{-\Delta z_j[\sigma(z_{j-1}) + \sigma(z_j)]\}, \quad j = 1, 2, \dots, k.$$

Как отмечается в работе [17], для фемтосекундного лидара с характерным широким (до  $2^\circ$ ) конусом излучения существенно влияние геометрической функции  $G(z)$ . Корректный учет  $G(z)$  нетривиален. Поэтому делаем допущение о том, что в соседних стробах  $\Delta z_j = z_j - z_{j-1}$  отношение телесных углов излучения и приема остается постоянным, тогда

$$\frac{S(z_j)}{S(z_{j-1})} = \frac{P(z_j)z_j^2}{P(z_{j-1})z_{j-1}^2}, \quad (11)$$

при этом попутно сократятся неизвестные, вообще говоря, значения аппаратной функции  $B(\lambda)$ . В случае если излучение в конусе изотропно, т.е.  $p(\omega) = \text{const}$ , это допущение корректно, в противном случае необходимы дополнительные уточнения.

Решение уравнения (10) относительно  $\sigma_a(z)$  и  $\beta_a(z)$  следует как результат итерационной процедуры, осуществляемой на каждом участке трассы:

$$\begin{cases} \beta_a^{(m)}(z_j) = F(z_j) \exp \left\{ \Delta z_j \left[ \frac{\beta_m(z_j)}{g_m} + \frac{\beta_a^{(m-1)}(z_j)}{g_a(z_j)} \right] \right\} - \beta_m(z_j), \\ F(z_j) = \frac{S(z_j)}{S(z_{j-1})} \beta_\pi(z_{j-1}) \exp \{ \Delta z_{j-1} [\sigma_m(z_{j-1}) + \sigma_a(z_{j-1})] \}, \end{cases} \quad (12)$$

где  $g_m$  и  $g_a(z)$  – значения молекулярной и аэрозольной индикатрис в направлении  $180^\circ$ ;  $\beta_m$  и  $\beta_a$  – соответствующие составляющие коэффициентов обратного рассеяния;  $m$  – номер итерации.

Можно показать [15], что подобная итерационная процедура сходится со скоростью геометрической прогрессии при условии  $\tau(\Delta z_j) < 1$ , что легко реализуется в эксперименте. Метод (10), (11) является базовым, т.е. требует априорной оценки (измерений) коэффициентов  $\sigma(z_0)$  на определенном участке трассы. В настоящем эксперименте эта проблема решается привлечением параллельного метода восстановления, так называемого метода асимптотического сигнала [15], который наиболее оптимален для восстановления  $\sigma(z_0)$  на ближайшей границе рассеивающего слоя.

Сохраняются определенные трудности, связанные с необходимостью априорного модельного прогнозирования значений  $g_a(z)$ . Здесь можно воспользоваться модификацией итерационного метода (10), (11), развитого в [18] и использующего эвристическую зависимость

$$\lg \beta_\pi = K_\pi \lg \tau + \lg C_\pi / 4\pi \quad (13)$$

с коэффициентами  $K_\pi = 0,69$ ;  $C_\pi = 0,51$ .

С другой стороны, как показано в [18], если пренебречь ошибками аппаратного происхождения и определения базовых значений, т.е.  $\delta F_0$ ,  $\delta \sigma_0$ , то для взаимных относительных ошибок определения неизвестных значений коэффициента экстинкции и индикатрисы рассеяния  $g_x(z)$  следует

$$\delta g_x = \delta \sigma_x (\tau_x - 1), \quad (14)$$

где  $\tau_x = \sigma_x \Delta z_j$ . Отсюда вытекает, что при  $\tau_x \rightarrow 0$   $\delta \beta \rightarrow 0$ . Этот факт отмечался и ранее [11], но в данном алгоритме он выражается в том, что при разумном интервале обработки  $2\tau_x = 0,05$  ошибка в априорном задании  $\delta g_\pi \cong 50\%$  приводит к ошибке в определении  $\beta_a$  порядка  $\delta \beta_a = 1 \pm 2\%$ .

### 3.2. Методика восстановления микроструктуры аэрозоля

Предположим, что функция  $s(r)$  описывает распределение геометрического сечения аэрозольных частиц по размерам в единичном объеме рассеивающей среды. В задачах лазерного зондирования вид функции  $s(r)$  может меняться в зависимости от пространственных координат. Математическая постановка задачи определения функции  $s(r)$  из спектральной зависимости коэффициента аэрозольного ослабления излучения  $\sigma(\lambda)$  состоит в решении интегрального уравнения первого рода

$$\int_0^R K(\lambda, r) s(r) dr = \sigma(\lambda), \quad (15)$$

где  $K(\lambda, r)$  – фактор эффективности ослабления излучения для отдельной частицы радиуса  $r$  на длине волны  $\lambda$ , зависящий также от комплексного показателя преломления вещества аэрозольных частиц  $m - ik$ .

Комплексный показатель преломления и верхняя граница размеров частиц  $R$  в общем случае также могут быть неизвестны. Обращение уравнения (15) является некорректно поставленной задачей. Построение приближенных решений некорректных обратных задач, устойчивых к малым изменениям в исходных данных, требует использования специальных математических методов [19]. К настоящему времени создана развитая теория и разработаны эффективные методы решения задач этого класса. Сравнение различных методов обращения спектральных коэффициентов аэрозольного ослабления проведено в [20].

Успешную практическую апробацию на протяжении длительного времени прошли методы и алгоритмы решения обратных задач лазерного зондирования атмосферного аэрозоля, созданные в ИОА СО РАН [11]. Кратко рассмотрим конкретный вариант [21] построения регуляризованного решения уравнения (15) на основе метода Тихонова, использованный в численном эксперименте по лазерному зондированию модельной аэрозольной среды.

На первом этапе осуществляется переход от интегрального уравнения (15) к дискретному аналогу задачи. Для заданной системы узлов  $r_j$ ,  $j = 1, 2, \dots, n$ , эффективная конечно-разностная аппроксимация интеграла в левой части (15) достигается при замене функции  $s(r)$  на каждом подынтервале  $[(r_{j-1} + r_j)/2, (r_j + r_{j+1})/2]$  интерполяционным многочленом Лагранжа, построенным по узлам  $r_{j-1}$ ,  $r_j$ ,  $r_{j+1}$ . На практике обычно считается, что входные данные представлены измерениями коэффициента ослабления  $\sigma_i = \sigma(\lambda_i)$  на конечном наборе длин волн  $\lambda_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, m$ . В результате интегральное уравнение (15) заменяется плохо обусловленной системой линейных алгебраических уравнений  $As = \sigma$  относительно вектора  $s$  с компонентами  $s_j = s(r_j)$ . Вектор приближенного регуляризованного решения  $s_\alpha$  находится из решения следующей системы линейных алгебраических уравнений:

$$(A^*A + \alpha D)s_\alpha = A^*\sigma, \quad (16)$$

где  $A^*$  – матрица, транспонированная матрице  $A$ ;  $D$  – сглаживающая матрица;  $\alpha$  – параметр регуляризации. Параметр регуляризации  $\alpha$  в уравнении (16) должен выбираться согласованно с величиной погрешности исходных данных, например по критерию невязки [19]. При решении обратных задач лидарного зондирования ошибки, связанные, например, с присутствием фона многократного рассеяния, несферичностью рассеивающих частиц, либо неточным заданием комплексного показателя

преломления, затрудняют оценку величины погрешности входных данных в уравнении (15). В этих условиях более эффективным является использование критериев выбора параметра  $\alpha$ , не зависящих в явном виде от ошибок в задании входной информации. Нами рассмотрено два таких критерия. Это выбор параметра регуляризации по критерию квазиоптимального значения  $\alpha$  [19] из условия минимума функционала

$$F_1(\alpha) = \|\alpha s'_\alpha\| \quad (17)$$

либо на основе принципа минимальных невязок [22] из условия минимума функционала

$$F_2(\alpha) = \|As_\alpha - \sigma\| + \|APs_\alpha - \sigma\|, \quad (18)$$

где  $P$  – оператор проектирования на множество неотрицательных функций

$$Ps_\alpha(r) = \begin{cases} s_\alpha(r), & s_\alpha(r) \geq 0, \\ 0, & s_\alpha(r) < 0. \end{cases} \quad (19)$$

В численных экспериментах установлено, что рассмотренные критерии дают близкие результаты.

#### 4. Результаты численного эксперимента

Сигналы обратного рассеяния, рассчитанные путем численного решения уравнения (1), использовались далее для восстановления [в рамках метода (10), (11)] вертикальных профилей параметров  $\sigma(z)$  и  $\beta_d(z)$  для указанных граничных и оптических условий возможного физического эксперимента, на длинах волн регистрации  $\lambda_i = 0,5; 0,61; 0,67; 0,78$  мкм. На рис. 3 показаны результаты восстановления  $\sigma(z, \lambda_i)$  для трех длин волн из четырех, в зависимости от апертурных условий детектирования  $\varphi_d = 2, 10, 20, 35$  мрад.

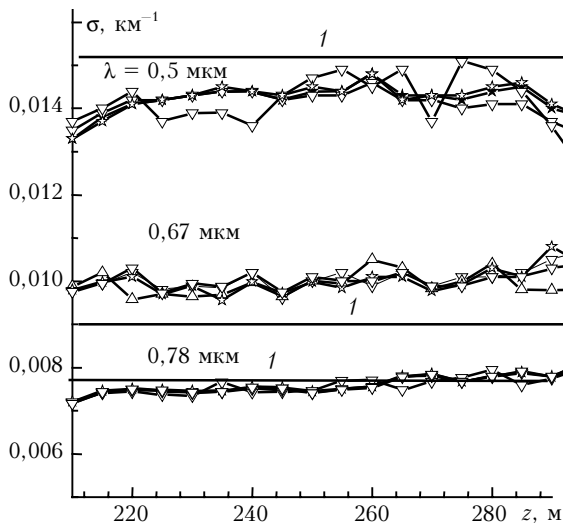


Рис. 3. Восстановление из модельных сигналов коэффициентов ослабления для оптически однородной среды

Для модели однородной среды  $\sigma(z, \lambda_i) = \text{const}$  для  $2,0 \leq z \leq 2,3$  км. Модельные профили  $\sigma(z, \lambda_i)$  показаны прямыми линиями  $\sigma(z, \lambda_i) = C_{\lambda_i}$ ,  $C_{\lambda_i} = \text{const}$ . Зависимость от угла приема практически отсутствует, пока  $\varphi_d < \varphi_s$ . Это говорит о том, что при малых оптических толщинах  $\tau \approx 1 \div 1,5$  фон многократного рассеяния нарастает достаточно равномерно по всему участку зондирования, а не экспоненциально, как обычно. Точность восстановления возрастает по мере продвижения в длинноволновую часть спектра, что коррелирует с уменьшением оптической плотности среды и роли молекулярного рассеяния. На рис. 4 подобные результаты показаны для модели неоднородной среды. Модельные профили  $\sigma(z, \lambda_i)$  выделены кривой 1. Физический характер зависимостей сохраняется. Принципиально новой особенностью приведенных результатов является то, что оптические параметры зондируемой среды восстанавливаются по малой части сигнала однократного рассеяния в условиях помех.

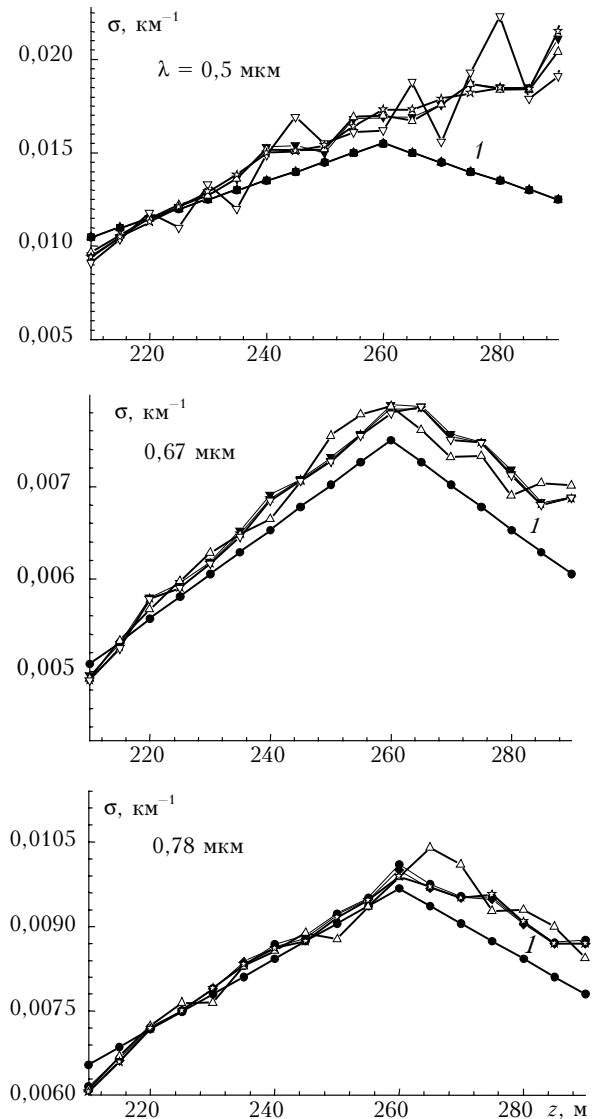


Рис. 4. Восстановление профиля коэффициента ослабления для оптически неоднородной среды

## Заключение

Проведенные численные исследования подтвердили широкие потенциальные возможности использования широкополосного направленного суперконтинуума фемтосекундного лидара для дистанционного контроля микрофизических и оптических характеристик атмосферного аэрозоля. Численный эксперимент выполнен в рамках метода Монте-Карло с использованием новой модификации, устраняющей расхожимость локальной оценки потока. Итерационный алгоритм восстановления вертикальных профилей коэффициента ослабления хорошо зарекомендовал себя в условиях дефицита информации об оптических каналах зондирования. Результаты восстановления высотной стратификации спектра аэрозольных частиц по размерам адекватно отражают заданную оптическую модель в условиях достаточно высокого уровня фона многократного рассеяния.

Профили коэффициента ослабления  $\sigma(z, \lambda)$ , восстановленные в численном эксперименте из решения лидарного уравнения на основе алгоритма (10), (11), были использованы в дальнейшем для решения обратной задачи по восстановлению функции распределения геометрических частиц по размерам  $s(r)$  на лидарной трассе. В качестве примера на рис. 5 и 6 представлены семейства аэрозольных распределений  $s(r)$ . Они восстановлены при обращении спектральных зависимостей  $\sigma(z, \lambda)$ , изображенных на рис. 3 и 4 для однородной и неоднородной рассеивающих сред при угле приема  $\varphi_d = 2$  мрад.

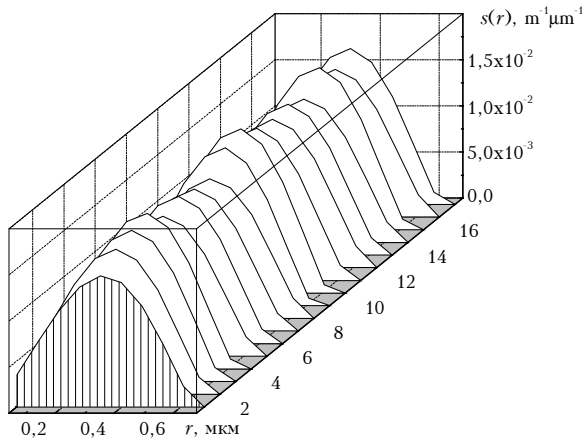


Рис. 5. Аэрозольные распределения частиц по размерам, восстановленные в численном эксперименте из лидарных сигналов на однородной трассе

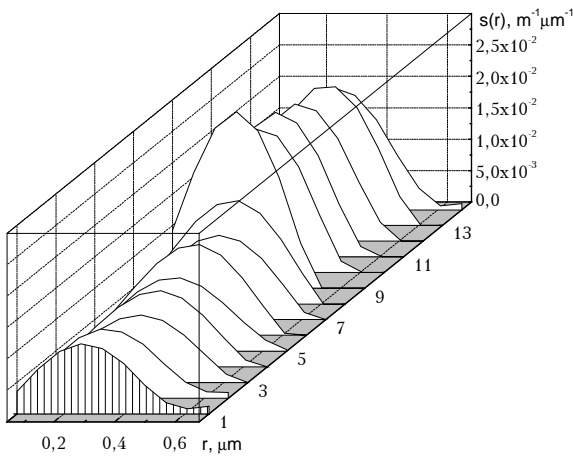


Рис. 6. Аэрозольные распределения частиц по размерам, восстановленные из лидарных сигналов на неоднородной трассе

Как видно из представленных результатов, восстановленные распределения  $s(r)$  сохраняют достаточно стабильную форму и вполне адекватно соответствуют исходной модели дымки  $H$ . В случае однородной среды относительно стабильным сохраняется также уровень модального значения  $s(r)$ . Для неоднородной среды поведение модального значения в аэрозольных распределениях  $s(r)$  имеет немонотонный вид, следуя за немонотонностью профилей  $\sigma(z, \lambda)$ .

1. *Alfano R.R.*, ed. The Supercontinuum Laser Source. Berlin: Springer-Verlag, 1989. 184 с.
2. *Luther G.G., Newel A.C., Moloney J.V., Wright E.M.* Short-pulse conical emission and spectral broadening in normally dispersive media // *Opt. Lett.* 1994. V. 19. P. 789–791.
3. *Brown A., Korn G., Li X., Du D., Squier J., and Mourou G.* Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // *Opt. Lett.* 1995. V. 20. P. 73–75.
4. *Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F. and Mysyrowicz A.* Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air // *Opt. Lett.* 1996. V. 21. P. 62–64.
5. *Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., and Kandidov V.P.* Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air // *Opt. Lett.* 1997. V. 22. P. 304–306.
6. *Kasparian J., Mondelain R.S.D., Niedermeier S., Yu J., Wolf G.P., Andre Y.B., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Rodrigues M., Wille H., and Wöste L.* Infrared Extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagation in the atmosphere // *Opt. Lett.* 2000. V. 25. P. 1397–1399.
7. *Иванов В.И., Малевич И.А., Чайковский А.П.* Многофункциональные лазерные системы. Минск: Университетское, 1986. 287 с.
8. *Крюков П.Г.* Лазеры ультракоротких импульсов // *Квант. электрон.* 2001. Т. 31. С. 95–108.
9. *Wille H., Rodrigues M., Kasparian J., Mondelain D., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Wöste L.* Teramobile: a mobile femtosecond-terawatt laser and detection system // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2003 (to be published).
10. *Дейрменджан Д.* Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 166 с.
11. *Зуев В.Е., Наац И.Э.* Обратные задачи лазерного зондирования. Новосибирск: Наука, 1982. 242 с.
12. *Распространение света в дисперсной среде* / Под ред. А.П. Иванова. Минск: Наука и техника, 1982. 320 с.
13. *Мицель А.А., Фирсов К.М., Фомин Б.А.* Перенос оптического излучения в молекулярной атмосфере // Томск: STT, 2002. 444 с.

14. *Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics* / Ed. by G.I. Marchuk. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1989. 206 с.
15. Зуев В.Е., Креков Г.М., Крекова М.М. Лазерное зондирование атмосферного аэрозоля // Дистанционное зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1978. С. 3–33.
16. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука, 1982. 198 с.
17. Faye G., Kasparian J., Saerbrey R. Modifications of the lidar equation due to nonlinear propagation in air // *Appl. Phys.* B. 73. 2001. P. 157–163.
18. Креков Г.М., Крекова М.М. Оптимизация обработки сигналов метеорологических локаторов // *Изв. вузов. Физ. Деп.* № 3296-79. 1979. 15 с.
19. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 286 с.
20. Wolfson N., Joseph J.H., Mekler Y. Comparative study of inversion techniques. Part 1, 2 // *J. Appl. Meteorol.* 1979. V. 18. P. 543–561.
21. Веретенников В.В. Интерпретация модели спектрального ослабления дымки морского прибрежного района // *Оптика атмосф.* 1990. Т. 3. № 10. С. 1026–1033.
22. Танана В.П. Методы решения операторных уравнений. М.: Наука, 1981. 156 с.

*G.G. Matvienko, V.V. Veretennikov, G.M. Krekov, M.M. Krekova. Remote sensing of atmospheric aerosols using a white-light femtosecond lidar. I. Numerical simulation.*

The current progress in the technology of high-power femtosecond lasers opens new promises in solution of urgent problems of atmospheric optics. In particular, stable supercontinuum of directed white light generated in the atmosphere by a high-power laser pulse can be used as a white-light lidar for remote analysis of optical and microphysical properties of atmospheric aerosol. Using the experience gained in solution of inverse problems of laser sensing, we are developing the technique for solution of such problems with the use of a white-light lidar. As a first and necessary stage of the study, a closed numerical experiment is conducted. The paper discusses its results as applied to multifrequency sensing of aerosol along vertical paths in the visible and near-IR spectral regions. Spectral ranges for sensing are selected, and noise immunity of the retrieval algorithms at wide-aperture reception is analyzed.