

Оценка эффективности использования перспективных лидаров белого света для зондирования микрофизических параметров слоистой облачности:

2. Параметрическая модификация итерационного метода решения лидарного уравнения

Г.М. Креков, М.М. Крекова, А.Я. Суханов*

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

Поступила в редакцию 5.11.2008 г.

При лазерном зондировании оптически плотных атмосферных гидрометеоров, к классу которых относятся слоистые облака, возникает проблема подавления помехи многократного рассеяния, которая существенно ограничивает вертикальные масштабы достоверной информации об оптических и микрофизических характеристиках облака. В статье предложена новая параметрическая модификация итерационного метода решения лидарного уравнения, позволившая заметно увеличить оптическую глубину зондирования. Численные эксперименты, проведенные в рамках статистического моделирования, подтверждают устойчивость метода при возможных вариациях вертикальной структуры облачного слоя. Метод не требует абсолютной калибровки локационного сигнала, в качестве которого может использоваться широкополосный сигнал суперконтинуума.

Ключевые слова: лазерное зондирование, лидар, суперконтинуум, уравнение переноса, метод Монте-Карло.

1. Итерационный метод решения лидарного уравнения

Сведения о характере облачного аэрозоля в атмосфере необходимы для решения задач погодообразования, а также для оценки эффективности оптико-электронных систем связи, локации, дальнометрирования и пр. Предстоящее внедрение в практику мониторинга нового поколения метеорологических лазерных локаторов белого света требует особого внимания к методологическим вопросам, касающимся извлечения информации из результатов измерений и ее достоверности. Несмотря на ощутимый прогресс, достигнутый в данном вопросе, требования к повышению эффективности методов интерпретации измерений остаются в силе. Диапазон применимости классических методик [1–3] существенно ограничен ввиду неоднозначности взаимного поведения коэффициентов полного и обратного светорассеяния, связанных известным уравнением лазерной локации

$$N(\lambda, z) = \frac{E_0}{h\nu} T^2(\lambda, z) \beta_\pi(\lambda, z) G(z) A \frac{\Delta z}{z^2}, \quad (1)$$

$$T^2(\lambda, z) = \exp \left[-2 \int_0^z \beta_{ext}(\lambda, z) dz \right], \quad (2)$$

где $N(\lambda, z)$ — число рассеянных фотонов на длине волны λ на высоте z ; E_0 , $h\nu$ — энергия лазерного импульса и фотона; h — постоянная Планка; ν — частота излучения, $\nu = c/\lambda$, c — скорость света; $T^2(\lambda, z)$ — пропускание излучения слоем атмосферы от лидара до зондируемого объема и обратно; $\beta_\pi(\lambda, z)$ — коэффициент обратного рассеяния; $G(z)$ — геометрический фактор лидара; A — приборная константа, определяемая площадью приемной системы лидара и пропусканием оптических элементов; $\beta_{ext}(\lambda, z)$ — коэффициент ослабления.

Коэффициенты $\beta_\pi(\lambda, h)$, $\beta_{ext}(\lambda, h)$ задаются выражениями:

$$\beta_\pi(\lambda, z) = \beta_\pi^m(\lambda, z) + \beta_\pi^a(\lambda, z),$$

$$\beta_{ext}(\lambda, z) = \beta_{sct}^m(\lambda, z) + \beta_{abs}^m(\lambda, z) + \beta_{sct}^a(\lambda, z) + \beta_{abs}^a(\lambda, z),$$

где $\beta_\pi^m(\lambda, z)$ — коэффициент обратного молекулярного рассеяния; $\beta_\pi^a(\lambda, z)$ — коэффициент обратного

* Георгий Михайлович Креков (gm@iao.ru); Маргарита Матвеевна Крекова (mmk@iao.ru); Александр Яковлевич Суханов (say@iao.ru).

рассеяния Ми; $\beta_{sct}^m(\lambda, z)$ – коэффициент молекулярного рассеяния; $\beta_{sct}^a(\lambda, z)$ – коэффициент рассеяния Ми; $\beta_{abs}^m(\lambda, z)$ – коэффициент молекулярного поглощения; $\beta_{abs}^a(\lambda, z)$ – коэффициент поглощения Ми.

Информация о микрофизических характеристиках рассеивающей среды заключена в подлежащих оценке функциях β_{sct}^a и β_{π}^a . Решение уравнения (1) относительно указанных переменных невозможно без упрощающих допущений, сокращающих число неизвестных в (1). Во-первых, исключается из числа неизвестных $\beta_{abs}^a(\lambda, z)$, т.е. полагается, что $\beta_{abs}^a(\lambda, z)$ пренебрежимо мало. Во-вторых, при одночастотном зондировании обычно полагается известным из стандартной модели профиль молекулярного коэффициента рассеяния β_{sct}^m , хотя он является величиной, зависящей от метеопараметров атмосферы. Вопрос влияния молекулярного поглощения требует самостоятельного изучения, пока будем считать, что в надлежащем образом выбранных микроокнах прозрачности им можно пренебречь.

Коэффициент аэрозольного рассеяния $\beta_{sct}^a(\lambda, z)$ и индикатриса рассеяния $g_{\pi}(\lambda, z_0)$ могут изменяться в достаточно широких пределах. Это объясняется как разнообразной природой частиц атмосферных гидрометеоров, так и их взаимодействием со случайными полями влажности и скорости ветра в атмосфере. Методики, проанализированные в [1–3], предполагают постоянство индикатрисы рассеяния по высоте. Наряду с помехой многократного рассеяния это допущение приводит к неконтролируемым ошибкам в определении оптических параметров рассеивающих частиц, а следовательно, и их микроструктурных характеристик.

Возможные пути компенсации смещения результатов за счет фона многократного рассеяния обсуждались в [3, 4]. Наряду с этим развиваемый в данной статье алгоритм обработки позволяет приближенно учесть пространственные вариации индикатрисы рассеяния, а также ошибки регистрации и квадратичного усиления сигнала. Полезной особенностью метода является допустимость работы в произвольных сопоставимых единицах, т.е. не требуется предварительная калибровка системы измерительной аппаратуры. Это важно, когда в качестве источника используется импульсное излучение суперконтинуума, абсолютное значение спектральной интенсивности которого трудно поддается оценке.

Процедура расчетной обработки сигнала основана на итерационном решении уравнения (9), что предполагает предварительные базовые измерения $\beta_{\pi}^a(\lambda, z_0)$ и $g_{\pi}(\lambda, z_0)$ на начальном участке трассы. Предпосылки такого подхода сформулированы в [5, 6].

Вычисление коэффициента обратного рассеяния осуществляется по итерационной формуле, получаемой путем деления сигналов, принятых с последовательно расположенных высот, что позволяет устранить из уравнения лазерной локации многие неизвестные параметры:

$$\frac{N(\lambda, z_i)}{N(\lambda, z_{i+1})} = \exp[\Delta z (\beta_{ext}(\lambda, z_{i+1}) + \beta_{ext}(\lambda, z_i))] \times \frac{\beta_{\pi}(\lambda, z_i)}{\beta_{\pi}(\lambda, z_{i+1})} \frac{G(z_i)}{G(z_{i+1})} \frac{z_{i+1}^2}{z_i^2}, \quad (3)$$

$$\beta_{\pi}^{n+1}(\lambda, z_{i+1}) = \frac{N(\lambda, z_{i+1})}{N(\lambda, z_i)} (\beta_{\pi}(\lambda, z_i) + \beta_{\pi}^m(\lambda, z_i)) \times \exp\left(\Delta z_i \left(\frac{\beta_{\pi}(\lambda, z_i)}{g_{\pi}(\lambda, z_i)} + \frac{\beta_{\pi}^n(\lambda, z_{i+1})}{g_{\pi}(\lambda, z_{i+1})} + \beta_{sct}^m(\lambda, z_i) + \beta_{sct}^m(\lambda, z_{i+1}) \right)\right) \left(\frac{z_{i+1}}{z_i} \right)^2 - \beta_{\pi}^m(\lambda, z_{i+1}), \quad (4)$$

где $\Delta z_i = \Delta z_{i+1} - \Delta z_i$; n – номер итерации.

Можно показать [5], что итерационная процедура (4) сходится со скоростью геометрической прогрессии при условии, что оптическая толщина $\tau(\Delta z_i) < 1$, и это легко реализуется в эксперименте. Метод (4), (5) является базовым, т.е. требует априорной оценки (измерений) коэффициентов $\beta_{\pi}^a(\lambda, z_0)$ или $\beta_{ext}^a(\lambda, z_0)$ на определенном участке трассы. В настоящем численном эксперименте эта проблема решается привлечением параллельного метода восстановления, так называемого метода асимптотического сигнала [4], который наиболее оптимален для восстановления $\beta_{ext}^a(\lambda, z_0)$ на ближайшей границе рассеивающего слоя.

В данном случае считалось, что отношение значений геометрического фактора лидара на различных высотах не изменяется, т.е. $G(z) = \text{const}$.

Особенность зондирования атмосферы с помощью фемтосекундных лазеров заключается в значительном вкладе в регистрируемый сигнал многократного рассеяния [7], что приводит к быстрому расхождению решения, при этом значение искомого параметра $\beta_{\pi}(z)$ к концу трассы зондирования неограниченно возрастает, а затем срывается в область отрицательных значений. Ранее, в работе [4], нами был предложен простой параметрический подход, основанный на введении нелинейной зависимости

$$\beta_{\pi}(z) = g_{\pi}(z) \beta_{ext}(z) \exp\{2\xi\tau(z)\},$$

где

$$\tau(z) = \int_{z_0}^z \beta_{ext}(z') dz'$$

– оптическая толщина отрезка (z_0, z) ; $\xi > 1$ – параметр. Подстановка (5) в (1) приводит к дифференциальному уравнению типа Бернулли, которое допускает явное решение. При граничном условии $T^2(z = z_0) = T_0^2 = 1$ непосредственно следует

$$T^2(z) = \left\{ 1 - 2(1 - \xi) \int_{z_0}^z S(z')/g_{\pi}(z') dz' \right\}^{1/(1-\xi)}, \quad (5)$$

где

$$S(z) = [N(z)z^2 h\nu] / [N_0 G(z) A] \quad (6)$$

— квадратично-усиленный сигнал обратного рассеяния в относительных единицах; $N_0 = E_0 / h\nu$.

Решение (6) обладает повышенной устойчивостью к помехе многократного рассеяния [4], однако для его практической реализации необходима абсолютная калибровка измерений, что не всегда возможно при использовании фемтосекундного излучения суперконтинуума.

2. Параметрическая модификация метода

Для дальнейшей модификации алгоритма обращения уравнения локации используем то обстоятельство, что влияние дополнительного сигнала многократного рассеяния физически эквивалентно увеличению эффективного коэффициента обратного рассеяния $\beta_\pi(z)$ на положительную монотонно изменяющуюся добавку p , введем ее в решение (4) в качестве аддитивного параметра регуляризации:

$$\begin{aligned} \beta_\pi^{n+1}(\lambda, z_{i+1}) &= \frac{S(\lambda, z_{i+1})}{S(\lambda, z_i)} (\beta_\pi(\lambda, z_i) + \beta_\pi^m(\lambda, z_i) + p) \times \\ &\times \exp \left[\Delta z_i \left(\frac{\beta_\pi(\lambda, z_i)}{g_\pi(\lambda, z_i)} + \frac{\beta_\pi^m(\lambda, z_{i+1})}{g_\pi(\lambda, z_{i+1})} + \beta_{sct}^m(\lambda, z_i) + \right. \right. \\ &\left. \left. + \beta_{sct}^m(\lambda, z_{i+1}) \right) \right] \left(\frac{z_{i+1}}{z_i} \right)^2 - \beta_\pi^m(\lambda, z_{i+1}). \quad (7) \end{aligned}$$

Поиск аддитивного параметра осуществляется исходя из того, что вид восстановленной функции обратного рассеяния от высоты в зависимости от параметра либо неограниченно возрастает, либо убывает до отрицательных значений, сравнимых по величине с искомым значением обратного рассеяния.

В связи с этим можно построить функционал, который позволит найти оптимальный аддитивный параметр, при котором функция обратного рассеяния не будет неограниченно возрастать. Для этого используем метод штрафных функций [8], и при отрицательных значениях обратного рассеяния будем прибавлять к функционалу модуль $\beta_\pi(\lambda, z)V$, где константа $V \gg 1$, а при положительных значениях добавлять $|\beta_\pi(\lambda, h) - \beta_\pi(\lambda, h_0)|$, тогда получим функцию вида

$$\begin{aligned} f(p, \lambda) &= \\ &= \sum_{i=0}^n \left\{ \begin{array}{l} |\beta_\pi(\lambda, z_i, p)V|, \text{ если } \beta_\pi(\lambda, z, p) < 0,001 \text{ км}^{-1} \\ |\beta_\pi(\lambda, z_i, p) - \beta_\pi(\lambda, z_0)|, \text{ если } \beta_\pi(\lambda, z, p) > 0,001 \text{ км}^{-1} \end{array} \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

Для указанного функционала решается задача оптимизации — поиска минимума для каждой из

длин волн, и определяются соответствующие оптимальные параметры.

На рис. 1 показано поведение функции $f(p, \lambda)$ в зависимости от параметра p . Данная функция — унимодальная, что позволяет легко найти ее минимум, применяя, например, метод исключения интервалов [9]. Проведенные численные эксперименты показали, что добавление именно модуля разности восстанавливаемого обратного рассеяния и начального приближения дает наиболее точные результаты. При завышении значения начального приближения функция обратного рассеяния начинает возрастать, а при занижении в некоторых случаях убывает до нуля.

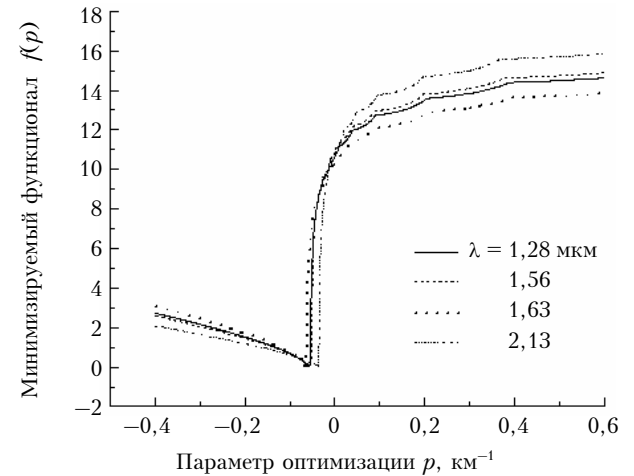


Рис. 1. Функционалы, определяющие оптимальный параметр для различных длин волн

3. Решение прямой задачи

Корректная постановка прямой задачи лидарного зондирования подразумевает решение нестационарного уравнения переноса в сложных граничных 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 обычно уравнение переноса записывается в интегральной форме [10]:

$$f(\mathbf{x}) = \int_X k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) f(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' + \psi(\mathbf{x}), \quad (9)$$

где $\mathbf{x} \in X$;

$$\begin{aligned} X &= \{(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t, \lambda) : \mathbf{r} \in Q \subset R^3, \boldsymbol{\Omega} \in W = \\ &= \{(a, b, c) \in R^3 : a^2 + b^2 + c^2 = 1\}, t \in T, \lambda \in L\}, \end{aligned}$$

или $X = Q \times W \times T \times L$ — восьмимерное фазовое пространство;

$$f(\mathbf{x}) = \beta_{ext}(\mathbf{r}) I(\mathbf{x}) \quad (10)$$

имеет смысл плотности столкновений фотонов; $I(\mathbf{x})$ – интенсивность излучения. Далее, в уравнении (9)

$$k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) = \frac{\Lambda(\mathbf{r}', \lambda) g(\mu, \mathbf{r}', \lambda) \exp[-\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r}, \lambda)]}{2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \times \\ \times \delta\left(\boldsymbol{\Omega} - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\right) \delta\left[t' - \left(t + \frac{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|}{v}\right)\right], \quad (11)$$

где

$$\Lambda(\mathbf{r}', \lambda) = [\beta_{sct}^a(\mathbf{r}', \lambda) + \beta_{sct}^m(\mathbf{r}', \lambda \rightarrow \lambda')] / \beta_{ext}(\mathbf{r}', \lambda)$$

– вероятность выживания кванта, а

$$g(\mu, \mathbf{r}', \lambda) = \frac{\beta_{sct}^a(\mathbf{r}', \lambda) g_a(\mu, \mathbf{r}', \lambda) + \beta_{sct}^m(\mathbf{r}', \lambda) g_m(\mu, \mathbf{r}', \lambda)}{\beta_{sct}^a(\mathbf{r}', \lambda) + \beta_{sct}^m(\mathbf{r}', \lambda)}$$

– средневзвешенная индикатриса рассеяния; $\mu = \cos(\vartheta)$, ϑ – угол рассеяния; g_a , g_m – нормированные на единицу индикатрисы упругого и неупругого рассеяния;

$$\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r}; \lambda) = \int_0^l \beta_{ext}(\lambda, \mathbf{r}, l') dl'$$

оптическая длина отрезка $l = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|$;

$$\psi(\mathbf{x}) = p(\mathbf{r}_0) p(\boldsymbol{\Omega}_0) p(t_0) p(\lambda_0)$$

– мультипликативная плотность внешних источников ($p(m_0)$ – парциальные плотности соответствующих начальных координат m_0); естественно

$$\int_R p(m_0) dm_0 = 1.$$

В результате статистического моделирования следует искать оценку интенсивности обратного рассеяния лидара

$$I_{i,k}(\lambda) = \frac{1}{v \Delta t_k} \int_{\Delta \Gamma^*} \int_{\Delta \Omega_i^*} \int_{\Delta t_k} I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t, \lambda) d\mathbf{r} d\boldsymbol{\Omega} dt \quad (12)$$

в окрестности заданного детектора D . Детектор задан набором углов поля зрения $\Delta \Omega_i^* = \sin \vartheta_d^i d\vartheta d\varphi$, пространственным объемом $\Delta \Gamma^* = \pi R_d^2$ и сеткой временного разрешения $\Delta l_k = \Delta t_k v$; v – скорость света в среде.

Среди многочисленных модификаций метода Монте-Карло для задач оптической локации, где источники и приемники излучения локализованы, эффективен так называемый «метод локальной оценки» [10]. Кратко суть этого метода состоит в следующем. Пусть $\mathbf{x}^*(r^*, \boldsymbol{\Omega}^*, t^*) \in D$, где фазовый объем детектора $D \ll X$. Предположим, что в (9) $\mathbf{x} = \mathbf{x}^*$, $\psi(\mathbf{x}^*) = 0$, и запишем (9) в форме линейного функционала

$$I(\mathbf{x}) = \int_x \frac{k(\mathbf{x}', \mathbf{x}^*)}{\beta_{ext}} f(\mathbf{x}') d\mathbf{x}'. \quad (13)$$

Тогда, следуя канонам [10], статистическая оценка (12) примет вид

$$I_{i,k}(\lambda, \mathbf{x}^*) = M \sum_{n=0}^N Q_n \eta_{ij}(\mathbf{x}_n, \mathbf{x}^*), \quad (14)$$

где

$$\eta_{ij} = \frac{\exp[-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}^*)] g(\mu^*, \mathbf{r})}{2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}^*|^2} \Delta_i(\Omega^*) \Delta_j(t^*); \quad (15)$$

M – символ математического ожидания; $n = 1, 2, \dots$; N – номер случайного столкновения фотона; Q_n – статистический вес фотона, компенсирующий фиктивный характер переходов $k(\mathbf{x}_n, \mathbf{x}^*)$; $\mu^* = (\mathbf{r}^* - \mathbf{r}) / |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}|$; Δ_i , Δ_j – индикаторы углового и пространственного разрешения детектора.

На общеизвестных положениях (13)–(15) мы остановились потому, что применение локальной оценки, несмотря на ее эффективность, связано с определенными, в общем виде непреодолимыми трудностями. Множитель $1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}^*|^2$ в выражении (15) приводит к квадратичной расходимости при $|\mathbf{r} - \mathbf{r}^*| \rightarrow 0$ и, следовательно, к неконтролируемой дисперсии оценки. Как часто практикуется, формальное вынесение фазового объема детектора D за пределы рассеивающей среды не всегда допустимо. Это может иметь место и в случае рассматриваемой схемы лидара белого света.

Однако именно специфика регистрации лидарного сигнала позволяет предложить простой прием, стабилизирующий оценку (6). Как будет отмечено далее, большинство существующих методов обращения уравнения лазерной локации, т.е. уравнения (2) в приближении однократного рассеяния, используют в качестве входных физических функционалов не интенсивность приходящего излучения $I(r, \Omega, t)$, а относительный, квадратично усиленный сигнал вида (6). Как показали результаты численных экспериментов [6, 22], оценка функционалов вида (6) эквивалентна накоплению величины $I(z)$ с аппаратной коррекцией в пределах детектора D по закону

$$S(t) = C' / (z / 2v)^2, \quad C' = \text{const.}$$

Нас будет интересовать вероятностная оценка искажений величины \bar{S} за счет многократного рассеяния в пределах малых угловых апертур детектора $\varphi_d \leq 1^\circ$, сопоставимых с величиной угловой апертуры излучателя. Это дает основание использовать теорему оптической взаимности и учитывать траектории только типа А [6, 12], т.е. те, в которых рассеяние после 1-го столкновения будет происходить в переднюю полусферу. Тогда можно считать, что

$S(t_n) \approx C \cdot (|r_n - r^*|/2v)^2$, причем при $n = 1$ равенство строгое. Вводя аппаратную функцию $S(t_n)$ непосредственно в схему моделирования траекторий, получаем возможность исключить особенность в (15).

Допуская, кроме того, в (14), (15) $\Lambda(\mathbf{r}, \lambda) = \text{const}$ и $g(\mu^*, r) = g(180^\circ) = \text{const}$, приходим к следующему упрощенному выражению для статистической оценки:

$$\xi(\Delta z_i, v_m) = \frac{C_0}{\Delta z_i N} \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^{N_k} q_k e^{-\tau(r_k, r^*)} \Delta_m(\Omega^*) \Delta_j(t^*),$$

где $\Delta_m(\Omega^*)$ – набор косинусов полуугла поля зрения детектора; $q_k = -g_k/g_1$; C_0 – «аппаратурная» постоянная численного эксперимента. Алгоритмы частных выборок, использованных при моделировании фотонных траекторий, являются стандартными и известны в литературе [10, 13].

Далее метод Монте-Карло применен для расчета относительных сигналов обратного рассеяния излучения в выбранных спектральных участках гипотетического суперконтинуума, охватывающего ближний ИК-диапазон. Рассчитанные сигналы в дискретной форме используются для решения соответствующей системы уравнений лазерной локации вида (7) при разном уровне помехи многократного рассеяния.

4. Валидация параметрической модификации итерационного алгоритма

Валидация предложенной параметрической модификации итерационного алгоритма восстановления вертикального профиля коэффициента обратного рассеяния выполнена для традиционной задачи мультислойного лазерного зондирования облачного слоя.

Начальные и граничные условия решения интегрального уравнения переноса (9) соответствуют схеме моностатического лазерного локатора наземного базирования. Предполагается, что источник излучает δ -импульс по времени в конусе направленный $2\pi(1 - \cos\varphi_s)$, где $\varphi_s = 0,1$ мрад – полный угол расходимости источника. Эхосигнал регистрируется приемником в угловых конусах $2\pi(1 - \cos\varphi_d^k)$, где φ_d^k – набор полных углов приёма, $k = 1, 2, \dots$. Традиционные оптические характеристики атмосферы, как правило, задаются кусочно-постоянными функциями высоты z . Атмосфера разбита на n_h однородных слоев, с неравномерным шагом $\Delta z_i = z_{i+1} - z_i$, $i = 1, 2, \dots, n_z$. В каждом слое Δz_i известны значения коэффициентов оптического взаимодействия и индикатрис рассеяния. Исчерпывающее изложение используемых оптических моделей атмосферы содержится в [5]. Облачный слой толщиной 200 м зада-

вался на высоте 500 м. Микрофизические параметры облака соответствовали модели C1 по классификации D. Deirmendjan [14], принятой мировым оптическим сообществом в качестве тестовой модели [15].

Для решения прямой задачи был выполнен предварительный расчет по формулам Ми оптических параметров выбранной модели облака, включая коэффициенты рассеяния, ослабления, обратного рассеяния, вероятности выживания кванта и индикатрисы рассеяния, для длин волн оптического зондирования 1,28; 1,56; 1,61 и 2,13 мкм. Подобный набор длин волн обусловлен в первую очередь необходимостью работы лидара в генеральных окнах прозрачности атмосферы [16], информативностью принятого набора волн относительно искомых параметров облачного аэрозоля [17] и возможностью генерации широкополосного плоского суперконтинуума в информативной области спектра [18–20]. Физические параметры атмосферы заложены в коэффициентах поглощения и рассеяния.

Для решения конкретной задачи длина волны зондирующего импульса выбирается таким образом, чтобы эти коэффициенты несли максимальную информацию об исследуемом параметре. При изучении газовых составляющих длина волны выбирается так, чтобы попадать в спектр поглощения исследуемого газа, при исследовании аэрозольной составляющей выбираются участки спектра, в которых отсутствует либо достаточно мало молекулярное поглощение

Для оценки молекулярного поглощения использовалась модификация метода рядов экспонент, реализованная в программном пакете [21]. Функция пропускания, обусловленная молекулярным поглощением солнечного излучения в спектральном интервале $\Delta\lambda = (\lambda_1, \lambda_2)$, может быть представлена в виде

$$T_{\Delta\lambda}(m) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F^*(\lambda) I_0(\lambda) T(m, \lambda) \Delta\lambda / I_{0, \Delta\lambda}, \quad (16)$$

где

$$I_{0, \Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F^*(\lambda) I_0(\lambda) \Delta\lambda;$$

$F^*(\lambda)$ – аппаратная функция регистрирующего прибора; $I_0(\lambda)$ – спектральная солнечная постоянная;

$$T(m, \lambda) = \exp\left(-m \int_0^{H_{atm}} \beta_{abs}^m(\lambda, z) dz\right)$$

– монохроматическая функция пропускания атмосферы Земли, $\beta_{abs}^m(\lambda, z)$ – коэффициент молекулярного поглощения на длине волны λ и высоте z над поверхностью Земли; m – оптическая масса атмосферы (в направлении на Солнце); H_{atm} – верхняя граница атмосферы. В предположении, что атмосфера

Земли является плоскопараллельной, $m = 1/\cos\xi_0$; ξ_0 – зенитный угол Солнца.

Согласно [21] $T_{\Delta\lambda}(m)$ может быть преобразована к виду

$$T_{\Delta\lambda}(m) = \int_0^1 \exp\left(-m \int_0^{H_{atm}} k(g, z) dz\right) dg = \sum_{i=1}^{N_i} C_i \exp\left(-m \int_0^{H_{atm}} k(g_i, z) dz\right), \quad (17)$$

где $k(g, z)$ – эффективный коэффициент поглощения в пространстве кумулятивных частот, который является непрерывной, возрастающей функцией аргумента g . Последнее обстоятельство позволяет эффективно применять для численного интегрирования гауссовские квадратуры и представить $T_{\Delta\lambda}(m)$ в виде короткого ряда экспонент (как правило, $N_i \leq 7 \div 10$); g_i и C_i – узлы и коэффициенты гауссовских квадратур; $\sum_{i=1}^{N_i} C_i = 1$. Функция пропускания газовой атмосферы $T_{\Delta\lambda}(m, z)$ для возможных высот существования слоистых жидкокапельных облаков ($z = 1,0$ – $5,5$ км) показана на рис. 2.

Она рассчитана для стандартной модели атмосферы (лето средних широт [16]) в спектральном интервале $\lambda = 1,0 \div 2,5$ мкм, наиболее информативном с позиции зондирования микроструктуры облачных капель [17]. Вопрос оптимального выбора положения и количества спектральных участков зондирования λ_k ($k = 1, 2, \dots$), формы и спектральной ширины аппаратной функции $F^*(\lambda)$ будет проанализирован на следующем этапе работы.

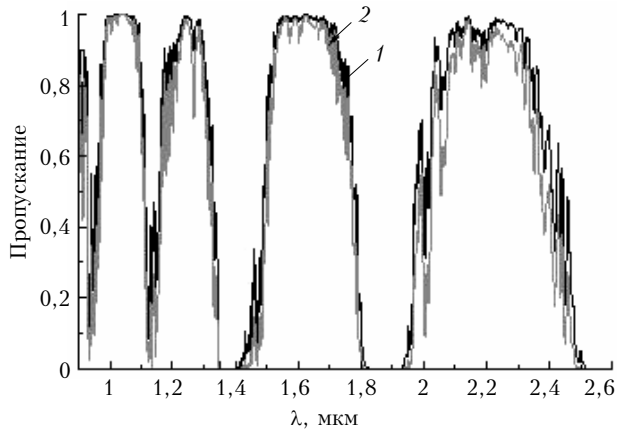


Рис. 2. Расчет спектрального пропускания атмосферными газами на вертикальной локационной трассе протяженностью 1 км (кривая 1) и 5 км (кривая 2). Аппаратная функция – треугольная, с основанием 20 см^{-1}

Поскольку величина сигнала многократного рассеяния существенно зависит от поведения вертикального профиля счетной концентрации частиц в рас-

сеивающей среде [13], численный эксперимент выполнен для четырех возможных конфигураций профиля: куполообразной, постоянной, линейно-возрастающей и линейно-убывающей. Пример расчета методом Монте-Карло сигнала обратного рассеяния на длинах волн оптического зондирования 1,28; 1,56; 1,61 и 2,13 мкм приведен на рис. 3 для случая наиболее характерной для слоистой облачности куполообразной конфигурации профиля концентрации капель. Достаточно нейтральный ход показателей полного и обратного рассеяния облака S_1 в выбранном спектральном интервале [14] объясняет незначительные качественные расхождения приведенных зависимостей.

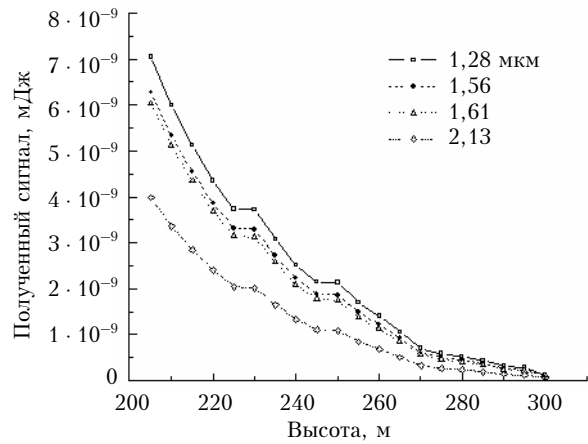


Рис. 3. Расчет методом Монте-Карло сигнала обратного рассеяния для выбранных длин волн лидарного зондирования. Угловая апертура приема $\varphi_d = 1$ мрад

Далее, дискретные, квадратично усиленные величины сигналов $\hat{S}(z_i)$ используются после соответствующей калибровки в итерационной процедуре (7) для восстановления априори заданных вертикальных профилей коэффициентов обратного рассеяния $\beta_{\pi}^a(\lambda_k, z)$, $k = 1, 2, 3, 4$. Результаты восстановления для четырех указанных выше моделей высотного распределения концентрации облачных капель приведены на рис. 4.

Срыв решения происходит за счет нарастающей со временем развертки сигнала помехи многократного рассеяния. Смещение оценки происходит как в сторону занижения (рис. 4, в), так и в сторону завышения (рис. 4, г) в зависимости от градиента концентрации. Наилучшего результата следует ожидать естественно в случае однородного облачного слоя (рис. 4, б). Как результат валидации, можно сделать вывод, что область приемлемых решений параметрического итерационного метода в смысле оптической глубины зондирования существенно шире, чем в традиционных методиках [3, 4, 22]. При среднем значении коэффициента ослабления облака S_1 в выбранном спектральном диапазоне $\beta_{exp} \approx 20 \text{ км}^{-1}$ (см. кривые на рис. 4) метод позволяет получать достоверное решение до оптических глубин порядка $\tau \leq 3$, что является хорошим результатом.

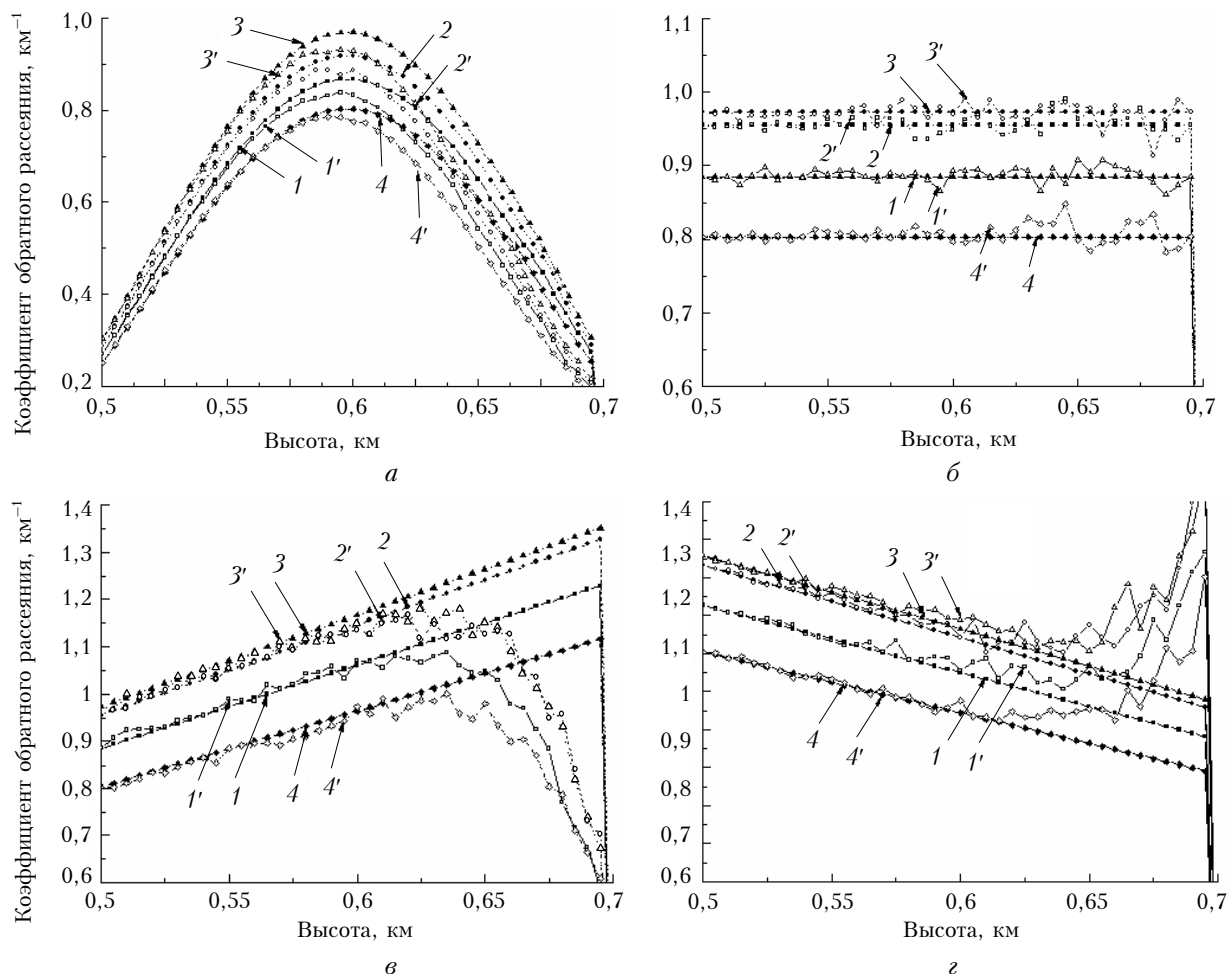


Рис. 4. Модельный (1–4) и восстановленный (1'–4') профили коэффициента обратного рассеяния для различных длин волн. Куполообразное изменение концентрации частиц в облаке с высотой (а); концентрация частиц в облаке с высотой не меняется (б); возрастает (в); убывает (г); 1, 1' – $\lambda = 1,28$; 2, 2' – $1,56$; 3, 3' – $1,61$; 4, 4' – $2,13$ мкм

Заключение

Предложенная параметрическая модификация итерационного метода решения лидарного уравнения позволяет существенно увеличить оптическую глубину зондирования плотных рассеивающих сред, к классу которых относятся слоистые облака нижнего яруса. Другим достоинством метода является то, что он не требует абсолютной калибровки сигнала оптического локатора, что имеет принципиальное значение при работе с широкополосным излучением суперконтинуума. Проведенная серия численных экспериментов показала, что эффективность метода заметно повышается, если вертикальная структура облака близка к однородной.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-01-00509, 09-01-00698, 09-05-00738, 09-07-00477).

1. Креков Г.М., Кавьянов С.И., Крекова М.М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 185 с.
2. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.

3. Lidar: Range – Resolved Optical Remote Sensing of the Atmospheric / Ed. by C. Weitkamp. Springer Science + Business Media Inc., Singapore, 2005. 451 p.
4. Зуев В.Е., Креков Г.М., Крекова М.М., Наац И.Э. Теоретические аспекты проблемы лазерного зондирования облаков // Вопросы лазерного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1976. С. 3–33.
5. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука, 1982. 198 с.
6. Креков Г.М., Крекова М.М. Оптимизация обработки сигналов метеорологических лазерных локаторов // Изв. вузов. Физ. 1979. Деп. № 3296-79. 15 с.
7. Матвиенко Г.Г., Веретенников В.В., Креков Г.М., Крекова М.М. Дистанционное зондирование атмосферных аэрозолей с использованием фемтосекундного лидара белого света // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 12. С. 1107–1115.
8. Бейко И.В., Бублик Б.Н., Зинько П.Н. Методы и алгоритмы решения задач оптимизации. М.: Наука, 1983. 512 с.
9. Реклейтис Г., Рейвиндран А., Рэгсдел К. Оптимизация в технике: Т. 2. М.: Наука, 1983. 320 с.
10. Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics / Ed. by G.I. Marchuk. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1989. 261 p.
11. Зуев В.Е., Креков Г.М., Крекова М.М., Макиенко Э.В., Наац И.Э. Теория и численный эксперимент по дис-

- танционному зондированию облачного аэрозоля. Радиофизические исследования атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1977. С. 6–15.
12. *Malinka A.* Raman lidar remote sensing of geophysical media // *Light Scattering Review*. Berlin; Heidelberg: Springer, 2007. P. 126–158.
 13. *Креков Г.М., Орлов В.М., Белов В.В., Белов М.Л.* Имитационное моделирование в задачах оптического дистанционного зондирования. Новосибирск: Наука, 1988. 166 с.
 14. *Deirmendjan D.* Electromagnetic scattering of spherical polydispersions. N.Y.: American Elsevier Publ. Co, 1969. 166 p.
 15. *Bissonette L.R., Bruscaiglioni P., Ismaelli A., Zaccanti G., Cohen A., Benayahu J., Kleiman M., Egert S., Flesia C., Starkov A.V.* LIDAR multiple scattering from clouds // *Appl. Phys. B*. 1995. V. 60. P. 355–362.
 16. *Зуев В.Е., Креков Г.М.* Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 256 с.
 17. *Зуев В.Е., Наац И.Э.* Обратные задачи лазерного зондирования. Новосибирск: Наука, 1982. 242 с.
 18. *Креков Г.М., Крекова М.М., Суханов А.Я.* Оценка эффективности использования перспективных лидаров белого света для зондирования микрофизических параметров слоистой облачности: 1. Аналитический обзор // *Оптика атмосф. и океана*. 2009. Т. 22. № 8. С. 661–670.
 19. *Hult J., Watt R.S., Kaminski C.F.* High bandwidth absorption spectroscopy with a dispersed supercontinuum source // *Opt. Express*. 2007. V. 15. P. 11385–11394.
 20. *Bourayou R., Mejean G., Kasparian J., Rodrigues J., Salmon E., Yu J., Lehmann H.* White-light filaments for multiparameter analysis of cloud microphysics // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 2005. V. 22. P. 369–377.
 21. *Катаев М.Ю., Мицель А.А., Пташник И.В., Фирсов К.М.* Методы и системы автоматизации. Обработка данных дистанционного зондирования. Пакет программ для моделирования и обработки данных дистанционного зондирования газового состава атмосферы // *Оптика атмосф. и океана*. 1996. Т. 9. С. 1412–1419.
 22. *Kovalev V.A., Eshinger W.E.* Elastic Lidar: Theory, Practice, and Analysis Methods. N.Y.: John Wiley & Sons, 2004. 351 p.

G.M. Krekov, M.M. Krekova, A.Ya. Sukhanov. Estimate of perspective white-light lidar efficiency for sensing of the stratus clouds microphysical parameters: 2. Parametric modification of the iteration method lidar equation solution.

At laser sensing of optically dense atmospheric hydrometeors, to which the stratus refers, a problem is conceived to suppress the interferences of multiple scattering, which limits considerably the vertical scales of reliable information about optical and microphysical characteristics of cloud. The paper describes a new parametric modification of the iteration method of solution of lidar equation, which allows the significant increase of the optical sensing depth. Numerical experiments made within the limits of statistical modeling confirm the stability of the method at different variations of the cloud layer vertical structure. The method does not call for an absolute calibration of a lidar return, by way of which a wide-band signal of supercontinuum can be used.