

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.521.3:535.36

Г.М. Креков, М.М. Крекова

**Статистическое моделирование трансспектральных
процессов при лазерном зондировании
окружающей среды. I. Рамановское рассеяние**

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 30.06.2004 г.

Обсуждаются особенности статистического моделирования трансспектральных процессов, используемых при лазерном зондировании метеорологических параметров атмосферы. Необходимость привлечения строгого аппарата методов Монте-Карло возникает, если работа соответствующих метеорологических лидаров происходит в условиях облачной атмосферы, когда становится существенной роль многократно рассеянной составляющей в локационном сигнале. В статье основное внимание уделяется особенностям построения алгоритмической схемы моделирования процессов переноса радиации. Показана существенная роль правильного выбора модели упругого и неупругого молекулярного рассеяния. В частности, при моделировании углов рассеяния фотонов в процессе марковского блуждания следует выбирать форму индикатрисы рассеяния, адекватную условиям рамановского возбуждения. Приведены результаты методических расчетов и их сопоставление с данными других авторов. На основании полученных результатов установлены некоторые особенности формирования фона многократного рассеяния в каналах рамановского зондирования.

Введение

В настоящее время в качестве одного из методов, обеспечивающих оперативную информацию о нарушениях нормального функционирования экосистемы, является дистанционное лазерное зондирование. Традиционная техника лазерного зондирования основана на интерпретации пространственно-разрешенного сигнала упругого рассеяния исследуемой среды на одной или нескольких частотах оптического диапазона длин волн [1]. В последнее десятилетие определилась закономерная тенденция использования широкого спектра линейных и нелинейных процессов, приводящих к переизлучению материала зондируемой среды на других частотах, так называемых трансспектральных процессов [2, 3]. Среди линейных процессов, которыми мы ограничим наше рассмотрение в данной работе, наиболее значимы явления спонтанного комбинационного (рамановского) рассеяния [4–6] и лазерно-индуцируемой флуоресценции [6, 7]. Определенные перспективы связываются с использованием молекулярного рассеяния Мандельштам–Бриллюэна [8], гиперрэлеевского рассеяния [9]. В системах пассивного оптического зондирования, включая действующие орбитальные системы ENVISAT и др., важным является учет Ринг-эффекта [10] и резонансного комбинационного рассеяния [6].

В первой части работы мы акцентируем внимание на анализе потенциальных возможностей оптических лазерных локаторов (Раман-лидаров), ориентированных на использование рамановского

рассеяния для зондирования атмосферы. Раман-лидар, при эффективном использовании, позволяет получать регулярную информацию о пространственном распределении большинства базовых параметров атмосферы, необходимых для анализа и прогноза состояния воздушного бассейна до уровня перистой облачности.

Систематические результаты накапливаются и анализируются в рамках деятельности Европейской аэрозольной лидарной сети (EARLINET) [11] и Сибирской лидарной станции [12]. Эти результаты касаются, в первую очередь, изучения долгопериодных временных рядов вертикальных профилей влажности, температуры и концентрации озона. Анализ этих данных позволяет судить о влиянии динамики сильных атмосферных фронтов [13], выбросов вулканических извержений [14], выбросов техногенного происхождения [15] и других аномальных воздействий, нарушающих равновесие экосистемы.

Сочетание Раман-лидара с многочастотными лидарами упругого рассеяния [16, 17] позволяет получать информацию о вертикальных вариациях микроструктуры атмосферного аэрозоля как фоновое, так и антропогенного характера. Особый класс обратных задач оптического зондирования возникает при рамановской диагностике указанных выше параметров в условиях облачной атмосферы. Сплошная облачность нижнего яруса не оставляет надежд на успешное применение лидаров. В то же время оптически тонкие перистые облака являются предметом возрастающего интереса специалистов в области

как пассивного, так и активного зондирования [18]. Причина состоит в том, что перистые облака, даже визуально невидимые, играют важную роль в процессах формирования радиационного режима планеты [19] и, с другой стороны, являются источником активных помех для космических средств оптического зондирования [20].

Метод решения

Корректная постановка прямой задачи лидарного зондирования подразумевает решение нестационарного уравнения переноса в сложных граничных условиях, отображающих реальную схему эксперимента. Для процесса переноса излучения, включающего в себя неупругое рассеяние, уравнение Больцмана примет вид:

$$c^{-1} \frac{\partial I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t, \lambda)}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \nabla I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t, \lambda) = -\sigma(\mathbf{r}, \lambda) I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t, \lambda) +$$

$$+ 1/4\pi \int \int_{L} G(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', \mathbf{\Omega}, \lambda') I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', t, \lambda') d\mathbf{\Omega}' d\lambda' + S(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \lambda); \quad (1)$$

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', \mathbf{\Omega}, \lambda') = G_M(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', \mathbf{\Omega}, \lambda' = \lambda) + \int_L G_R(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', \mathbf{\Omega}, \lambda') d\lambda', \quad (2)$$

где $S(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \lambda)$ – функция источников; $I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t, \lambda) = I(x)$ – интенсивность на длине волны λ в точке \mathbf{r} в направлении $\mathbf{\Omega}$ в момент времени t ; $x = (\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t, \lambda)$ – точка фазового пространства, $x \in X$,

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

или $X = Q \times W \times T \times L$ – восьмимерное фазовое пространство; $G_M(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}', \lambda)$ – объемный коэффициент направленного упругого светорассеяния в основном рассеянии Ми в направлении $(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}')$; $G_R(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}', \lambda')$ – объемный коэффициент направленного неупругого рассеяния (в данном случае рамановского) фотона с длиной волны λ' , сопровождающегося трансспектральным переходом ($\lambda' \rightarrow \lambda$); $\sigma(\mathbf{r}, \lambda)$ – полный коэффициент ослабления на длине волны λ , т.е.

$$\sigma(\mathbf{r}, \lambda) = \sigma_a(\mathbf{r}, \lambda) + \sigma_S(\mathbf{r}, \lambda) + \sigma_R(\mathbf{r}, \lambda' \rightarrow \lambda), \quad (3)$$

где $\sigma_a(\mathbf{r}, \lambda)$ – коэффициент поглощения дисперсной среды; $\sigma_S(\mathbf{r}, \lambda)$ и $\sigma_R(\mathbf{r}, \lambda)$ – коэффициенты рассеяния для упругого и неупругого взаимодействия соответственно. Обычно в скалярном случае G_M и G_R зависят только от угла рассеяния ϑ между направлениями $\mathbf{\Omega}'$ и $\mathbf{\Omega}$, т.е. $\vartheta = (\mathbf{\Omega}', \mathbf{\Omega})$.

Уравнение переноса (1) записано в скалярном приближении, т.е. без учета поляризационных эффектов. Тем не менее его строгое аналитическое решение не достигнуто. Среди численных методов наиболее рациональным является метод Монте-

Карло [21]. Хотя данный метод не требует строгой записи уравнения переноса [22], построение эффективных весовых алгоритмов метода [23] основано на преобразованиях интегрального уравнения переноса, адекватного исходной задаче. Преобразование уравнения (1), содержащего спектральную зависимость оцениваемых функционалов в интегральную форму, приведено, например, в [23]. Показано, что оно сохраняет свою каноническую форму Фредгольма 2-го рода:

$$f(x) = \int_X k(x', x) f(x') dx' + \psi(x) \quad (4)$$

или

$$f = Kf + \psi, \quad (5)$$

$$f(x) = \sigma(x) I(x) \quad (6)$$

и имеет смысл плотности столкновений фотонов. Далее, в уравнении (4)

$$k(x', x) = \frac{\Lambda(\mathbf{r}', \lambda) g(\mu, \mathbf{r}', \lambda) \exp[-\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r}, \lambda)]}{2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \times$$

$$\times \delta\left(\mathbf{\Omega} - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\right) \delta\left[t' - t + \left(\frac{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|}{c}\right)\right], \quad (7)$$

где

$$\Lambda(\mathbf{r}', \lambda) = [\sigma_S(\mathbf{r}', \lambda) + \sigma_R(\mathbf{r}', \lambda \rightarrow \lambda')] / \sigma(\mathbf{r}', \lambda)$$

– вероятность выживания кванта, а

$$g(\mu, \mathbf{r}', \lambda) = \frac{\sigma_S(\mathbf{r}', \lambda) g_M(\mu, \mathbf{r}', \lambda) + \sigma_R(\mathbf{r}', \lambda) g_R(\mu, \mathbf{r}', \lambda)}{\sigma(\mathbf{r}', \lambda)}$$

– средневзвешенная индикатриса рассеяния; $\mu = \cos(\vartheta)$; g_M, g_R – нормированные на единицу индикатрисы упругого и неупругого рассеяния;

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

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

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

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

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

Рациональность метода Монте-Карло состоит в том, что он позволяет получать оценку как потоков излучения, так и линейных функционалов вида

$$I_\lambda = (f, \varphi) = \int_{D \subset X} f(x) \varphi(x) dx \quad (8)$$

по заданной области фазового пространства $D \subset X$, ($\varphi(x)$ – характеристическая функция). При этом

интегрирование по части переменных в (7) реализуется в процессе моделирования, что существенно оптимизирует процесс счета. Индекс λ в (8) показывает, что в данной задаче представляет интерес спектральное поведение сигнала обратного рассеяния в области гипотетического детектора. Уловить незначительные вариации δI_λ в пределах тонкого спектра рамановского рассеяния в схеме аналогового моделирования невозможно. В этих случаях следует использовать один из весовых методов [22, 24], связанный с коррелированной выборкой (метод зависимых испытаний) [22]. Кратко сущность метода состоит в следующем.

Пусть ядро интегрального уравнения (4) и функции ψ , ϕ зависят от некоторого параметра, в рассматриваемом случае от длины волны λ . Тогда, следуя [22], статистическая оценка функционала

$$\hat{I}_\lambda = (f_\lambda, \phi_\lambda) = M \sum_{n=1}^N Q_n(\lambda) \phi(x_n, \lambda), \quad (9)$$

где $\{x_n\}$ — физическая цепь столкновений; Q_n — статистический вес фотона; M — символ математического ожидания. После каждого перехода $x' \rightarrow x$ вес частицы для некоторой базовой длины волны λ_0 преобразуется для другой длины волны λ или набора длин волн по формуле

$$Q(\lambda_j) = Q(\lambda_0) \frac{k_{\lambda_j}(x', x)}{k_{\lambda_0}(x', x)}. \quad (10)$$

Ввиду относительной малости спектрального интервала, заключающего линии рамановского рассеяния, можно полагать, что спектральные свойства атмосферы определены только поведением $\sigma(\lambda)$, $G(\lambda) = G(\lambda_0)$. Тогда преобразование (10) существенно упрощается:

$$Q(\lambda_j) = Q(\lambda_0) \frac{\sigma(\mathbf{r}, \lambda_j)}{\sigma(\mathbf{r}, \lambda_0)} e^{-[r(\tau_{\lambda_j}, \mathbf{r}', \mathbf{r}) - \tau_{\lambda_0}, \mathbf{r}', \mathbf{r})]}. \quad (11)$$

Другим весовым методом, определяющим основу всего алгоритма, является метод «локальной оценки» в варианте, изложенном в [25]. В результате статистического моделирования следует оценка интенсивности обратного рассеяния рамановского лида

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

в окрестности заданного детектора D . Детектор задан набором углов поля зрения $\Delta \Omega_i^* = \sin \vartheta_d^i d\vartheta d\varphi$, пространственным объемом $\Delta \mathbf{r}^* = \pi R_d^*$ и сеткой временного разрешения $\Delta t_k = \Delta t_k c$, c — скорость света.

Модель среды

Решение уравнения переноса находится для начальных и граничных условий, соответствующих схеме моностатического лазерного локатора

наземного и орбитального базирования. Орбитальный лидар удален от поверхности Земли на расстояние $H_0 = 700$ км. Предполагается, что источник излучает δ -импульс по времени в конусе направлений $2\pi(1 - \cos \varphi_i)$, где $\varphi_i = 0,2$ мрад — полный угол расходимости источника. Эхосигнал регистрируется приемником в угловых конусах $2\pi(1 - \cos \varphi_d^i)$, где φ_d^i — набор полных углов приема: 0,2; 0,4; 0,6 и 1 мрад.

Оптические характеристики атмосферы являются кусочно-постоянными функциями высоты h . Атмосфера разбита на n_h однородных слоев, с неравномерным шагом $\Delta h_i = h_{i+1} - h_i$, $i = 1, 2, \dots, n_h$. В каждом слое Δh_i заданы модельные значения коэффициентов взаимодействия и индикатрис рассеяния. В условиях облачной атмосферы в банк исходных данных включены характеристики следующих типов взаимодействий: молекулярного рассеяния (Кабанна—Рэлея и Рамана); аэрозольного поглощения, учитывающегося вероятностью выживания кванта $\Lambda(h)$; аэрозольного рассеяния и рассеяния на облачных каплях и кристаллах.

Моделирование рамановского рассеяния

С точки зрения молекулярно-статистической теории рассеяния света [26] в природе нет строго когерентного рассеяния. Действительно, так называемое рэлеевское рассеяние складывается из линий вращательного рамановского спектра (ВРС) и центральной линии Кабанна. Линия Кабанна при тонком спектральном разрешении и определенных условиях регистрации распадается на дуплет линий Мандельштамма—Бриллюэна, вокруг линии Ландау—Плачека. Ни один из этих процессов не является полностью когерентным. Схематически спектральная структура обратного молекулярного рассеяния в атмосфере показана на рис. 1. Тем не менее в численном эксперименте будем предполагать, что рассеяние в обобщенной линии Кабанна — когерентное, и моделировать неупругое рассеяние в колебательно-вращательном спектре рамановского рассеяния.

Первые попытки статистического моделирования чисто вращательного рамановского спектра были предприняты Г. Каттаваром и др. [28, 29] в задаче количественной интерпретации так называемого Ринг-эффекта. Следуя [29], будем полагать, что когда фотон на одном из этапов марковской цепи столкновений в многокомпонентной рассеивающей среде испытывает молекулярное рассеяние на несущей частоте ν_0 , часть его «веса», допустим q_0 , остается в пределах линии Кабанна. Оставшаяся его часть, $1 - q_0$, переходит на одну из частот ν' вращательного или колебательно-вращательного рамановского спектра (КРС). Интенсивность излучения, перераспределенного на рамановские частоты, зависит от средней поляризуемости молекул α и анизотропии поляризуемости δ .

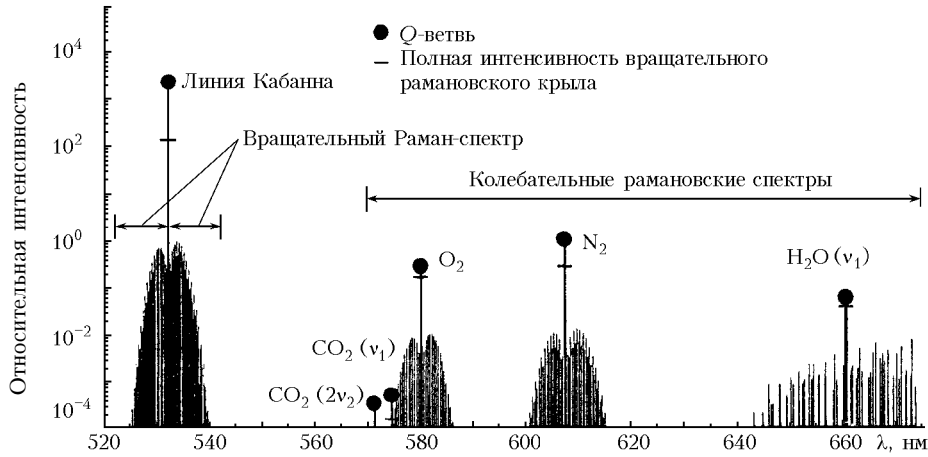


Рис. 1. Спектральная структура обратного молекулярного рассеяния лазерного излучения на длине волны $\lambda = 532$ нм, по данным [27]. Интенсивность линий ВРС рассчитана для $T = 300$ К и отношения смеси $\omega_{\text{H}_2\text{O}} = 1\%$

Для двухатомных молекул

$$q_0 = \frac{[180 + 13\varepsilon(\lambda)] + [180 + \varepsilon(\lambda)] \cos^2 \vartheta}{[180 + 52\varepsilon(\lambda)] + [180 + 4\varepsilon(\lambda)] \cos^2 \vartheta}, \quad (13)$$

где ϑ — угол рассеяния; $\varepsilon = (\delta/\alpha)^2$. Как показано в [30], величина $1 - q_0$ слабо меняется по спектру для молекул N_2 и O_2 и в УФ и ближней ИК-области спектра лежит в пределах $0,035 \div 0,025$. Чтобы избежать неприятной выборки из условной плотности $p(q_0/\vartheta)$, можно воспользоваться методом аналитического осреднения [22], взяв среднее по телесному углу значение

$$\bar{q}_0 = (18 + \varepsilon)/(18 + 4\varepsilon). \quad (14)$$

Средняя поляризуемость определяется известным образом как

$$|\bar{\alpha}|^2 = (n - 1)^2 / 4\pi N_0^2, \quad (15)$$

где n — коэффициент преломления; $N_0 = 2,687 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ — число Лoshмидта. Таким образом, интенсивности линий молекул N_2 и O_2 чисто вращательного спектра связаны следующим соотношением:

$$I_R = \eta_{\text{N}_2} I_{\text{N}_2}^R + \eta_{\text{O}_2} I_{\text{O}_2}^R \frac{1 - q_{\text{N}_2}}{1 - q_{\text{O}_2}}, \quad (16)$$

где η_{N_2} и η_{O_2} — соответственно отношения смеси азота и кислорода в атмосфере.

Относительная интенсивность линий нормированного ВРС определяется [26]:

$$I^R(J, T) = \sqrt{4} q_J \frac{Bhc}{kT} b_{J \rightarrow J'} \exp(E_J / kT), \quad (17)$$

где J, J' — вращательные квантовые числа начального и конечного состояния; T — температура; $\nu_J = \nu_0 \pm 4B_0(J + 3/2)$ — частота линий ВРС; B_0 — вращательная константа молекулы; q_J — статистический вес, обусловленный ядерным спином; E_J — вращательная энергия, которая аппроксимируется

выражением $E_J = J(J + 1)hcB_0$; $b_{J \rightarrow J'}$ — коэффициент Планка—Теллера. Для стоксовой и антистоксовой линий соответственно они имеют вид

$$b_{J \rightarrow J+2} = \frac{3(J+1)(J+2)}{2(2J+1)(2J+3)}, \quad (18)$$

$$b_{J \rightarrow J-2} = \frac{3J(J-1)}{2(2J+1)(2J-1)}. \quad (19)$$

Константы B_0, q_J для молекул N_2, O_2 и CO_2 приведены, например, в [31]. Из соотношения (17) следует, что интенсивность линий чисто ВРС зависит от температуры. Именно это обстоятельство и используется в задачах лазерного зондирования. Действительно, если записать (17) для двух разрешенных переходов J_1 и J_2 , то их отношение будет представлять функциональную зависимость от температуры:

$$R(T) = \frac{I_R(J_1, T)}{I_R(J_2, T)} = \exp(\gamma/T + \beta), \quad (20)$$

где

$$\gamma = [E_J(J_2) - E(J_1)] / k; \quad \beta = \ln(b_{J \rightarrow J_1} / b_{J \rightarrow J_2}).$$

При моделировании рамановского угла рассеяния возникают определенные специфические особенности. Угловую зависимость интенсивности молекулярного рассеяния можно записать в виде [26]:

$$I(\vartheta) = I(\pi/2) [1 + \chi_{n,\rho} \cos^2(\vartheta)], \quad (21)$$

где для естественного света $\chi_n = (1 - \rho)/(1 + \rho)$, а для линейно поляризованного $\chi_\rho = -(1 - \rho)$. Степень деполаризации является функцией всех трех инвариантов тензора рассеяния. Используя известные выражения для ρ , нетрудно получить соотношения для индикатрисы рассеяния $g(\vartheta)$. Для несмещенной по частоте линии Кабанна при возбуждении естественным светом

$$g_S(\vartheta) = K_n^C \left(1 + \frac{180 + \varepsilon}{180 + 13\varepsilon} \mu^2 \right), \quad (22)$$

линейно поляризованным

$$g_S(\vartheta) = K_p^C \left(1 - \frac{180 - \varepsilon}{180 + 7\varepsilon} \mu^2 \right), \quad (23)$$

для смещенного спектра рамановского излучения при возбуждении естественным светом

$$g_R(\vartheta) = K_n^R \left(1 + \frac{1}{13} \mu^2 \right) \quad (24)$$

и линейно поляризованным

$$g_R(\vartheta) = K_p^R \left(1 - \frac{1}{7} \mu^2 \right), \quad \mu = \cos(\vartheta). \quad (25)$$

Здесь K_{np}^{CR} – константы нормировки, приводящие выражения (21)–(23) к виду плотности вероятности. По данным [28], для земной атмосферы фактор анизотропии рассеивающей молекулы $\varepsilon \approx 0,222$. С учетом полученных соотношений логическая схема моделирования рамановского рассеяния определяется следующим образом. При реализации очередного i -го звена марковской цепи случайных столкновений фотона $k(x_{n-1}, \lambda_0 \rightarrow x_n, \lambda_0)$ устанавливается тип физического взаимодействия на основании весовых соотношений коэффициентов в формуле (3). В данной модели это возможные варианты рассеяния фотона на частицах аэрозоля, облака или флуктуациях молекулярной составляющей среды. Вероятность рамановского рассеяния ввиду относительной малости $\sigma_R \ll \sigma_S$ в случайный процесс выборки не включается. Поэтому, в случае молекулярного рассеяния, дальнейший процесс случайного блуждания разветвляется, наряду с вторичным излучением на основной частоте λ_0 появляется излучение на регулярном наборе линий вращательного и колебательного рамановского спектра (см. рис. 1).

Из множества линий ВРС и КРС мы выбираем те, которые представляют практический интерес для целей лазерного зондирования метеопараметров атмосферы. В данном численном эксперименте это две линии чисто ВРС и линии КРС азота, озона и паров воды. Включение детерминированного акта появления фотонов рамановской частоты в стохастическую процедуру выборки приводит к смещению оценки, которое компенсируется весовым методом с учетом малых вероятностей этих событий согласно (14). В приведенных ниже примерах величина $\bar{q}_0 \approx 0,036$. После обрыва рамановских траекторий процесс возвращается в точку (x_n, λ_0) и продолжается традиционным путем.

Как отмечалось ранее, следует учитывать, что согласно (22)–(25) индикатриса молекулярного рассеяния зависит от состояния поляризации фотона. В данном случае мы предполагали, что излучение лазера линейно поляризовано. Следовательно, если

акт молекулярного рассеяния оказывается первым ($n = 1$), при моделировании угла рассеяния необходимо использовать выражения (23), (25). В противном случае ($n > 1$) – выражения (22), (24), при этом несущественно, какой физический характер имели предыдущие столкновения.

Результаты модельных расчетов

Расчеты рамановского сигнала в условиях облачной атмосферы, учитывающие многократное рассеяние, немногочисленны [32–35], а результаты весьма противоречивы. Ряд известных нам модельных оценок приведен на рис. 2 в форме относительного вклада многократного рассеяния

$$F_M(h) = P^{MS}(h) / P^{SS}(h), \quad (26)$$

где $P^{SS}(h)$ – сигнал однократного неупругого рамановского рассеяния, $P^{MS}(h)$ – многократно рассеянный компонент сигнала, обусловленный всеми типами взаимодействия.

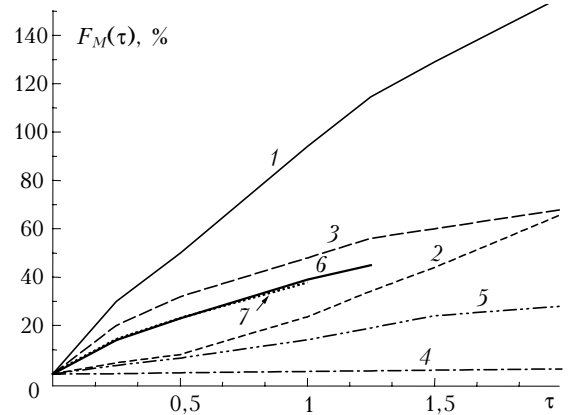


Рис. 2. Сопоставление тестовых расчетов фактора многократного рассеяния $F_M(h)$ с данными других авторов: 1, 2 – результаты [32] и наши расчеты для модели облака C1, расположенного на высоте 5 км ($\lambda_0 = 308$ нм, $\sigma_S = 10$ км⁻¹); 3, 4, 5 – результаты [35], [33] и наши расчеты для той же модели облачности ($\lambda_0 = 532$ нм); 6, 7 – результаты [34] и наши для модели кристаллического облака на высоте $h = 7 \div 10$ км ($\lambda_0 = 355$ нм, $\sigma_S = 0,6$ км⁻¹)

Далее характеристику $F_M(h)$ будем называть фактором многократного рассеяния. Большинство расчетов, включая наши, выполнены для наземного лидара с углом расходимости источника $\varphi_i = 0,1$ мрад и полным углом приема $\varphi_d = 0,4$ мрад. Оценки получены для общедоступной модели облака C1 [36], расположенного на высоте $h_0 = 5$ км, толщиной $\Delta h = 200$ м и с оптической плотностью $\sigma = 10$ км⁻¹.

Из рис. 2 видно, что фактор $F_M(h)$ по различным оценкам колеблется в весьма широких пределах. Максимальные значения (кривая 1) получены с использованием приближенного аналитического метода [32] для $\lambda = 308$ нм. Самые низкие значения $F_M(h)$ получены в расчетах [33], выполненных методом Монте-Карло (кривая 4) для длины волны $\lambda = 532$ нм, относительная добавка многократного

рассеяния не превышает 2% по всей трассе зондирования. Кривая 3 построена по данным работы [35], расчет выполнен для $\lambda_0 = 532$ нм. Наши расчетные оценки занимают промежуточное положение. Кривые 2 и 5 рассчитаны соответственно для $\lambda = 308$ и 532 нм, количественное поведение полученных нами зависимостей $F_M(h)$ не выходит за пределы подобных результатов, полученных нами [37], а также различными авторами для случая упругого рассеяния и обобщенных в [38]. Наиболее близки к нашим оценкам (кривая 7) результаты Рейхардта [34] (кривая 6), полученные для модели кристаллического облака на $\lambda = 355$ нм.

Одной из возможных причин расхождения результатов, показанных на рис. 2, является то обстоятельство, что многие авторы не учитывают различия между рэлеевской и рамановской индикатрисами рассеяния. Для иллюстрации этого момента на рис. 3 показано высотное поведение фактора многократного рассеяния для двух моделей индикатрисы $g(\mu)$, соответственно (23) и (25).

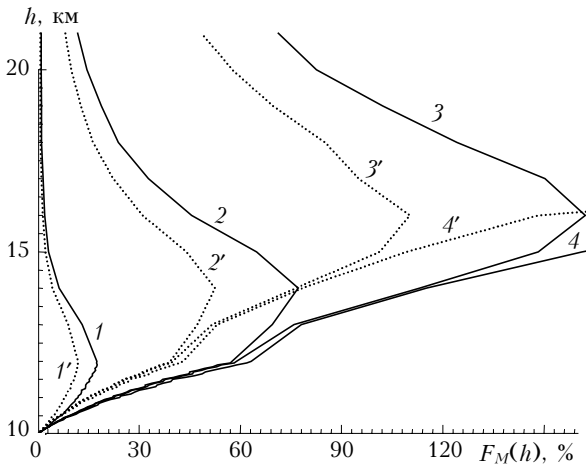


Рис. 3. Вертикальный профиль $F_M(h)$ для двух моделей индикатрис молекулярного рассеяния: рамановская – сплошные линии, рэлеевская – пунктир. Кривые 1–4 – расчет для углов приема $\varphi_d = 0,2; 0,4; 0,6; 1$ мрад. Модель – слой кристаллического облака с $\tau = 0,5$ на высоте 10 км, $\lambda_0 = 532$ нм

Оценки приведены для схемы зондирования однородного кристаллического облака в интервале высот $h = 10 \div 12$ км на частоте чисто вращательного спектра N_2 , $\lambda_0 = 532$ нм. Модельные профили аэрозольного и молекулярного рассеяния здесь и далее соответствуют среднециклической модели [39], а оптические характеристики облака, состоящего из хаотически ориентированных гексагональных столбиков средних размеров, содержатся в [40]. Сопоставление кривых 1–4 с 1'–4', рассчитанных с рамановской индикатрисой $g^R(\mu)$ и молекулярной $g^m(\mu)$ соответственно, показывает, что неправильный выбор модели рамановской индикатрисы может привести к заметному смещению результатов оценки $F_M(h)$. Кроме того, поведение кривых на рис. 3 демонстрирует большое влияние на уровень $F_M(h)$ величины приемной апертуры детектора φ_d .

Незначительное расширение угла приема в пределах $\varphi_d = 0,2-1,0$ мрад приводит к увеличению фактора многократного рассеяния более чем на 100%. Отметим некоторые качественные особенности поведения $F_M(h)$ по отношению к задаче упругого рассеяния.

Во-первых, относительный уровень многократного рассеяния в рамановском канале несколько ниже, чем в канале упругого рассеяния на возбуждающей частоте, в отличие от результатов, например, [32]. На рис. 4 приведено сопоставление на примере той же задачи зондирования облака C1.

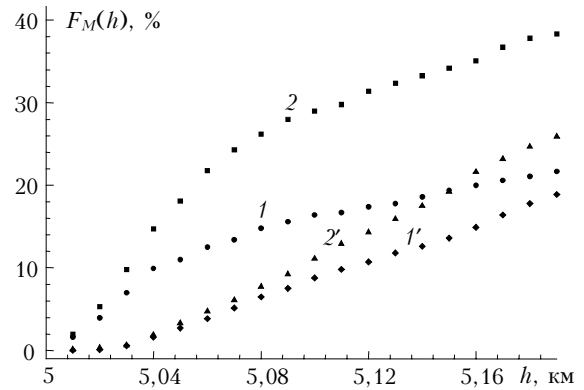


Рис. 4. Сравнительный уровень $F_M(h)$ в лидарных сигналах упругого (1, 2) и неупругого (1', 2') рассеяния. Кривые 1, 1' и 2, 2' – расчет для углов приема $\varphi_d = 0,2$ и 0,4 мрад. Модель – облако C1, $h_0 = 5$ км, $\lambda = 532$ нм

Причину этого мы увидим, если обратимся к известной аналитической оценке [22, 25] локального потока в области детектора D:

$$\xi \sim \frac{g(\mu^*) \exp[-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}^*)]}{2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}^*|^2}, \quad (27)$$

где $\mu^* = (\mathbf{r}^* - \mathbf{r}) / |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}|$, $\mathbf{r}^* \in D$, $\mathbf{r}(x, y, z)$ – очередная точка рассеяния. В выражении (27) в явном виде стоит величина нормированной индикатрисы рассеяния $g(\mu)$. В актах однократного рассеяния, определяющих статистическую оценку $P^{SS}(h)$, стоящую в знаменателе (26), величина $g_R(\pi \pm \Delta\mu) > g_M(\pi \pm \Delta\mu)$, где $\Delta\mu \leq \cos(\varphi_d/2)$ – малая величина, индекс M – относится к случаю частиц Ми. В дальнейшем же условия формирования многократно рассеянной составляющей сигнала в каналах упругого и неупругого рассеяния примерно эквивалентны.

Во-вторых, сохраняется неоднократно отмечаемый эффект влияния вытанутости индикатрисы рассеяния. Это связано главным образом с тем, что при рассеянии на молекулах, в отличие от частиц Ми, направления движения фотонов вперед и назад равновероятны. И при высокой асимметрии $g_M(\mu)$ возрастает вклад от вторично рассеянных траекторий фотонов в направлении на источник пропорционально $g(\mu \sim 1)$. Увеличение фактора $F_M(h)$ с ростом асимметрии $g_M(\mu)$ можно отметить при сравнении кривых 5 и 6 на рис. 2, полученных для жидкокапельного облака со средним радиусом час-

тиц ~ 5 мкм и кристаллического с гексагональными столбиками высотой ~ 50 мкм. Эффект проявляется и при меньших различиях $g_M(\mu)$. На рис. 5 показаны результаты расчета $F_M(h)$ для тестовой задачи «облако C1», с индикатрисами рассеяния на длинах волн $\lambda_1 = 308$ нм (кривые 3, 4), $\lambda_2 = 532$ нм (кривые 1, 2) и $\lambda_3 = 1060$ нм (кривая 5).

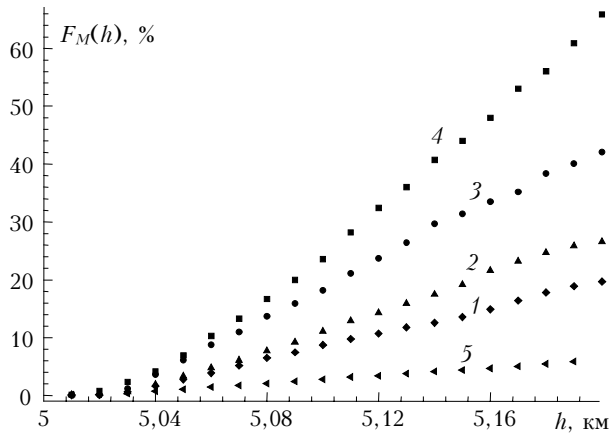


Рис. 5. Влияние вытянутости индикатрисы рассеяния на уровень $F_M(h)$ в канале рамановского (ВРС) рассеяния, рассчитанного на длинах волн $\lambda = 532$ нм (1, 2), 308 нм (3, 4) и 1060 нм (5) и углов приема $\varphi_d = 0,2$ мрад (1, 3) и 0,4 мрад (2, 4, 5). Модель – облако C1 на высоте $h_0 = 5$ км

Значения нормированных индикатрис рассеяния на длинах волн λ_1 λ_2 в направлениях $\vartheta \sim 0^\circ$ отличаются относительно λ_3 примерно в 8 и 4 раза соответственно.

В-третьих, качественно новым представляется эффект длительного «последствия» облака на форму локационного сигнала. Как следует из сравнительного анализа кривых $F_M(h)$ на рис. 3, влияние фона, сформированного в облачном слое конечной толщины $\Delta h = 10 \div 12$ км, сохраняется на расстояниях, превышающих толщину облака. В определенных условиях положение максимума $F_M(h)$ оказывается далеко за пределами внешней границы облака.

Так, сравнивая кривые 1–3 на рис. 3, видим, что он смещается по глубине с увеличением апертуры приема φ_d . В случае упругого рассеяния, как было показано в [38, 41], подобный эффект имеет место, особенно в схеме орбитального зондирования [38], но не в такой значительной степени.

Полагаем, что причина этого состоит в экранировке полезного сигнала однократного рамановского рассеяния ослаблением согласно закону Бугера падающего излучения более плотным облачным слоем и исчезающе малой вероятностью вторичного рамановского рассеяния.

Экранирующее влияние облачных слоев различной оптической толщины иллюстрируется рис. 6. На нем приведен локационный рамановский сигнал $P^R(h)$, регистрируемый в апертуре $\varphi_d = 0,4$ мрад, в зависимости от глубины зондируемого участка среды.

Расчеты приведены для двух схем зондирования: наземной (а) и орбитальной (б). На них кри-

вые 1 рассчитаны для чистой атмосферы, т.е. при отсутствии облачного слоя. Кривые 2, 3 соответствуют расчету при наличии облачных слоев с оптической толщиной $\tau = 0,5$ и 1.

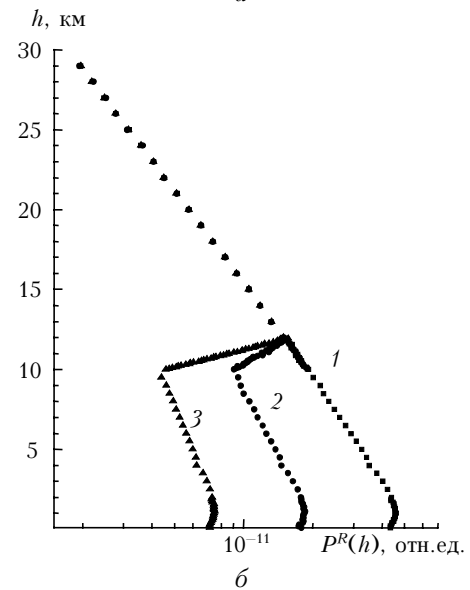
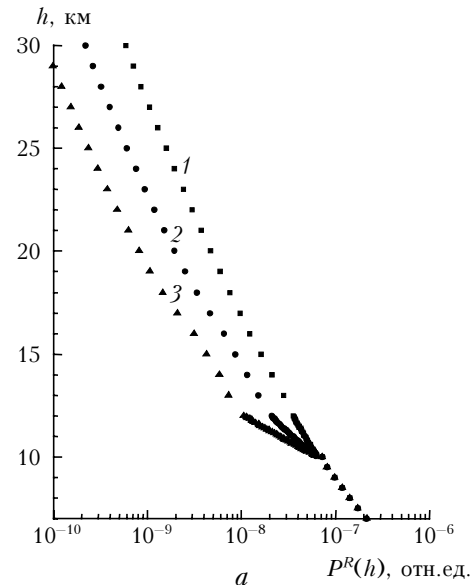


Рис. 6. Эффект экранирования рамановского сигнала в зависимости от оптической толщины облачного слоя для двух схем лидарного зондирования – наземный лидар (а) и орбитальный (б). Кривые 1, 2 и 3 – расчет для оптических плотностей облачного слоя $\tau = 0; 0,5$ и 1 соответственно; угол приема $\varphi_d = 0,4$ мрад. Модель: кристаллическое облако, располагающееся на высотах h_0 от 10 до 12 км над поверхностью Земли, $\lambda_0 = 532$ нм

Как видим, экранирующее влияние облачного слоя на уровень $P^R(h)$ растет с увеличением оптической плотности облачного слоя.

Заключение

Особенности статистического моделирования трансспектральных процессов, сопровождающих

распространение лазерного сигнала, в частности рамановского рассеяния, требуют определенной реконструкции традиционных алгоритмов. Спектральная близость рамановских каналов зондирования делает необходимым использование коррелированной выборки; определенные сложности возникают при моделировании индикатрис рассеяния Кабанна и Рамана ввиду их неоднозначной зависимости от условий возбуждения. Тестовые испытания разработанного алгоритма показали, что полученные оценки не противоречат известным немногочисленным расчетным данным других авторов.

Проведенные методические расчеты позволяют сделать предварительные выводы о некоторых отличительных особенностях формирования фона в каналах неупругого рамановского рассеяния. В частности, проявляется сильный эффект последействия конечного облачного слоя на временную развертку сигнала. Вопрос о влиянии многократно рассеянной составляющей локационного рамановского сигнала на точность восстановления конкретных метеорологических параметров (температура, влажность и др.) будет рассмотрен во второй части работы.

Работа выполнена при поддержке гранта CRDF № RG2-2357-TD-2.

1. Креков Г.М., Кавкьянов С.И., Крекова М.М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 185 с.
2. Поздняков Д.В., Ляскооский А.В., Грассл Х., Петтерсон Л. Численное моделирование трансспектральных процессов (ТП) взаимодействия света с водной средой // Исслед. Земли из космоса. 2000. № 5. С. 3–15.
3. Sathyendranath S., Platt T. Ocean-color model incorporating transpectral processes // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 2216–2227.
4. Melfi S.H. Remote measurement of the atmosphere using Raman scattering // Appl. Opt. 1972. V. 11. P. 1605–1610.
5. Whiteman D.N. Examination of traditional Raman lidar technique // Appl. Opt. 2003. V. 42. P. 2571–2608.
6. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.
7. Gelbwachs J., Dirnhaum M. Fluorescence of atmospheric aerosol and lidar implications // Appl. Opt. 1973. V. 12. P. 2442–2447.
8. Fry E.S., Emery Y., Quan X., Katz J.W. Accuracy limitations on Brillouin lidar measurements of temperature and sound speed in the ocean // Appl. Opt. 1997. V. 36. P. 6887–6894.
9. Mishina E.D., Misurgaev T.V., Nikulin A.A., Novak V.R., Rasing Th., Aktsipetrov O.A. Hyper-rayleigh scattering from Langmuir films of C₆₀ and its derivatives // J. Opt. Soc. Amer. 1999. B/V. 16. P. 1692–1696.
10. Chance K.V., Spurr J.D. Ring effect studies: Rayleigh scattering including molecular parameters for rotational Raman scattering, and Fraunhofer spectrum // Appl. Opt. 1997. V. 36. P. 5224–5229.
11. Rosenberg J., Ansmann A., Baldasano J., Balis D., Bockmann C., Calpini B., Chaičovský A., Flamant P. EARLINET: European Aerosol Research Lidar Network, presented at the 20th International Laser Radar Conference. Vichy, France, 1–14 July, 2000. P. 171–73.
12. Зуев В.В., Ельников А.В., Бурлаков В.Д. Лазерное зондирование средней атмосферы. Томск: МГК «РАСКО», 2002. 352 с.
13. Melfi S.H., Whiteman D.N., Ferrare R.A. Observation of atmospheric fronts using Raman moisture measurements // J. Appl. Meteorol. 1989. V. 28. P. 789–806.
14. Ferrare R.A., Melfi S.H., Whiteman D.N., Evans K.D. Raman lidar measurements of Pinatubo aerosols over southeastern Kansas during November–December 1991 // Geophys. Res. Lett. 1992. V. 19. P. 1599–1602.
15. Меркурьев С.В., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Лидар комбинационного рассеяния для зондирования молекул серосодержащих углеводородов в атмосфере // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. С. 45–49.
16. Muller D., Wandinger U., Ansmann A. Microphysical particle parameters from extinction and backscatter lidar data by inversion with regularization: simulation // Appl. Opt. 1999. V. 38. P. 2358–2368.
17. Ansmann A., Riebesell M., Weitkamp C., Voss E., Lachmann W., Michaelis W. Combined Raman elastic-backscatter lidar for vertical profiling of moisture, aerosol extinction, backscatter, and lidar ratio // Appl. Opt. 1992. V. 55. P. 18–28.
18. Platt C.M.R., Austin R.T., Young S.A., Heumfeld A.J. LIRAD Observations of tropical Cirrus clouds in MCTEX, Part I-I // J. Atmos. Sci. 2002. V. 59. P. 3145–3173.
19. Liou K.N. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective // Mon. Weather Rev. 1986. V. 114. P. 1167–1195.
20. Лазерное зондирование из космоса / Под ред. В.М. Захарова. Л.: Гидрометеониздат, 1988. 215 с.
21. Winker D.M., Couch R.H., McCormick M.P. An overview of LITE: NASA's lidar in-space technology experiment // Proc. IEEE. 1996. V. 84. P. 164–180.
22. Monte Carlo Method in atmospheric Optics / Ed by G.I. Marchuk. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1980. 206 p.
23. Фано У., Спенсер Л., Бергер М. Перенос гамма-излучения. М.: Госатомиздат, 1963. 284 с.
24. Computing Method in Reactor Physics / Ed. by H. Greenspan. N.Y.; London; Paris: Gordon and Breach Sci. Publ., 1972. 372 p.
25. 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.
26. Келух С. Молекулярная нелинейная оптика. М.: Наука, 1981. 672 с.
27. Behrendt A., Nakamura T., Onishi M., Baumgardt R., Tsuda T. Combined Raman lidar for measurement of atmospheric temperature, water vapor, particle extinction coefficient, and particle backscatter coefficient // Appl. Opt. 2002. V. 41. P. 7657–7666.
28. Kattavar G.W., Young A.T. Inelastic scattering in planetary atmospheres. I: The Ring effect // Astrophys. J. 1981. V. 242. P. 1049–1054.
29. Hampreus T.J., Kattavar G.W., Yong A.T. Inelastic scattering in planetary atmospheres. II: Polarization of the rotational component // Appl. Opt. 1984. V. 23. P. 4422–4426.
30. Bates D.R. Rayleigh scattering by air // Planet Space Sci. 1984. V. 32. P. 785–790.
31. Penney C.M., Peters R.L., Lapp M. Absolute rotational Raman cross sections for N₂, O₂, and CO₂ // J. Opt. Soc. Amer. 1974. V. 64. P. 712–716.

32. *Wandinger U.* Multiple-scattering influence on extinction and backscatter-coefficient measurements with Raman and high-spectral-resolution lidars // *Appl. Opt.* 1998. V. 37. P. 417–427.
33. *Wengenmayer M., Cheng A.Y.S., Volger P., Oppel U.G.* Raman Lidar multiple scattering // *Proc. SPIE.* 2003. V. 5059. P. 200–211.
34. *Reichardt J.* Error analysis of Raman differential absorption lidar ozone measurements in ice clouds // *Appl. Opt.* 2000. V. 39. P.6058–6071.
35. *Bruscaioni P., Gai M., Ismaelli A.* Molecular lidar and Mie multiple scattering // *Proc. of MUSCLE 10, Florence, Italy, 19–22 April. 1999.* P. 206–212.
36. *Deirmendjan D.* Electromagnetic scattering of spherical polydispersions. N. Y.: American Elsevier Publ Co, 1969. 166 p.
37. *Matvienko G.G., Krekov G.M., Krekova M.M.* Taking account of multiple scattering of spaceborne lidar sensing of aerosol anomalies in the troposphere // *Proc. of MUSCLE 10, Florence, Italy, 19–22 April. 1999.* P. 157–164.
38. *Bissonette L.R., Bruscaioni 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.* 1995. Bd 60. P. 355–362.
39. *Зуев В.Е., Креков Г.М.* Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеопиздат, 1986. 256 с.
40. *Креков Г.М., Крекова М.М., Ромашов Д.Н., Шаманаев В.С.* Поляризационная структура фона многократного рассеяния сигнала, отраженного облачными ледяными кристаллами // *Изв. вузов. Физ.* 2001. Т. 44. № 11. С. 56–66.
41. *Belov V.V., Serebrennikov A.B.* Multiply scattering component of lidar returns // *Appl. Phys.* 2002. Bd 75. P. 563–570.

G.M. Krekov, M.M. Krekova. Statistical modeling of transspectral processes in laser sensing of the environment. I. Raman scattering.

Peculiarities of statistical modeling of the transspectral processes used in laser sensing of meteorological parameters of the atmosphere are under analysis. The necessity of using a rigorous Monte-Carlo technique appears in the case of operation of the corresponding meteorological lidars under conditions of the cloudy atmosphere, when the role of the multiply scattered constituent of the location signal becomes significant. Principal attention in this paper is paid to peculiarities of constructing the algorithms for modeling the processes of the radiation transfer. An important role of the proper choice of the model of elastic and inelastic scattering is demonstrated. In particular, when modeling the angles of photon scattering in the process of the Marcov wandering, the scattering phase function shape must be chosen adequate to conditions of the Raman excitation. Results of methodical calculations are presented in comparison with data of other authors. Based on the results obtained, some peculiarities of formation of the multiplescattering background in the Raman sensing channels have been found.