

В.А. Коршунов

ЗАВИСИМОСТЬ ВКЛАДА МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ЛИДАРНЫЕ СИГНАЛЫ ОТ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРА РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ ОБЛАЧНОЙ СРЕДЫ

Проведены расчеты вклада многократного рассеяния (МР) в лидарные сигналы от облачной среды для различных типов распределений частиц по размерам, встречающихся в облаках, и показано, что при некоторых углах приема независимо от вида распределения значение вклада МР определяется одним из интегральных параметров спектра размеров $\sqrt[n]{\langle r^n \rangle}$ ($n = 2 \div 5$), либо $r_{32} = \langle r^3 \rangle / \langle r^2 \rangle$. Показано также, что при достаточно больших углах приема вклад МР слабо зависит от вида спектра и размеров частиц. Обсуждаются возможности использования указанных эффектов для решения обратных задач лазерного зондирования облачной среды.

При лидарном зондировании оптически плотных образований, таких как облака и туманы, с целью определения профиля коэффициента ослабления или прозрачности вдоль трассы зондирования возникает проблема учета эффектов многократного рассеяния (МР). Вклад МР в лидарные сигналы зависит как от профиля коэффициента ослабления, так и от спектра размеров частиц облачной среды. Следовательно, в общем случае необходимо решать совместную задачу определения спектра размеров и оптических характеристик как функцию расстояния вдоль трассы зондирования. В такой постановке задача очень сложна, и пока практически приемлемые методы ее решения не найдены. Альтернативой является поиск упрощенных вариантов постановки задачи. Одно из возможных упрощений связано с приближенной параметризацией спектра размеров. Тем самым задача сводится к определению профиля коэффициента ослабления вместе с профилем некоторого параметра (или набора параметров) спектра частиц. При этом определение параметров спектра размеров может представлять и самостоятельный интерес.

В данной работе рассматривается возможность осуществления такой параметризации и в этой связи проведено численное исследование зависимости вклада МР в лидарные сигналы от интегральных параметров спектра размеров частиц облачной среды: $r_n = \sqrt[n]{\langle r^n \rangle}$, $n = 2 \div 5$ и $r_{32} = \langle r^3 \rangle / \langle r^2 \rangle$, где усреднение проводится по спектру размеров частиц. Расчеты выполнялись по методике, основанной на использовании малоуглового приближения [1, 2] для различных модельных спектров, близких к реальным спектрам, наблюдаемым в облаках слоистых форм.

Как известно, чаще всего в слоистых облаках наблюдаются сравнительно узкие спектры капель, хорошо описываемые гамма-распределением

$$f(r) = Ar^\mu \exp\left(-\frac{\mu r}{r_0}\right), \quad (1)$$

где модальный радиус $r_0 = 4 \div 6$ мкм, а в качестве характерного значения параметра μ можно принять $\mu = 6$.

В то же время на периферии облаков, а также и внутри облаков на поздних стадиях их развития могут существовать спектры, более широкие по сравнению с (1) при $\mu = 6$, а также бимодальные. Для их моделирования использовались логарифмически нормальные или гамма-распределения типа (1) или сумма двух таких распределений. При этом считалось, что изменение характерного радиуса отдельных мод ограничено диапазоном 1,5–10 мкм [3]. Конкретные значения параметров распределений приводятся в табл. 1. Спектры 1, 7, 8, 9 являются одномодальными, остальные — бимодальными. Спектр 8 описывается логарифмически нормальным распределением

$$f(r) = Ar^{-1} \exp\left[-\frac{\left(\ln \frac{r}{r_0}\right)^2}{\mu}\right]. \quad (2)$$

Спектры 1, 7, 9 — это гамма-распределения вида (1). Спектры 1, 7, 8, 9 представляют примеры широких распределений частиц по размерам, где модальный радиус r_0 и эффективный радиус r_4 (или r_{32}) отличаются в несколько раз.

Параметры модельных спектров, использовавшихся при проведении расчетов

| № п/п | r_{01} | μ_1 | r_{02} | μ_2 | N_2/N_1 | r_{32} | r_4 |
|----------|----------|---------|----------|---------|----------------------|----------|-------|
| 1 | 1 | 0,652 | — | — | — | 5,60 | 4,51 |
| 2 | 2 | 6 | 8 | 6 | $1,56 \cdot 10^{-2}$ | 4,80 | 4,18 |
| 3 | 1,5 | 8 | 8 | 8 | $1,35 \cdot 10^{-2}$ | 4,54 | 3,62 |
| 4 | 1,5 | 8 | 8 | 8 | $1,25 \cdot 10^{-3}$ | 2,29 | 2,33 |
| 5 | 1,5 | 8 | 8 | 8 | $5,26 \cdot 10^{-2}$ | 7,39 | 4,97 |
| 6 | 0,3 | 1,47 | 1,5 | 0,058 | $7,1 \cdot 10^{-2}$ | 1,8 | 1,33 |
| 7 | 4 | 2 | — | — | — | 9,60 | 8,42 |
| 8 | 1 | 0,3 | — | — | — | 9,75 | 7,7 |
| 9 | 1 | 2 | — | — | — | 7,23 | 4,65 |

Бимодальные спектры 2–5 составлены из двух гамма-распределений, спектр 6 — из двух логарифмически нормальных распределений. Для спектров 2–5 отдельные моды разнесены практически на края принятого выше диапазона изменения модальных радиусов в слоистых облаках. При этом эффективный размер меняется от спектра к спектру в несколько раз из-за относительного изменения счетных концентраций отдельных мод (величины N_2/N_1). Спектр 6 является наиболее мелкокапельным ($r_{32} = 1,8$). Он содержит большое число мелких капель и обводненных ядер конденсации.

Таким образом, выбранные модели спектров образуют достаточно представительный набор для моделирования в численных экспериментах влияния изменения эффективного размера и формы спектра на величину вклада МР в лидарные сигналы.

Расчеты вкладов МР проводились для однородного слоя. Выбор модели однородного слоя связан, с одной стороны, с тем, что согласно имеющимся экспериментальным и расчетным данным [4, 5] в зависимости от физических условий образования облачности могут наблюдаться различные высотные профили коэффициента ослабления и поэтому выбрать некоторый профиль в качестве среднего так, чтобы он был статистически более репрезентативен, чем однородный, не представляется возможным. С другой стороны, расчеты, представленные в [6], показали, что изменение профиля коэффициента ослабления при фиксированной оптической толщине зондирования не вносит каких-либо качественных изменений в зависимость вклада МР от угла приема и может быть учтено путем введения некоторого эффективного параметра, функционально связанного с видом профиля. Поэтому в первом приближении исследование влияния изменения размеров облачных частиц на величину вклада МР может быть проведено на модели однородного слоя. Рассматривалась моностатическая схема геометрии эксперимента. Длина волны зондирования $\lambda = 0,532$ мкм. Варьировались оптическая толщина зондирования τ , геометрический параметр $\tau_0 = z_0\sigma$ (где z_0 — расстояние от лидара до слоя, σ — коэффициент ослабления) и угол приема $2\varphi_{пр}$. Величина τ изменялась от 1 до 6. Реально это соответствует случаю зондирования нижнего слоя оптически плотных облаков, либо сквозному зондированию облачных слоев нижнего яруса на стадии их формирования или распада, а также сквозному зондированию значительной части облаков верхнего яруса (по данным [7] медианное значение оптической толщины слоистых и слоисто-кучевых облаков верхнего яруса $\tau_{med} = 6$).

Характерные примеры результатов проведенных расчетов представлены на рис. 1, 2, где показана зависимость вклада МР в сигналы обратного рассеяния $\lg(P/P_1)$ (P — мощность полного сигнала обратного рассеяния, P_1 — мощность компоненты сигнала, обусловленной однократным рассеянием) от интегральных параметров r_3 (рис. 1, а), r_5 (рис. 1, б) и r_{32} (рис. 2). Временная задержка, при которой берутся P и P_1 , соответствует оптической толщине зондирования $\tau = 4$. Углы приема указаны на рисунках. Величины интегральных параметров даны в микрометрах. Параметр $\tau_0 = 10$. Сплошные линии представляют зависимости для стандартного спектра типа (1) с $\mu = 6$. Отдельные точки относятся к спектрам, параметры которых указаны в табл. 1.

Из рис. 1, 2 видно, что величина разброса точек относительно сплошной линии зависит от угла приема. При определенных углах приема точки группируются достаточно тесно около соответствующих им сплошных линий; иначе говоря, для этих углов независимо от вида спектра величина $\lg(P/P_1)$ определяется интегральными параметрами r_3 , r_5 , r_{32} . Подобная картина наблюдается также и для параметров r_2 , r_4 .

Зависимости, аналогичные показанным на рис. 1, 2, получаются и для других значений параметров τ и τ_0 . Причем угол приема φ_k , для которого наблюдается наиболее тесная связь $\lg(P/P_1)$ с моментами спектра, слабо зависит от τ и определяется в основном параметром τ_0 .

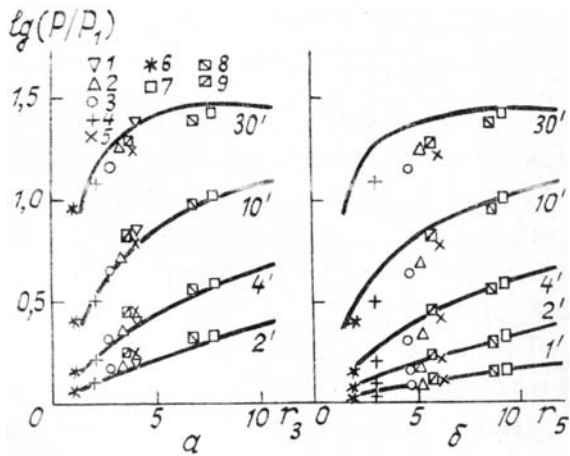


Рис. 1. Зависимость вклада многократного рассеяния в лидарные сигналы от интегральных параметров спектра размеров r_3 (а) и r_5 (б)

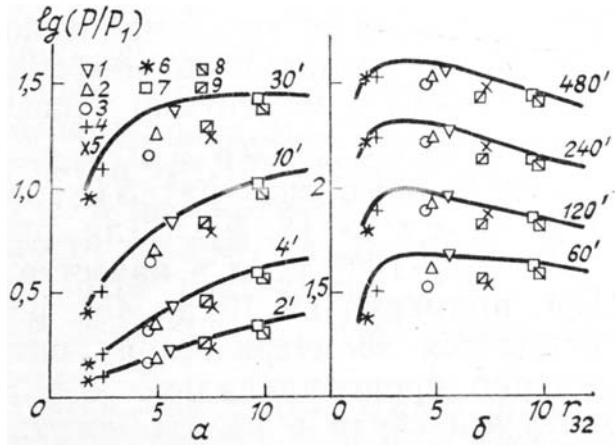


Рис. 2. Зависимость вклада многократного рассеяния в лидарные сигналы от интегрального параметра спектра размеров r_{32}

В табл. 2 приведены примерные значения угла φ_k при $\tau_0 = 1$ и 10 для всех рассматриваемых интегральных параметров спектра. Из табл. 2 видно, что при увеличении номера момента спектра от 2 до 5 при $\tau_0 = \text{const}$ φ_k уменьшается. Этот же факт можно интерпретировать как увеличение номера момента, с которым наблюдается наиболее тесная связь вклада МР, при уменьшении угла приема.

Таблица 2

Величина угла наилучшей корреляции φ_k вклада МР с интегральным размером частиц

| τ_0 | r_2 | r_3 | r_4 | r_5 | r_{32} |
|----------|-------|-------|-------|-------|----------|
| 1 | 90 | 60 | 30 | 6 | 4 |
| 10 | 30 | 20 | 4 | 1 | 2 |

Рассмотрим причины описанных выше закономерностей. Существенное значение имеет здесь то обстоятельство, что для рассматриваемых τ и $\varphi_{\text{пр}}$ процессы распространения излучения как в прямом, так и в обратном направлении имеют малоугловой характер [1]. При рассеянии же на малые углы коэффициенты направленного светорассеяния $S(\gamma)$ связаны с моментами спектра. Так, для дифракционных углов рассеяния $\gamma \leq \gamma_d = 2\rho_{\text{эф}}^{-1}$ (где $\rho_{\text{эф}}$ — эффективная величина параметра Ми для данного спектра) $S(\gamma)$ определяется комбинацией моментов $\langle r^4 \rangle$ и $\langle r^6 \rangle$ [8, 9]. Для рассматриваемого здесь случая $\gamma_d = (2,8 \div 3,2) \cdot 10^{-2}$, если в качестве $\rho_{\text{эф}}$ брать $\rho_5 \div \rho_3$. В области больших углов, примерно от 10 до 45°, рассеяние облачными каплями хорошо описывается геометрической оптикой [10], и, следовательно, $S(\gamma)$ примерно пропорционально $\langle r^2 \rangle$. По-видимому, можно экстраполировать эти связи и на промежуточные углы перехода от дифракции к геометрической оптике.

Указанные свойства $S(\gamma)$ проявляются и в процессах МР, которые определяют величину вклада МР. При этом рассеяние вперед можно характеризовать средним (по траекториям, оканчивающимся попаданием фотона на приемник) углом рассеяния в переднюю полусферу $\bar{\gamma}(\varphi_{\text{пр}})$. Оценки $\bar{\gamma}(\varphi_{\text{пр}})$ были выполнены методом Монте-Карло. Использовался метод двойной локальной оценки [11]. При этом величина $\bar{\gamma}(\varphi_{\text{пр}})$ находилась с помощью соотношения:

$$\bar{\gamma}(\varphi_{\text{пр}}) = \left(\sum_{n,m} \bar{\gamma}_{n,m} \Phi_{n,m} \right) \times \left(\sum_{n,m} \Phi_{n,m} \right)^{-1},$$

где $\Phi_{n,m}$ — вклад в двойную локальную оценку величины сигнала для m -го узла n -й траектории; $\bar{\gamma}_{n,m}$ — средний по отрезку траектории, соответствующему m -му узлу, угол рассеяния в переднюю полусферу. Оказалось, что для случая $\tau_0 = 10$ значения $\bar{\gamma}(\varphi_{\text{пр}})$ слабо зависят от τ при $\tau > 1$ и составляют 0,018, 0,025, 0,046 и 0,065 для $\varphi_{\text{пр}} = 1', 4', 20'$ и $30'$. Отсюда видно, что для $\varphi_{\text{пр}} = 1'$, для которого вклад МР тесно связан с $\langle r^5 \rangle$, угол $\bar{\gamma}(\varphi_{\text{пр}})$ лежит в области $\gamma < \gamma_d$, где $S(\gamma)$ определяется $\langle r^4 \rangle, \langle r^6 \rangle$.

Соответственно, для $\varphi_{\text{пр}} = 20'$ и $30'$, где вклад МР связан с $\langle r^3 \rangle$ и $\langle r^2 \rangle$, угол $\bar{\gamma}$ попадает в область перехода к геометрической оптике.

Таким образом, оценки $\bar{\gamma}(\varphi_{\text{пр}})$ показывают, что существование достаточно тесных связей вклада МР с моментами спектра основано на аналогичных связях для характеристик светорассеяния элементарного объема вблизи направления рассеяния вперед. Следует отметить, что при формировании лидарного сигнала траектории фотонов, кроме ряда рассеяний вперед, включают еще одно рассеяние назад [1, 2]. Аналогичные оценки, проведенные для среднего по траектории угла обратного рассеяния, показали, что его величина существенно больше, чем $\bar{\gamma}(\varphi_{\text{пр}})$ для рассеяния вперед, и поэтому рассеяние в обратном направлении не является определяющим фактором в возникновении описанных выше зависимостей.

Рассмотрим некоторые особенности полученных зависимостей вклада МР от интегрального размера, существующие при постановке и решении обратной задачи. Возьмем для примера зависимости для параметра r_{32} . Выбор этого параметра связан с тем, что определение профиля r_{32} эквивалентно определению профиля водности W (поскольку $W \sim r_{32}\sigma$) и поэтому имеет важное практическое значение.

На рис. 2 представлены зависимости вклада МР от параметра r_{32} в широком диапазоне углов приема. Из рис. 2 видно, что при малых углах приема наблюдается достаточно четко выраженная связь $\lg(P/P_1)$ с r_{32} , с увеличением угла $\varphi_{\text{пр}}$ до $30'$ она ослабевает, при дальнейшем увеличении $\varphi_{\text{пр}}$ она снова несколько усиливается, однако сама зависимость $\lg(P/P_1)$ от r_{32} при этом становится слабой. Учитывая эти особенности поведения $\lg(P/P_1)$, для практического использования в лазерном зондировании облачной среды можно рекомендовать два различных типа связи с интегральным размером частиц среды, реализующихся при соответствующем выборе углов приема. Один из них (тип I) соответствует случаю жесткой связи $\lg(P/P_1)$ с интегральным размером при изменении формы спектра и одновременно достаточно четко выраженной регулярной зависимости $\lg P/P_1$ от этого размера. С использованием связи типа I может быть поставлена задача приближенного определения коэффициента ослабления $\sigma(z)$ совместно с одним из интегральных размеров.

Второй тип связи (тип II) реализуется при таких углах приема, для которых зависимость $\lg P/P_1$ от размеров частиц и формы спектра наиболее слабая. При этом может быть поставлена более простая задача приближенного определения профиля $\sigma(z)$ с учетом эффектов МР безотносительно к виду спектра и величине интегрального размера частиц.

Рассмотрим более подробно вопрос о выборе углов приема при обоих вариантах постановки задачи. На рис. 3 изображена зависимость $\lg(P/P_1)$ от некоторого интегрального размера r_x ($r_2 \div r_5$ или r_{32}), в обобщенном виде представляющая кривые, показанные на рис. 1, 2. Сплошная линия так же, как и на рис. 1, 2, показывает зависимость для некоторого спектра стандартного вида, которая может быть положена в основу расчетной модели при решении обратной задачи. В данном случае предполагается, что на интервале (r_{1x}, r_{2x}) она имеет монотонный характер. Полный размах изменения на этом интервале обозначим Δ . Штриховой линией обозначен коридор с шириной δ , в который попадает большинство точек, соответствующих спектрам нестандартного вида. Ширина коридора δ дает оценку возможного отклонения $\lg(P/P_1)$ от модельной расчетной зависимости при вариациях спектра размеров облачных частиц. Для параметра r_{32} оценка δ производилась на основе расчетных данных, представленных на рис. 2. При этом для каждой кривой точка, имеющая наибольшее отклонение, не учитывалась. Полученные значения δ , $D = \delta/\Delta$, $\Delta_s = \Delta + \delta$ даны в табл. 3.

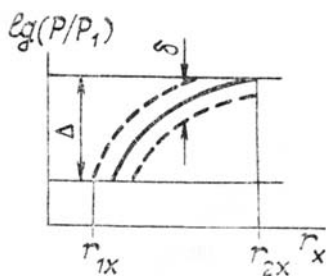


Рис. 3. К определению параметров δ и Δ

Для задачи типа I существенными являются параметры D и Δ . Чем меньше величина D , тем меньше будут методические погрешности определения интегрального размера $r_x(z)$ при изменении формы спектра. Величина Δ характеризует чувствительность результата к аппаратным погрешностям: чем больше Δ , тем меньше будет погрешность определения $r_x(z)$ при заданной аппаратной погрешности. Вместе с тем для лучшей обусловленности совместного определения $r_x(z)$ и $\sigma(z)$ часть углов приема может выбираться из той области углов, где зависимость вклада МР от r_x является слабой, но связь с r_x сохраняется, т.е. величина Δ_s мала. Из табл. 3 видно, что величина D минимальна при $\varphi_{\text{пр}} \leq 10'$ для $\tau_0 = 1$ и при $\varphi_{\text{пр}} \leq 4'$ для $\tau_0 = 10$. Следовательно, для задачи типа I информативными являются малые углы при-

ма, и они должны составлять основу выбираемого набора углов приема. Для задачи типа II определяющим является параметр Δ_s . Чем меньше этот параметр, тем меньше влияние изменения спектра размеров на результаты определения $\sigma(z)$. Из табл. 3 следует, что при $\tau_0 = 1$ параметр Δ_s минимален при $\varphi_{пр} \leq 4'$ и $\varphi_{пр} \geq 120'$, а при $\tau_0 = 10$ — при $\varphi_{пр} \geq 60'$. Вариант выбора $\varphi_{пр} \leq 4'$ рассматриваться далее не будет, так как он применим лишь при $\tau_0 \leq 1$, причем в этом случае вообще мал вклад МР, что и обуславливает малость Δ_s . Следовательно, при $\tau_0 \leq 10$ пригодной для решения задачи типа II остается область больших (несколько градусов) углов приема. Отметим, что для таких углов приема МР-компонента сигнала более чем на порядок превосходит компоненту, обусловленную однократным рассеянием. При $\tau_0 > 10$ вклад МР становится приблизительно инвариантным относительно параметра $\tau_d = \tau_0 \varphi_{пр}$ поэтому с увеличением τ_0 для решения задачи типа II могут быть использованы все меньшие углы приема. Тем не менее из свойств инвариантности следует, что вклад МР в сигналы остается большим. С этим обстоятельством связано важное преимущество использования рассматриваемых углов приема. Оно заключается в том, что за счет вклада МР на порядки возрастает величина сигнала, принимаемого из глубины слоя при больших τ , и, соответственно, сокращается динамический диапазон сигнала.

Таблица 3

Величины δ , Δ_s , D , определяющие характер зависимости $\lg(P/P_1)$ от r_{32}

| Фпр, УГЛ. МИН | τ_0 | | | | | |
|---------------------|----------|------------|-------|----------|------------|-------|
| | 1 | | | 10 | | |
| | δ | Δ_s | D | δ | Δ_s | D |
| 2 | — | — | — | 0,02 | 0,36 | 0,055 |
| 4 | 0,015 | 0,19 | 0,079 | 0,05 | 0,52 | 0,096 |
| 10 | 0,05 | 0,38 | 0,13 | 0,13 | 0,55 | 0,24 |
| 30 | 0,12 | 0,45 | 0,27 | 0,17 | 0,29 | 0,58 |
| 60 | 0,17 | 0,36 | 0,47 | 0,13 | 0,17 | 0,76 |
| 120 | 0,16 | 0,21 | 0,76 | 0,08 | 0,20 | 0,40 |
| 240 | 0,10 | 0,15 | 0,67 | 0,10 | 0,23 | 0,43 |
| 480 | 0,08 | 0,19 | 0,42 | 0,10 | 0,22 | 0,45 |
| 600 | 0,07 | 0,20 | 0,35 | — | — | — |

Приведем конкретный пример. Расчеты, проведенные методом Монте-Карло для модели облака С. 1 [12], на $\lambda = 0,7$ мкм показали, что при зондировании до $\tau = 10$ (параметр $\tau_0 = 10$) и выборе $\varphi_{пр} = 0,05$ лидарный сигнал меняется в диапазоне $\approx 3,5$ порядков для однородного слоя. Если же учесть, что в реальных облаках имеется переходной слой на границе облака, в котором σ нарастает, и максимум сигнала наблюдается не при $\tau = 0$, а при $\tau = 1$, то изменение сигнала будет происходить только в диапазоне около 3-х порядков. Регистрация сигнала в таком диапазоне вполне реальна с помощью современных широкодиапазонных фотоприемников.

Таким образом, применение углов приема, для которых вклад МР максимален, позволяет проводить зондирование облачности до весьма больших оптических толщин. Весьма важным является вопрос о пространственном разрешении, поскольку оно постепенно ухудшается из-за расплывания распространяющегося в среде светового пакета. Оценки, проведенные на основе расчетов методом Монте-Карло, показывают, что до наступления асимптотического режима распространения излучения, пространственное разрешение остается на приемлемом для практики уровне.

В частности, для рассматриваемого выше примера получено, что при $\tau \leq 6$ относительное пространственное разрешение $\Delta z / (z - z_0) \leq 0,25$, где Δz — эффективная пространственная длина зондирующего светового импульса при прохождении им расстояния в облаке $z - z_0$, при этом $\tau = \sigma(z - z_0)$. Более подробный анализ данного вопроса будет проведен в отдельной работе.

1. Коршунов В. А. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 9. С. 1099—1108.
2. Коршунов В. А. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 10. С. 1193—1200.
3. Королев А. В., Мазин И. П., Макаров Ю. Е. и др. // Вопросы физики облаков. Л.: Гидрометеоздат, 1986. С. 143—159.
4. Косарев А. Л., Мазин И. П., Невзоров А. Н. и др. // Труды ЦАО. Вып. 124. М.: Гидрометеоздат, 1976. 168 с.
5. Численное моделирование облаков/Коган Е. Л., Мазин И. П., Сергеев Б. Н., Хворостьянов В. И. М.: Гидрометеоздат, 1984.

6. Коршунов В. А. // Труды ИЭМ. Вып. 45. 1988. С. 87–95.
7. Леонтьева Е. Н., Плахина И. Н. // Метеорология и гидрология. 1988. № 8. С. 121–124.
8. Захаров П. В., Зиньковский Ю. Ф., Сокольников А. С. // ЖПС. 1979. Т. XXXI. Вып. 5. С. 828–833.
9. Шифрин К. С., Пунина В. А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО 1968. Т. 4. № 7. С. 784–791.
10. Kuon-pan Lion, James E. Hansen // J. of the Atmosph. Sci. 1971. V. 28. № 6. P. 995–1004.
11. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике // Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 100 с.
12. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.

Научно-производственное объединение «Тайфун»,
г. Обнинск

Поступила в редакцию
21 апреля 1989 г.

V. A. Korshunov. Dependence of the Multiple Scattering' Contribution to Lidar Returns on the Integral Parameters of the Cloud Particles Size Spectrum.

Calculations have been made to evaluate the contribution of multiple Scattering (MS) to lidar returns from a cloud with different types of particle size distributions. It is shown that independently of a type of the distribution the value of MS, contribution for some receiving angles, correlates with one of the size spectrum integral parameters: $\sqrt[n]{\langle r^n \rangle}$ ($n = 2 \div 5$), or $r_{32} = \langle r^3 \rangle / \langle r^2 \rangle$. Besides it is shown that the MS contribution for large enough receiving angles weakly depends on the size spectrum shape and the size of particles. Some possibilities of utilizing these effects for solving inverse problems of laser sounding of cloud media are discussed.