

参数化的多次散射激光雷达方程 和它的反演理论 I: 方程

邱金桓

H. Quenzel

M. Wiegner

(中国科学院大气物理研究所, 北京100029)

(慕尼黑大学气象研究所)

提 要

本文提出了一个参数化的多次散射激光雷达方程, 该方程基于本文引出的四个因子, 即几何消光因子、消光分布因子、前向散射因子和后向散射因子。前两个因子表征多次散射成分对大气消光系数分布、激光的发散角和接收视场角以及接收孔径的依赖关系, 后两个因子表征多次散射成分对散射相函数的依赖关系。这个参数化多次散射雷达方程在241个数值试验中得以检验, 这些试验包含很宽的大气条件和雷达几何参数, 包括14个大气散射相函数, 均匀和不均匀的大气消光系数分布, 0.5至1之间变化的一次散射反照率, 地基和空间站激光雷达两种情形。数值试验表明, 在小于4的光学厚度内参数化的解和Monte-Carlo解之间的标准偏差小于27%, 而本模式的计算时间比Monte-Carlo方法偏小4个数量级左右。本模式不仅适合于研究多次散射对激光回波信号和激光大气遥感的效应, 而且对于考虑多次散射的激光大气探测而言, 是一个合适的应用模式。

关键词: 多次散射; 几何消光因子; 散射相函数; 参数化。

一、引 言

在激光大气遥感领域, 一个日益增长的兴趣是研究激光多次散射问题^[1-8]。一个原因在于多次散射对激光遥感光学稠密大气的重要性, 不考虑多次散射可导致很大的反演误差, 特别是在激光空间遥感的情形下^[9]。另一个原因在于多次散射信号很有希望的应用前景, 特别是对提取云和气溶胶的光学特性。

激光遥感云和气溶胶的一个主要理论困难是一个方程具有两个未知数, 即消光系数和后向散射系数, 为此, 通常是假设该两个未知数的比值(后面称消光后向散射比)为一常数, 该比值依赖于云和气溶胶的谱分布, 而且该比值的确定误差可以导致很大的消光系数分布的反演误差^[10]。多次散射信息不仅依赖于大气消光系数和后向散射系数, 而且依赖于大气散射相函数, 后者又与云和气溶胶的谱分布有关, 因此, 从多次散射信号有希望提取云和气溶胶的谱分布信息。然而困难在于多次散射以一个复杂的隐含形式依赖于0°至180°的整个相函数, 要从多次散射信息提取出完全的相函数是不可能的。事实上, 由于一个特定的激光雷达几何特性(尤其是很小的接收视场角), 仅仅某些

1991年4月18日收到, 7月11日收到修改稿。

国家自然科学基金资助项目, 同时得到863-205-3-2课题支持。

散射角的相函数主要影响多次散射贡献, 因此, 发展一个在多次散射分量和影响它的主要大气参数之间具有简单和明确的依赖关系的模式是很重要的。

至今, 准确计算激光多次散射的方法是很少的, Monte Carlo 方法是一个最有效的方法^[1, 2], 但是这个方法要求大量计算时间, 在实际应用中采用这个方法是不实际的, 为此有些学者致力于发展较简单的二次散射模式^[8, 11], 但在很多情形下, 特别是当大气消光系数很大或激光远离散射介质时, 二次散射模式具有很大的误差, 甚至可偏差二个数量级^[12]。此外, 现有的多次散射模式不能给出多次散射信息对影响它的主要大气参数和雷达几何参数的简单依赖关系, 有的模式适于研究多次散射对激光回波信号的效应, 但不是一个好的应用模式。为此, 本文作者近年来致力于研究参数化的多次散射雷达方程^[12, 13], 在原先工作的基础上, 本文发展了一个更简单更可靠的参数化多次散射雷达方程。

二、输入参数

为了得到一个参数化的多次散射雷达方程, 本文采用 Platt 提出的一个稳定的 Monte Carlo 算法^[2]作了 241 组多次散射数值模拟实验, 这些实验覆盖很宽的大气和激光雷达条件。

表 1 散射相函数

No	相函数	P (0)	P (180)	Pp
1	Junge=2	25.76	0.0657	0.2749
2	Junge=3	4.434	0.0393	0.1301
3	Junge=4	1.041	0.0301	0.0705
4	霰 L	1.75	0.041	0.1319
5	霰 M	4.603	0.069	0.2142
6	水霰 L	2.41	0.010	0.182
7	水霰 M	5.023	0.0193	0.2568
8	雨	1.3	0.4	0.1138
9	分子	0.1193	0.1193	0.0112
10	水云 C1	133.7	0.0506	0.519
11	水云 Ns	1127	0.043	0.556
12	云 C4	67.52	0.052	0.5055
13	云 C3	17.9	0.067	0.458
14	褐铁矿云 C3	17.47	0.326	0.428

表 1 罗列本文选择的 14 个散射相函数以及 0° 和 180° 的相函数值 (对 $0.7\mu\text{m}$ 波长), 该值记为 $P(0)$ 和 $P(180)$ 。No 1—7 代表气溶胶的相函数, 其中前三个为 $v^*=2, 3$ 和 4 的 Junge 谱 (折射率为 $1.5 - 0i$), 后四个为 Diermendantjian 谱 (No 4—5 对应于 $1.5 - 0i$ 折射率, No 6—7 对应于 $1.33 - 0i$), No 8 是一个雨相函数, No 9 是分子, No 10—14 代表云相函数, 分别为云 C1, 层积云 Ns, 水云 C4 和 C3 以及褐铁矿云 C3^[14]。云 C1, Ns 和雨相函数资料取自参考文献 [1], 如表 1 所示。

前向散射相函数在 0.119 至 1127 之间变化, 后向相函数在 0.01 至 0.326 之间变化, 表 1 中 P_p 值后面另行解释。

模式计算中考虑了两类消光系数分布。第一类称为均匀消光模式, 即从雷达位置至 H_0 距离内, 消光系数为零, 而当距离 r 大于 H_0 时消光系数为常数 σ_c 。表 2 罗列出本文选择的 H_0 和 σ_c 值, σ_c 在 0.0001m^{-1} 至 0.1m^{-1} 之间变化, $H_0=0.012, 0.1, 1, 6$ 和 700km , 共有 13 个 (H_0, σ_c) 组合, 并用于表 1 所示所有 14 个相函数, 总共 182 组 Monte Carlo 模拟实验。

表 2 均匀消光模式

$H_0(\text{km})$	0.012, 0.1, 1, 6, 700	6, 700	700
$\sigma_c(\text{m})$	0.01, 0.1	0.001	0.0001

第二类消光系数分布称为非均匀消光模式, 如图 1 所示。当 $r < H_0$ 时, 消光系数为零, 但当 $r > H_0$ 时, 消光系数随 r 增大(分布 1 和 3)或随 r 变小(分布 2 和 4)。对这类分布 No 2, 4, 10 三个相函数和 $H_0=0.1, 1, 6$ 和 700km 是被考虑了, 共计 48 组 Monte Carlo 数值模拟。

在上述的 230 组 Monte Carlo 模拟中, 一次散射反照率均取 1, 半接收孔径为 0.001m , 当 $H_0=700\text{km}$, 激光发散角和接收视场角取 1mrad , 对其它 H_0 值, 取 4mrad 。

此外, 还有 6 组 Monte Carlo 解对应于 0.5 至 0.9 之间变化的一次散射反照率, 4 组解对应于 0.1 至 1m 的半接收孔径。

上述 240 组 Monte Carlo 解均对应于共轴激光雷达, 并被视作准确的多次散射激光回波信号用于参数化。参数化方程对非共轴激光雷达系统的适用性也作了检验。

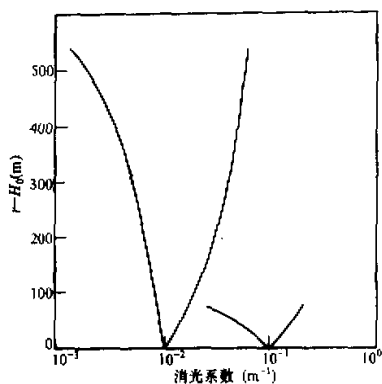


图 1 消光系数分布

三、四个特征因子

在一次散射假设下, 雷达方程为

$$I_1^*(r) = \frac{C\beta(r)}{r^2} e^{-2 \int_0^r \sigma(r') dr'}, \quad (1)$$

这里, $I_1^*(r)$ 为来自距离 r 处的一次散射回波信号, C 为雷达常数, σ 为大气消光系数, $\beta(r)$ 为后向散射系数。

令 $m^*(r)$ 表示多次散射分量 $I_m^*(r)$ 和一次散射分量 $I_1^*(r)$ 之比值, 则多次散射雷达方程为

$$\begin{aligned}
 I^*(r) &= I_1^*(r) + I_2^*(r) \\
 &= C[1 + m^*(r)] \frac{\beta(r)}{r^2} e^{-2 \int_0^r \sigma(r') dr'}.
 \end{aligned} \quad (2)$$

我们的做法是对 $m^*(r)$ 进行参数化。直接建立 $m^*(r)$ 和 $\sigma(r)$ 、 $P(\theta)$ 和雷达几何参数的依赖是不可能的，因为 $\sigma(r)$ 是 r 的函数， $P(\theta)$ 是 0° 至 180° 的散射角 θ 的函数。一个合适的方式是分析影响多次散射贡献的主要参数，并寻求一些能表征这些参数和 $m^*(r)$ 相互依赖关系的因子。为此，我们根据 Monte Carlo 解，分析了 $m^*(r)$ 对大气条件和雷达几何参数的依赖，引入了如下四个特征因子，即几何消光因子 $g_e(r)$ 、消光系数分布因子 $U_e(r)$ 、前向散射因子 $P_f(r)$ 和后向散射因子 $P_b(r)$ ：

$$g_e(r) = \frac{\int_0^r [1 - e^{-(R+r')t_2 - 0.25r'(t_1)} \sigma(r')] dr'}{\int_0^r \sigma(r') dr'}, \quad (3)$$

$$U_e(r) = \frac{\sigma(r)}{\bar{\sigma}(r)}, \quad (4)$$

$$P_f(r) = \int_0^r g_e(r') P_e(r') P(0, r') dr' / \int_0^r g_e(r') dr', \quad (5)$$

$$P_b(r) = \int_0^r g_e(r') P(180, r') dr' / \int_0^r g_e(r') dr', \quad (6)$$

这里 t_1 为半激光发散角， t_2 为半接收视场角， R 为半接收孔径， $P(0, r)$ 和 $P(180, r)$ 分别为距离 r 、散射角分别为 0° 和 180° 的散射相函数

$$\bar{\sigma}(r) = \int_0^r g_e(r') \sigma(r') dr' / \int_0^r g_e(r') dr',$$

$P_\theta(r)$ 为一个光子在 0 至 $\theta^\circ = 10^\circ$ 之间散射的概率，即

$$P_\theta(r) = 2\pi \int_0^{\theta_0} P(\theta, r) \sin \theta d\theta. \quad (7)$$

表 1 中的 P_θ 值即上式的 P_θ 值。

用于本文的相函数满足 $\int_{4\pi} P(\Omega, r) d\Omega = 1$ 。

上述四个因子均取积分形式是考虑到 0 至 r 的所有介质都可能贡献多次散射信息给 $m^*(r)$ 。如果相函数与距离无关，方程 (5) 变为 $P_f = P_e P(0)$ ，方程 (6) 变为 $P_b = P(180)$ 。

又如果消光系数分布 σ 与距离无关，则

$$U_e(r) = 1,$$

$$g_e(r) = 1 - \exp(-R\sigma) \frac{1 - \exp[-(t_2 - 0.25t_1)r\sigma]}{(t_2 - 0.25t_1)r\sigma}. \quad (8)$$

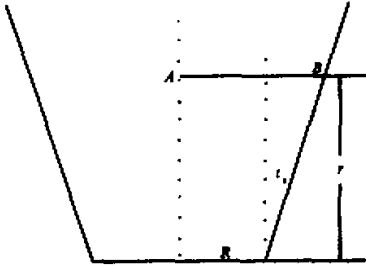


图2 雷达几何参数图示

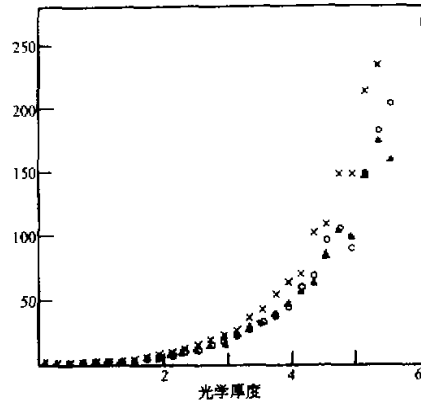


图3 多次散射对一次散射比(云C1情形)

下面解释四个因子的物理意义。

几何消光因子的物理意义可从图2得以理解。图中, AB 为接收锥的半宽度, 它等于 $R + r \sin(t_2)$, 约等于 $R + rt_2$ 。 $\exp[-(R + rt_2)\sigma(r)]$ 等于沿 AB 的大气透过率。因此, 如果一个光子从 A 点出发沿 AB 方向散射, 则光子留在接收锥内的概率就等于 $1 - \exp[-(R + rt_2)\sigma(r)]$ 。一个光子只有当它处于接收锥内时, 才能贡献散射信息给接收器, 因此, 上述概率越大, 多次散射贡献越大。此外, 如果 t_1 越小, 就会有越多光子在第一次碰撞前沿着接近雷达轴的方向运行, 多次散射贡献越大。又根据 Monte Carlo 解, 本文以 $t_2 - 0.25t_1$ 取代 t_2 定义几何消光因子。在我们模式中, 因子 g_e 是很重要的, 引进它的合理化可以从图3清楚地看出来。图3表示在三个不同情况下 $m^*(r)$ 随光学厚度 $\tau(r)$ 的变化, 圆点代表 $H_0 = 3\text{km}$, $t_1 = t_2 = 1\text{mard}$ 和 $\sigma_e = 0.1\text{m}^{-1}$, 叉线代表同样的 H_0 , 但是 $t_1 = t_2 = 10\text{ mard}$ (10倍大于前者) 和 $\sigma_e = 0.01\text{m}^{-1}$ (比前者小10倍), 三角代表 $t_1 = t_2 = 1\text{ mard}$ (和第一种情形一样), 但是 $H_0 = 300\text{km}$ (比第一种情形大100倍) 和 $\sigma_e = 0.001\text{m}^{-1}$ (比第一种情形小100倍)。尽管大气消光系数和雷达参数是非常不一样的, 然而根据方程(3)在三种不同情形下因子 g_e 近似是相等的, 结果如图所示, Monte Carlo 解之间差异也是小的。此外, 根据我们模拟资料 $m^*(r)$ 对 $g_e(r)$ 的变化非常敏感, 且 g_e 越大, $m^*(r)$ 也越大, $g_e(r)$ 的定义看来是合理的。

在 $Ue(r)$ 表达式中的 $\bar{\sigma}(r)$ 等于 $\int_0^r g_e(r')\sigma(r')dr' / \int_0^r g_e(r')dr'$, 它可以理解

为0至 r 之间权重为 $g_e(r)$ 的加权平均消光系数, 如果消光系数为常数, $Ue(r) = 1$, 如果 $\sigma(r)$ 随 r 增大则 $Ue(r) > 1$, 而如果 $\sigma(r)$ 随 r 变小则 $Ue(r) < 1$ 。 $g_e(r)$ 和 $Ue(r)$ 两者表征 $m^*(r)$ 对消光系数分布和雷达几何参数的依赖关系。

前向散射因子 $P_f(r)$ 主要取决于 0° 至 10° 的散射相函数, 特别是 0° 相函数 $P(0)$ 。

相函数的前向散射峰越突出, 即 $P(0)$ 值越大, P_f 值也越大, 光子具有越大的概率运行在靠近雷达轴的方向, 多次散射贡献也越大。

后向散射因子 P_b 主要依赖于 180° 的散射相函数, 就一次散射而言, 散射角约为 180° , 但是就到达接收器的光子而言, 散射角可取 0° 至 180° 的任何值。因此, 大的后向散射因子 P 对应于小的多次散射对一次散射之比值。

如上所示, 四个因子的定义均基于多次散射过程的物理性质, 而它们的最后形式是通过反复比较参数化的结果和 Monte Carlo 解而加以确定。

四、参数化的多次散射雷达方程

在我们的模式中, $m^*(r)$ 是被近似为上一节引进的四个因子和光学厚度 $\tau(r)$ 的函数, 首先, 我们研究了 $m^*(r)$ 对 $\tau(r)$ 的依赖。

如图 3 所示, $m^*(r)$ 随 $\tau(r)$ 而增大。我们尝试用不同的回归函数以拟合 $m^*(r)$, 最后发现 $m^*(r)$ 可以近似为三个关于 $\tau(r)$ 的指数函数的迭加, 而所有的系数可用上述引进的四个因子表示, 该近似表达式是

$$m^*(r) \approx m(r) = a[\tau^{b_1}(r) + c\tau^{b_2}(r) + d\tau^{b_3}(r)], \quad (8)$$

上式中第一项具有最小的指数 b_1 , 且对小的光学厚度是主要的一项, 第三项具有最大的指数 b_2 , 且只是对大的光学厚度是重要的。

确定方程 (8) 的系数的一个主要困难是 $g_e(r)$, $Ue(r)$, $P_f(r)$, $P_b(r)$ 和 $\tau(r)$ 均为 r 的函数。但当大气在光学上是均一时, $Ue(r)$, $P_f(r)$ 和 $P_b(r)$ 均为常数, 且对大的 r 值, $g_e(r)$ 也近似为常数。因此, 我们首先根据如表 2 所示在均匀消光模式下 182 组 Monte Carlo 解以确定方程 (8) 中的系数, 具体做法如下:

1. 令 $c=0$ 和 $d=0$ 。通过拟合小于 1 光学厚度的 Monte Carlo 解确定 b_1 。这一步, 在 $\tau(r) \leq 1$ 范围内 m^* 和 $m(r)$ 的平均比值取作 a 值;

2. 仍置 $d=0$ 。通过拟合在 $\tau(r) \leq 3$ 范围内的 Monte Carlo 解确定 c 和 b_2 值。结果表明, c 约等于一个常数, 这意味着在 $\tau(r)=1$ 处, $m^*(r)$ 约等于 $(1+c)a(\tau=1)$, 这个性质是被用于重新确定 a 值, 它根据 $a(\tau=1) = m^*(\tau=1)/(1+c)$;

3. 根据在 $\tau(r) \leq 6$ 内的 Monte Carlo 解确定 d 和 b_3 值;

4. 在进行上述三步时, 我们总是先考虑同一相函数 (一样的 P_f 和 P_b 值), 但是不同的 H_0 和 σ_e (不同的 g_e) 以确定待定的系数对 g_e 的依赖关系, 然后考虑 14 个不同的相函数以确定系数对 P_f 和 P_b 的依赖关系;

5. 通过反复把参数化的结果和 Monte Carlo 解相比较, 对某些参数作了部分修正。

接着考虑非均一大气条件的情形, 结果只有系数 a 值有变化。最后, 参数化多次散射雷达方程为

$$I(r) = C[1 + m(r)] \frac{\beta(r)}{r^2} \exp \left[-2 \int_0^r \sigma(r) dr \right]. \quad (9)$$

这里有

$$m(r) = a_1 a_2 a_3 [\tau^{b_1}(r) + 0.7 \tau^{b_2}(r) + 0.0007 (0.1 p_f^{0.4} g_e^2 + g_e^{18}) \tau^9(r)] ,$$

$$a_1 = \frac{g_e^{(1.4-0.54 p_f^{0.1})}}{1 + (0.92 p_f^{0.15} - 0.26 \sqrt{p_f}) g_e^{0.8} - 0.64 g_e^5} ,$$

$$a_2 = \frac{[1 + 0.6(1 + g_e) \exp(-1800 p_b^2)] (1 + 6.5 \sqrt{p_f})}{1 + 6.5 \sqrt{p_f} + (5 p_b + 98 p_b^2) \sqrt{g_e}} ,$$

$$a_3 = 1 + g_e (u_e - 1) ,$$

$$b_1 = 0.12 + 1.1 g_e p_f^{0.02} + 0.19 p_f^{0.22(1-g_e)} (1 + b_{11}) ,$$

$$b_{11} = 1.3 \exp(-\tau_s^8 - 0.25 p_f^{0.3}) [1 - 1.8 \exp(-12 g_e)] (0.95 - g_e) ,$$

$$b_2 = 3.8 [1 + 0.19 \exp(-29 p_b)] [g_e + \exp(-1680 g_e) \sqrt{g_e p_f} \tau]^{b_{21}} ,$$

$$b_{21} = \frac{0.775}{1 + 1.26 p_f^{0.2} \exp(-0.026 \sqrt{p_f}) [1 + 8 p_f^{0.25} \exp(-2400 p_b^2)] - \exp(-0.6 p_f^2 g_e - 4 g_e)} ,$$

$$\tau_s = \tilde{\omega}(r) \tau(r) .$$

上面表达式中, $\tilde{\omega}$ 是一次散射反照率, τ_s 是散射光学厚度 (即 $\tau_s = \tilde{\omega} \tau$),

$$U_e = U_e(r), \quad P_f = P_f(r) \text{ 和 } P_b = P_b(r) .$$

五、误差分析

为了分析参数化的多次散射雷达方程的精度, 我们定义在 $\tau(r) \leq 4$ 范围内参数化的解对 Monte Carlo 解的标准差 ϵ 和最大偏差 δ_M 如下:

$$\epsilon = \sqrt{\sum_{i=1}^N [1 - I(r_i)/I^*(r_i)]^2 / N} \quad (\%) ,$$

$$\delta_M = \max_{1 \leq i \leq N} |1 - I(r_i)/I^*(r_i)| (\%) ,$$

这里 $I(r)$ 为参数化的多次散射激光回波信号, $I^*(r)$ 为对应的 Monte Carlo 解, 且在 $i = N$ 处具有 $\tau(r_N) \approx 4$.

首先, 我们比较了参数化的多次散射解和 Kunkel 和 Spinhirne 描述的 Monte Carlo 解^[1], 对比结果见图 4、5.

图 4 对应于 Ns 云相函数, $H_0 = 1 \text{ km}$ 和 $\sigma_e = 0.01 \text{ m}^{-1}$ 均匀消光系数情形. 图中, 实曲线表示参数化的多次散射分量对一次散射之比, 圆点表示 Kunkel 的 Monte Carlo 解, 叉线为我们的 Monte Carlo 解. 激光发散角和接收视场角的半宽度均为 5 mrad , 如图所示, 三者的吻合是好的, 特别是在 $\tau(r) < 2$ 范围内.

图5 对应于霾 c 相函数^[1]，除相函数外，其它的条件同图4。在小于6的光学厚度内，参数化的解、Kunkel 的Monte Carlo 解和我们的 Monte Carlo 解具有相当好的一致，参数化结果和 Kunkel 的解在 $\tau(r) \leq 4$ 内的标准差 ϵ 仅为 4.8%。

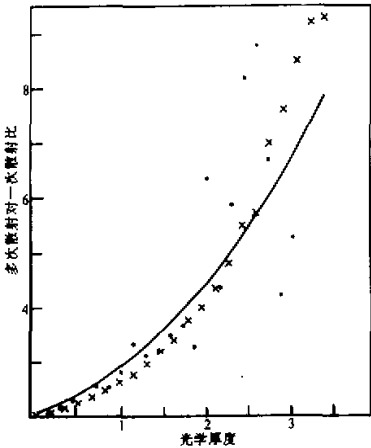


图4 参数化的结果(实曲线)和Kunkel 的 Monte Carlo 解(圆点)以及我们的 Monte Carlo 解(叉线)之比较。Ns 云和 $H_0=1\text{km}$

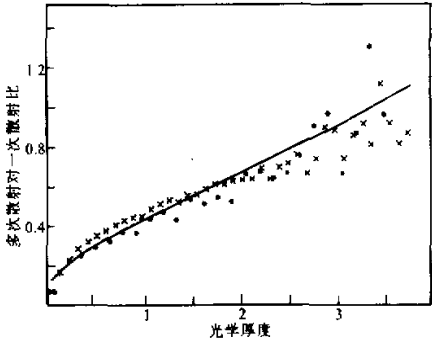


图5 同图4 但对于霾 C 的情形

下面进一步把参数化的结果和我们的 Monte Carlo 解进行比较。

表3 列出对于云 C1 和如表2 所示的 13 种不同的 (H_0, σ_c) 组合下标准差 ϵ 和最大偏差 δ_M 。在小于 4 光学厚度内，参数化的解对 Monte Carlo 解的标准差在所有情形下均小于 13%，最大偏差仅有 27.8%。

表3 对云C1 情形标准差 ϵ 和最大偏差 δ_M

H_0 (km)	σ_c (m^{-1})	ϵ	δ_M	H_0 (km)	σ_c (m^{-1})	ϵ	δ_M
0.012	0.1	8.8	15.8	6	0.01	11.4	22.3
0.012	0.01	7.6	14.7	6	0.001	4.9	11.0
0.1	0.1	4.8	7.2	700	0.1	9.6	23.7
0.1	0.01	13.0	27.8	700	0.01	10.6	17.9
1	0.1	11.1	25.3	700	0.001	10.9	25.2
1	0.01	3.5	5.6	700	0.0001	5.9	13.2
6	0.1	8.6	18.0				

对和表3 相同 13 种 (H_0, σ_c) 组合和如表1 所示 14 种相函数，参数化解对 Monte Carlo 解标准差小于 24%，最大偏差为 39.4%。

表4 进一步表示在一次散射反照率 $\tilde{\omega}$ 小于 1 的情形下参数化多次散射雷达方程的精度。这里，相函数为 No2 的气溶胶谱， $t_1=t_2=2\text{mard}$ 和 $\sigma_c=0.01\text{m}^{-1}$ 。 H_0 取 0.1km 和 700km 两个值， $\tilde{\omega}$ 取 0.5，0.8 和 0.9 三个值。对此 6 个情形，标准差 ϵ 小于 13.4%，表明参数化的结果和 Monte Carlo 解具有很好的吻合。

表4 对于 $\tilde{\omega} < 1$ 和No2气溶胶情形标准差 ϵ

$\tilde{\omega}$	0.9	0.8	0.5	H_0 (km)
ϵ	0.6	0.9	1.8	0.1
ϵ	10.1	9.8	13.4	700

下面从表5分析参数化多次散射雷达方程在非均匀大气消光模式下的精度。如前所述, 对No2, 4和10三个相函数, 各有16个在非均匀消光模式下Monte Carlo模拟。对该三个相函数, 平均的标准差分别为9.9%、8.3%和12.9%, 而最大的标准差分别为17.6%、18.8%和27.0%。在非均匀大气条件下参数化多次散射雷达方程的精度基本上等价于均匀大气情形。

表5 对非均匀大气情形平均和最大的标准差

No	平均 ϵ	最大 ϵ
2	9.9	17.6
4	8.3	18.8
10	12.9	27.0

上述的数值试验全部对应于共轴雷达的情形, 图6比较了非共轴情形下的Monte Carlo解和相应的参数化结果, 这里 $\sigma_r = 0.01 \text{ m}^{-1}$, $H_0 = 100 \text{ m}$, $t_1 = t_2 = 5 \text{ mard}$, 雷达轴距为0.2m, $R = 0.1 \text{ m}$, 实曲线表示参数化的多次散射对一次散射比值, 叉线表示轴距为0.2m的Monte Carlo解。当 $r > H_0$ 时已是完全重合区, 在 $\tau(r) \leq 4$ 范围内, 参数化解的标准差只有2.8%。此外, 上述两个Monte Carlo解的差异也是小的, 因此, 在重合区以外我们参数化模式对非共轴雷达也是适用的。

六、结 论

激光雷达大气传输的多次散射计算通常是很复杂和很费计算时间的, 一个具有满意精度的参数化多次散射雷达方程是很有用的。

在这篇论文里, 一个参数化多次散射雷达方程是被发展和检验了, 该模式基于本文引进的四个因子, 即几何消光因子、消光分布因子、前向散射因子和后向散射因子。由于该四个因子基于多次散射的物理性质, 多次散射贡献对大气条件和雷达几何特性的敏感性容易根据该四个因子加以分析。

在很宽的大气和雷达条件下, 参数化的解具有好的精度, 在小于4的光学厚度内, 与Monte Carlo解标准差小于27%。本模式适用于地基和空间载的激光雷达两种情形。

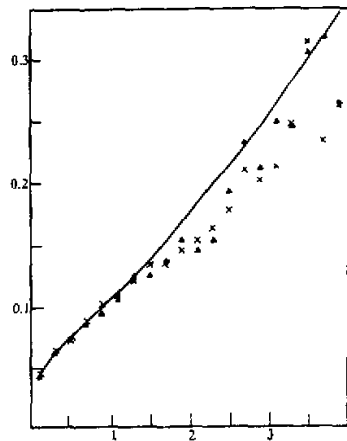


图6 对非共轴雷达情形参数化结果和Monte Carlo解之比较

在参数化的模式里,多次散射分量对散射相函数的依赖是相当简单的,且只涉及影响多次散射的主要相函数参数,即 0 至 10° 相函数和 180° 的后向散射相函数。因此,本模式适用于从多次散射信息提取云和气溶胶的散射相函数的遥感应用。

在计算时间上,本模式是极其优越的,计算时间仅为 Monte Carlo 方法的万分之一左右,可在任何微机上实现。因此,本参数化多次散射雷达方程是一个合适的应用模式。

参 考 文 献

- [1] Kunkel, K. E. and Weinman, J. A., 1976, Monte Carlo analysis of Multiple Scattered lidar Returns, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1772-1781.
- [2] Platt, C. M. R., 1981, Remote sounding of high clouds, III: Monte Carlo calculations of multiple-scattered lidar returns, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 156-167.
- [3] Spinhirne, J. D., 1982, Lidar clear atmosphere multiple scattering depend on receiver range, *Appl. Opt.*, **21**, 2467-2468.
- [4] Cohen, A. Cohen, L. D. Haracz, R. D. and Egert, S., 1985, Doubly scattering by randomly oriented long cylinders, *J. Appl. Phys.*, **57**, 698-701.
- [5] Carswell, A. I. and Pal, S. R., 1980, Polarization anisotropy in lidar multiple scattering from clouds, *Appl. Opt.*, **19**, 4123-4126.
- [6] Bissonnette, L. R., 1988, Multiscattering model for propagation of narrow light beams in aerosol media, *Appl. Opt.*, **27**, 2478-2484.
- [7] Noormohammadian, M. and Oppel, U. G., 1990, Multiply scattered lidar returns, Abstracts of papers of 15th ILRC, 314-317.
- [8] 吕达仁, 1982, 考虑二次散射的激光雷达近似方程与低能见度的激光探测, *地球物理学报*, **25**, 1-9.
- [9] Quenzel, H. Wiegner, M. and Qiu Jinhuan, 1990, Effects of multiple scattering on lidar remote sensing from space, Abstracts of Papers of 15th ILRC, 59-63.
- [10] 邱金桓, 吕达仁, 1988, 空间激光雷达遥感大气气溶胶分布的反演算法初步研究, *大气科学(特刊)*, 258-270.
- [11] Eloranta, E. W., 1972, Calculation of doubly scattered lidar returns, Ph. D thesis, University of Wisconsin.
- [12] Qiu Jinhuan, Quenzel, H. and Wiegner, M., 1989, Parameterized multiple-scatter lidar equation, Proceeding of MUSCLE3, 76-102.
- [13] Qiu Jinhuan, Quenzel, H., Wiegner, M., 1990, Parameterized multiple scatter equation and its application, Abstracts of papers of 15th ILRC, 345-348.
- [14] Diermndjian, D., 1969, *Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions*, American Elsevier, 290pp.

Parameterized Lidar Equation of Multiple Scattering and its Retrieval Theory, I: Equations

Qiu Jinhuan

(*Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029*)

H. Quenzel and M. Wiegner

(*Meteorological Institute of Munich University*)

Abstracts

In this paper, a parameterized lidar equation including multiple scattering is developed. This model is based on four factors, a geometry-extinction factor, an extinction distribution factor, a forward scatter factor and a backward scatter factor. The first two factors characterize the dependence of the multiple scatter component on the extinction coefficient distribution, laser beam divergence and the field of view of the receiver as well as the diameter of the receiver. The last two factors are introduced to denote the dependence of the multiple scatter component on the scattering phase function.

This approximation is tested in 241 numerical experiments for ground based and space (or air)-borne lidars. These experiments cover very wide atmospheric conditions, including 14 atmospheric scattering phase functions, homogeneous and inhomogeneous atmospheric extinction coefficient distributions, and different single scatter albedos ranging from 1 to 0.5, and two cases of the ground-based lidar and spaceborne lidar. For multiply scattered lidar returns the standard deviation of the parameterized solution from our Monte Carlo solution is less than 27% in the optical depth range of less than 4 for all experiments. The computing time by our method is only about one-tenth thousandth of the one by the Monte Carlo method. The present model is an adequate numerical model to describe multiply scattered lidar returns and to use the returns for determining aerosol or cloud optical properties.

Key words: Multiple scattering; Geometry-extinction factor; Scattering phase function; parameterization.