第 9 卷 第 4 期 大 气 科 学 Vol. 9, No. 4
1985 年 12 月 SCIENTIA ATMOSPHERICA SINICA Dec., 1985

δ 函数在云的反射率计算中的应用

叶 维 作
（中国科学院大气物理研究所）

提 要

本文证明了二流模式和 S-W 模式，两种计算散射大气反射率的简化方法，都具有 δ-相函数的特点．结合 δ 函数并通过由二流模式得到的计算结果作为一次近似再代人辐射传输方程中而导出一种更精确计算云层反照率的简单方法．

一、引 言

云在全球大气辐射收支中所起的作用是目前气候研究中的一个重要问题，但云的存在却增加了气候模式中辐射收支计算的复杂性，所以，人们总是希望找到一些简化的计算方法．Zdunkowski 和 Crandall (1971) 的计算表明，在长波辐射计算中，可以相当精确地将云处理为单一吸收的介质．然而，在短波辐射中，由于散射作用显著增强，就必须考虑多次散射的贡献．Radiation Commission (1977) 介绍了两种简化的计算散射大气短波反射率的方法．本文论证了该二种方法所采用的散射介质的相函数都可以用 δ 函数加以表示，从而表明了 δ 函数在简化云层辐射计算中的意义．同时，为了改正上述两方法在处理小光学厚度和太阳高度角较低问题时的不准确，我们将由二流模式得到的辐射强度作为周围大气的散射强度，再代入到辐射传输方程的源函数中，从而得到一种计算云层反照率和透过率的更精确的方法．

二、计 算 公 式

对于所谓标准辐射问题（地面反照率为 0），计算散射大气对太阳辐射的平面反照率和透过率的公式为

$$\mu' \frac{dI(\tau, \mu', \mu)}{d\tau} = -I(\tau, \mu', \mu) + \frac{\omega_0}{2}\int_{-1}^{1} I(\tau, \mu'', \mu)P(\mu', \mu'')d\mu'' + \frac{F_0}{4\pi}\omega_0 P(\mu', \mu)e^{\frac{-\tau}{\mu}} \tag{1}$$

$$\left.\begin{aligned} &F(\tau, \mu) = 2\pi\int_{-1}^{1} I(\tau, \mu', \mu)\mu' d\mu' \\ &F\downarrow(\tau^*, \mu) = 0 \quad F\uparrow(0, \mu) = 0 \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

1984 年 11 月 26 日收到修改稿

$$\left.\begin{aligned} a(\tau^*, \mu) &= \frac{F\uparrow(\tau^*, \mu)}{F_0\mu} \\ t(\tau^*, \mu) &= \frac{F\downarrow(0, \mu)}{F_0\mu} + e^{\frac{-\tau^*}{\mu}} \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

其中 $I(\tau, \mu', \mu)$ 为太阳入射天顶角余弦为 μ 时，散射大气(其散射天顶角余弦为 μ')的辐射强度. ω_0 为单次反照率，τ 为散射大气的光学厚度(从地面计算起)，τ^* 为整层大气的光学厚度，F_0 为大气上界太阳垂直辐射通量密度，$a(\tau^*, \mu)$和 $t(\tau^*, \mu)$ 为整层散射大气对太阳(μ)辐射的平面反照率和透过率.

Stamnes 和 Swason (1981) 利用 Chandrasekhan (1960) 提出的辐射互逆原则 (Reciprocity Principle) 证明出一种简单方法，用以计算由公式(1)—(3)定义的散射大气的反照率和透过率，计算公式为

$$\mu\frac{\partial\tilde{I}(\tau, \mu)}{\partial\tau} = -\tilde{I}(\tau, \mu) + \frac{\omega_0}{2}\int_{-1}^{1}\tilde{I}(\tau, \mu')P(\mu', \mu)d\mu' \tag{4}$$

$$\tilde{I}\uparrow(0, \mu) = 0 \qquad \tilde{I}\downarrow(\tau^*, \mu) = I_{in} = \frac{F_0}{\pi} \tag{5}$$

$$a(\tau^*, \mu) = \tilde{I}\uparrow(\tau^*, \mu)/I_{in} \qquad t(\tau^*, \mu) = \tilde{I}\downarrow(0, \mu)/I_{in} \tag{6}$$

$\tilde{I}(\tau, \mu)$表示在各向同性辐射强度 I_{in} 照射下 μ 方向的辐射强度. 公式(4)—(6)将这种虚构的辐射强度与散射大气对实际太阳辐射的平面反照率和透过率联系起来. 由公式(1)—(3)与(4)—(6)比较可知，利用该简单方法，使得一个非齐次的微分方程(1)简化为一个齐次的微分方程(4)，同时避免了通量积分(2)的运算. 下面，我们将利用公式 (1)—(3)或(4)—(6)并结合 δ 函数的应用来简化计算云层的 $a(\tau^*, \mu)$ 和 $t(\tau^*, \mu)$.

三、δ 函数的引入

鉴于云滴的平均直径(大于 4μ)远大于短波的波长，所以，云层对日光的散射属于大滴散射问题. 按 Mie 理论，当相函数对 μ 与 μ' 的正交函数展开时须要取很多项才能达到准确的结果. 然而，由大滴相函数的图象(图 1)可见，其相函数可以用 δ 函数加以模拟，设

$$P(\mu, \mu') = A\delta(\mu - \mu') + B \tag{7}$$

其中 A, B 为待定参数. 如果取坐标轴与入射光方向相同，则 $\mu = 1$. 由于 $P(\mu, \mu')$ 需满足归一化条件，则有

$$\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}P(1, \mu')d\mu' = 1 \tag{8}$$

此外，如取云滴的非对称因子为 g，则按照非对称因子的定义，应有

$$\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}P(1, \mu')\mu'd\mu' = g \tag{9}$$

将(7)代入(8)和(9)，可解出 $A = 2g$, $B = 1 - g$，故

$$P(\mu, \mu') = 2g\delta(\mu - \mu') + 1 - g \tag{10}$$

考虑多次散射引起的困难在于处理辐射传输方程中的积分项。为简化计算，我们以 $\tilde{I}(\tau, \mu)$ 和 $\tilde{I}(\tau, -\mu)$ 分别代替积分限中 0→1 或 0→−1 的平均强度，于是有

$$\int_{-1}^{1} \tilde{I}(\tau, \mu')P(\mu, \mu')d\mu' = \int_{-1}^{1} \tilde{I}(\tau, \mu')[2g\delta(\mu - \mu') + 1 - g]d\mu'$$

$$= 2g\tilde{I}(\tau, \mu) + (1 - g)\int_{-1}^{1} \tilde{I}(\tau, \mu')d\mu'$$

$$= 2g\tilde{I}(\tau, \mu) + (1 - g)[\tilde{I}(\tau, \mu) + \tilde{I}(\tau, -\mu)] \quad (11)$$

将(11)代入(4)，经运算可得

$$\mu \frac{\partial \tilde{I}(\tau, \mu)}{\partial \tau} = -\tilde{I}(\tau, \mu)\left(1 - \frac{1+g}{2}\omega_0\right) + \frac{1-g}{2}\omega_0 \tilde{I}(\tau, -\mu) \quad (12)$$

若以 $\tilde{I}_1(\tau, \mu)$ 和 $\tilde{I}_2(\tau, \mu)$ 分别代表 $\tilde{I}(\tau, \mu)$ 和 $\tilde{I}(\tau, -\mu)$，μ 取为绝对值，且考虑到光学厚度 τ 向上增加，则方程(12)可写作

$$\mu \frac{\partial_1 \tilde{I}_1(\tau, \mu)}{\partial \tau} = -\tilde{I}_1(\tau, \mu)\left(1 - \frac{1+g}{2}\omega_0\right) + \frac{1-g}{2}\omega_0 \tilde{I}_2(\tau, \mu) \quad (13)$$

$$\mu \frac{\partial \tilde{I}_2(\tau, \mu)}{\partial \tau} = \tilde{I}_2(\tau, \mu)\left(1 - \frac{1+g}{2}\omega_0\right) - \frac{1-g}{2}\omega_0 \tilde{I}_1(\tau, \mu) \quad (14)$$

公式(13)和(14)即为二流模式计算散射大气反照率和透过率的基本方程。

为推导另一种计算 $a(\tau^*, \mu)$ 和 $t(\tau^*, \mu)$ 的方法，令大气的散射辐射强度取 Eddington 近似，即

$$I(\tau, \mu) = I_0(\tau) + I_1(\tau)\mu \quad (15)$$

显然，(15)式不能满足边条件(5)，所以，方程式(4)—(6)不易被利用，我们只得利用原始的计算反照率的方程(1)—(3)。

将(15)及(10)代入到方程式(1)，经化简可得到

$$\int_{-1}^{1} I(\tau, \mu')P(\mu', \mu'')d\mu'' = 2I_0(\tau) + 2gI_1(\tau)\mu' \quad (16)$$

$$\mu' \frac{d[I_0(\tau) + I_1(\tau)\mu']}{d\tau} = -I_0(\tau) - I_1(\tau)\mu' + \omega_0[I_0(\tau)$$

$$+ g\mu' I_1(\tau)] + \frac{\omega_0}{4} I_{in} e^{-\frac{\tau}{\mu}}[2g\delta(\mu - \mu') + 1 - g] \quad (17)$$

将(17)两边作 $\int_{-1}^{1} d\mu$ 及 $\int_{-1}^{1} \mu d\mu$ 积分运算可得

$$\frac{dI_1(\tau)}{d\tau} = -3(1 - \omega_0)I_0(\tau) + \frac{3}{4\pi}\omega_0 F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu}} \quad (18)$$

$$\frac{dI_0(\tau)}{d\tau} = -(1 - \omega_0 g)I_1(\tau) + \frac{3}{4\pi}\omega_0 g \mu F_0 e^{\frac{-\tau}{\mu}} \quad (19)$$

(18)和(19)二式即为 Shettle 和 Weinman (1970) 利用 Eddington 近似而得到的计算云的反照率的方程，以下简称为 S-W 模式。

二流模式和 S-W 模式为 Radiation Commission (1977) 推荐的两种主要的简化计算散射大气反照率的方法。值得指出的是，我们采用 δ 函数模拟相函数的方法得到了与他

们完全相同的计算公式。实际上，按 Paltrige 和 Platt (1976) 分析，在 S-W 模式和二流模式中，相函数分别为

$$P(\theta)=1+3g\cos\theta$$

和 $$P(\theta)=1\pm g,$$

其中，θ 为入射光与散射光之间的夹角。它们在极坐标的图象绘于图 1. 图 1 同时绘出实际云滴的散射相函数以及公式(10)表示的相函数。从图 1 可见，δ 函数的引入不仅简化了运算，而且以其表示的相函数[公式(10)]似乎更接近于实际云滴的相函数。仅仅由于相函数的计算是包含在积分的运算之中，所以引入不同的相函数能得到相同的反照率和透过率公式。

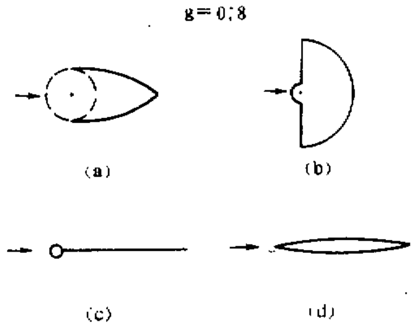

图 1 几种相函数的比较
(a) $P(\theta)=1+3g\cos\theta$
(b) $P(\theta)=1\pm g$
(c) $P(\theta)=2g\delta(\theta)+1-g$
(d) 大滴散射相函数

四、二流模式和 S-W 模式的比较

为了验证上述两种模式在计算云层反照率中的应用并在此基础上作进一步改进，我们按这两种模式计算了在保守情况下 ($\omega_0=1$)云层对阳光的反照率和透射率。

对于二流模式，令 $\omega_0=1$，由方程(13)，(14)及边条件(5)可得到

$$\tilde{I}_1(\tau,\mu)=I_{in}\frac{(1-g)\tau}{2\mu}\Big/\left[1+\frac{(1-g)\tau^*}{2\mu}\right] \tag{20}$$

$$\tilde{I}_2(\tau,\mu)=I_{in}\left[1+\frac{(1-g)\tau}{2\mu}\right]\Big/\left[1+\frac{(1-g)\tau^*}{2\mu}\right] \tag{21}$$

由公式(6)，即可得到太阳高度为 μ 时，光学厚度为 τ^* 的云层的反照率和透过率公式

$$a(\tau^*,\mu)=\frac{(1-g)\tau^*}{2\mu}\Big/\left[1+\frac{(1-g)\tau^*}{2\mu}\right] \tag{22}$$

$$\tau(\tau^*,\mu)=1\Big/\left[1+\frac{(1-8)\tau^*}{2\mu}\right] \tag{23}$$

对于 S-W 模式，令 $\omega_0=1$，由公式(18)，(19)，(2)，(3)可得到该模式下云层的反照率和透过率公式(详细推导见 Shettle 和 Weiman, 1970)

$$a(\tau^*,\mu)=1-\frac{4}{3}B_2/\mu I_{in} \tag{24}$$

$$t(\tau^*,\mu)=\frac{3}{4}\mu+\frac{1}{2}-B_2T(\tau^*)/\mu I_{in}+e^{\frac{-\tau^*}{\mu}}\left(\frac{1}{2}-\frac{3}{4}\mu\right) \tag{25}$$

其中 $B_2=\dfrac{3\mu I_{in}[2+3\mu+(2-3\mu)e^{\frac{-\tau^*}{\mu}}]}{4[4+3T(\tau^*)]}$

$T(\tau)=(1-g)\tau$ 称为有效光学厚度。

利用公式(22)，(23)，(24)，(25)，我们计算了不同的 τ^* 和 g 值下的反照率，计算结果绘于图(2)和(3)中．图中实线、虚线和点划线分别表示利用精确方法，二流模式以及 S-W 模式所计算的结果．精确方法是指 Van de Hulst 的倍增法，Shettle 和 Weinman (1970) 曾利用该方法计算了云的反照率．

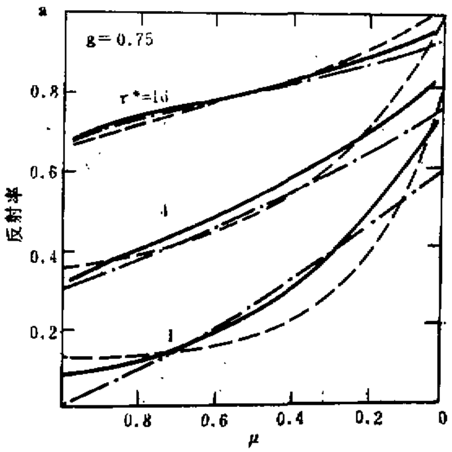

图 2　云层反照率 ($g = 0.75$) 与 μ 和 τ^* 的关系

—— Van de Hulst

---- 二流模式

·—·—· S-W 模式

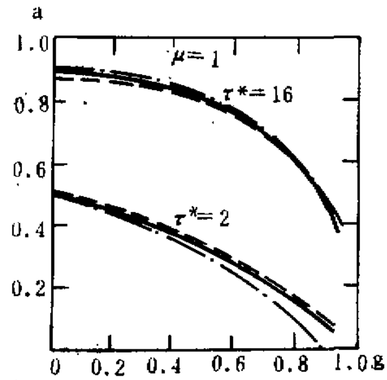

图 3　云层反照率与 g 和 τ^* 的关系 ($\mu = 1$)

—— Van de Hulst

---- 二流模式

·—·—·S-W模式

从图 2，3 可得出如下结论：

(1) 当 τ^* 较小时，两种简化方法的计算结果都不好，这是由于光学厚度小，多次散射所占比重减小，单次散射贡献突出，因而要求精度更高的相函数．这样，简化相函数造成的计算误差被扩大．

(2) 当 τ^* 增大，两种简化方法的计算结果均有改善，但对于较小的 μ 值，S-W 模式的计算结果偏小，而二流模式的计算结果偏大．

(3) 图 3 验证了两种模式对云滴非对称因子 g 的适用范围(μ 取为 1)．图 3 表明，当 τ^* 较大时，两种模式在不同 g 值的计算结果都很好，但当 τ^* 较小而 g 较大时，S-W 模式的计算误差增大．

鉴于二流模式的计算公式更简单，以及云滴对短波辐射的非对称因子 g 较大(平均为 0.848)，由上述结论(3)，二流模式似乎更适合于处理云的散射问题．以下，我们将在二流模式的基础上作进一步的改进．

五、推导一种改进的计算模式

通常认为，在辐射通量计算中，函数

$$P_{H,G}(\tilde{\theta}) = \sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)g^n P_n(\cos\tilde{\theta}) \tag{26}$$

可近似代表云及气溶胶的相函数。按勒让德函数的叠加原理，可证明

$$\overline{P_{H,G}} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} P_{H,G}(\tilde{\theta})d\varphi' = \sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)g^n P_n(\mu)P_n(\mu') \tag{27}$$

其中 φ' 为散射光的方位角。

利用前面提到的 δ 函数具有模拟云滴相函数的特点，设

$$P(\mu, \mu') = A\delta(\mu-\mu') + B + C\mu\mu' \tag{28}$$

公式(28)较之在推导二流模式中假定的相函数(7)增加了对于 μ, μ' 的一次项，因而能更精确地逼近真实的相函数。为确定常数 A, B, C，我们令公式(28)与(27)具有相同的勒让德多项式展开的前三项，即

$$\frac{1}{2}\int_{-1}^{1} P(\mu, \mu')d\mu' = 1 \tag{29}$$

$$\frac{1}{2}\int_{-1}^{1} P(\mu, \mu')\mu' d\mu' = g\mu \tag{30}$$

$$\frac{1}{2}\int_{-1}^{1} P(\mu, \mu')\frac{1}{2}(3\mu'^2-1)d\mu' = \frac{3\mu^2-1}{2}g^2 \tag{31}$$

将(28)代入(29), (30), (31)，可解出 $A = 2g^2$, $B = 1-g^2$, $C = 3g(1-g)$. 于是，

$$P(\mu, \mu') = 2g^2\delta(\mu-\mu') + 1 - g^2 + 3g(1-g)\mu\mu' \tag{32}$$

Joseph (1976) 曾利用公式(32)并结合 Eddington 近似来简化多次散射的贡献。

将相函数(32)以及由公式(20), (21)计算出的辐射强度代入(4)式中的积分项，经运算可得

$$\frac{1}{2}\int_{-1}^{1} I(\tau, \mu')P(\mu', \mu)d\mu' = g^2 I(\mu, \tau) + A\tau + B \tag{33}$$

其中 $A = (1-g^2)nlI_{in}$

$$\left.\begin{aligned} B &= \frac{1-g^2}{2}I_{in}\left[1 - \frac{\mu m}{2} - nl\tau^* + nm\mu\tau^*(1-\tau^* nl)\right] \\ l &= \ln\frac{1+\tau^* n}{\tau^* n} \quad m = \frac{3g}{1+g} \quad n = \frac{1-g}{2} \end{aligned}\right\} \tag{34}$$

将(33), (34)代入方程(4)中，以 $\tilde{I}_1(\mu)$ 和 $\tilde{I}_2(\mu)$ 分别代表向上及向下的辐射强度，则有

$$\mu\frac{d\tilde{I}_1(\tau, \mu)}{d\tau} = -\tilde{I}_1(1-g^2) + A\tau + B \tag{35}$$

$$\mu\frac{d\tilde{I}_2(\tau, \mu)}{d\tau} = -\tilde{I}_2(1-g^2) + A\tau + B \tag{36}$$

由于光学厚度向上增加，而对于向下辐射，$\mu < 0$，所以(35)和(36)形式完全相同。(在推导(13)和(14)式时，μ 取绝对值，所以(13)与(14)式差一负号)

(35)和(36)为两个独立的一阶线性非齐次微分方程，非齐次项为多项式，由边条件(5)可得到其解为

$$\tilde{I}_1(\tau,\ \mu)=e^{-(1-g^2)\frac{\tau}{\mu}}\left\{A\mu\frac{e^{(1-g^2)\frac{\tau}{\mu}}}{(1-g^2)^2}\left[\frac{(1-g^2)\tau}{\mu}-1\right]\right.$$
$$\left.+\frac{A\mu}{(1-g^2)^2}+\frac{B}{1-g^2}\left(e^{\frac{(1-g^2)\tau}{\mu}}-1\right)\right\} \tag{37}$$

$$\tilde{I}_2(\tau,\ \mu)=e^{-(1-g^2)\frac{\tau}{\mu}}\left\{A\mu\frac{e^{\frac{(1-g^2)\tau}{\mu}}}{(1-g^2)^2}\left[\frac{(1-g^2)\tau}{\mu}-1\right]\right.$$
$$\left.+\frac{A\mu}{(1-g^2)^2}+\frac{B}{1-g^2}\left(e^{\frac{(1-g^2)\tau}{\mu}}-1\right)+c\right\} \tag{38}$$

其中
$$\left.\begin{aligned}c&=I_{in}e^k-A\mu\frac{e^k}{(1-g^2)^2}(k-1)-\frac{A\mu}{(1-g^2)^2}-\frac{B}{1-g^2}(e^k-1)\\ k&=\frac{(1-g^2)\tau^*}{\mu}\end{aligned}\right\} \tag{39}$$

将(37)，(38)二式代入(6)，经运算，即可得到改进后的计算云层短波反照率和透过率公式.

$$a(\tau^*,\ \mu)=e^{-k}\left\{\frac{\mu nl}{(1-g^2)}[(k-1)e^k+1]\right.$$
$$\left.+\frac{e^k-1}{2}\left[1-\frac{\mu m}{2}-nl\tau^*+n\mu m\tau^*(1-\tau^*nl)\right]\right\} \tag{40}$$

$$t(\tau^*,\ \mu)=\frac{c}{I_{in}} \tag{41}$$

将 c 代入(41)，经运算可证明

$$t(\tau^*,\ \mu)+a(\tau^*,\ \mu)=1. \tag{42}$$

(42) 式本身亦表明经一系列推导及简化计算而得到的结果仍满足辐射能守恒原则. 按(41)式我们计算了当 $g=0.75$ 时不同光学厚度下云层的反照率，并与 Van de Hulst 的精确结果加以对照. Hulst 的计算曾被 Liou (1973) 所引证. 两种方法的计算结果列于表 1 中. 表 1 说明除当光学厚度为 1 时，本模式计算的误差较大(最大为 8.2%)，大部分

表 1　云层反照率 ($g=0.75$)

μ		$\tau^*=1$	4	16
0.9	a	0.097	0.348	0.707
	b	0.105	0.364	0.731
0.5	a	0.240	0.519	0.787
	b	0.226	0.530	0.808
0.1	a	0.581	0.733	0.881
	b	0.545	0.726	0.886

a，b 分别为按 Hulst 和(40)式计算的结果.

计算误差皆在5%以下. 作为简化模式而言,这是相当精确的. 为进一步与 S-W 模式进行对比，我们按 S-W 模式和公式(40)计算了 g 为 0.848 时不同 τ^* 值下的云层反照率，并引证了 Van de Hulst 的结果作为参照,计算结果绘于图 4. 从图 4 可见，在不同光学厚度和大多数角度下，特别是当 τ^* 和 μ 较小时,按(40)计算的结果较 S-W 模式要好，即克服了前面提到的二流模式和 S-W 模式的主要缺点.

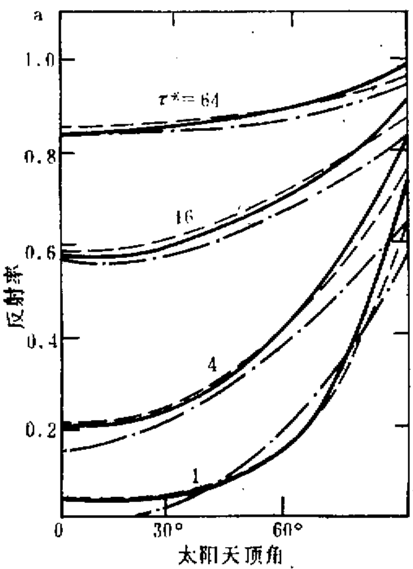

图 4 云层反照率和 τ^* 及 μ 的关系

—— Van de Hulst

------ 公式(40)

—·— S-W 模式

六、讨 论

(40)和(41)式使计算结果得以改善的原因在于,由前所述,我们是将由二流模式导出的强度作为周围大气的散射强度再代入原始方程(4)的积分项. 由图 2 可见,二流模式与精确模式的计算偏差在不同角度下是正负相间的. 所以,将二流模式导出的强度代入(4)式中的角度积分项,误差将部分抵消.

继二流模式与 S-W 模式问世后，一些作者曾先后在这些模式的基础上进行改进. 前面已提到，Joseph(1976) 采用 δ-Eddington 近似，即引入包含 δ 函数的相函数且将散射强度作 Eddington 近似来简化处理散射大气的反照率问题. 由于 δ 函数的引用,使 Joseph 模式在处理大颗粒(如云)的散射问题时较 S-W 模式有了较大改进. 但由于 Eddington 近似的固有缺陷，使该模式在计算小 μ 值的问题时误差仍较大. Liou (1973) 用离散坐标方法导出由 $2n$ 个联立方程去解数值为 $2n$ 的多流的散射强度. 以后，该作者 (1974) 又给出四流模式的解析表达式，其计算可达 1/100 的精度,只是,与公式(40), (41)相比,其计算量要大得多,离开计算机是难以胜任的.

最后,关于公式(40)和(41),有以下几点需加以说明.

(1)公式(40)、(41)的推导过程中,均假定 $\omega_0=1$，即所考虑的为保守情况下的散射问题. 由于在可见光波段，云滴的单次反照率 ω_0 为 1(Liou, 1973),所以公式(40)和(41)可适用于太阳辐射的可见光部分. 当 $\omega_0 \neq 1$ (非保守散射)时，由二流模式得到的 $\tilde{I}_1$ 和 $\tilde{I}_2$ 的表达式较复杂,代到方程(4)式的积分中不易得到解析式. 今后，我们试图用数值积分及多项式拟合去逼近它.

(2)由于云滴相对于短波波长足够大,其散射截面与波长之比近似为 2，与波长无关. 这样,云层的消光性质主要取决于其光学厚度及非对称因子,而基本与波长及谱分布无关(Liou, 1973). 所以,公式(40)和(41)可适用于太阳的整个可见光波段.

(3)在推导公式(19)、(20)、(37)和(38)中，为利用由互逆原则而导出的计算散射大气反照率的简单公式(4)—(6)，我们假定地面为非反射面，即所考虑的问题属于标准辐射问题．然而，对于地面为部分反射面的行星辐射问题可以化为标准辐射问题去处理．由 Stamnes 和 Swanson (1981) 在附录中给出的公式 (A16) 和 (A17) 可知，一旦前者的反照率、透过率及地面反照率给出，即可求得行星辐射中相应的反照率和透过率．

为将辐射因子放进气象预报的模式中，在保持一定精度的前提下，需尽可能简化辐射计算．本文的结果说明用 δ 函数描述散射介质的相函数可以简化计算过程．同时，我们在二流模式计算的基础上做了进一步改善，使得导出的新的计算云层反照率的模式具有更高的精确度．

参 考 文 献

[1] Chandrasekhar, S., Radiative Transfer, Dover, 393pp. 1960.
[2] Joseph, J. H., *J. Atmos. Sci.*, 33, 2452—2459, 1976.
[3] Liou, Kuonan, *J. Atmos. Sci.*, 30, 1303—1326, 1973.
[4] Liou, Kuonan, *J. Atmos. Sci.*, 31, 1473—1477, 1974.
[5] Paltridge, G. W. and C. M. R. Platt, Radiative Processes in Meteorology and Climatology, 1976.
[6] Radiation Commission, International Association of Meteorology and Physics, WMO, 105pp. 1977.
[7] Shettle, E. P. and J. A. Weinman, *J. Atmos. Sci.*, 27, 1048—1055, 1970.
[8] Stamnes, Knut and Roy A. Swanson, *J. Atmos. Sci.*, 38, 387—399, 1981.
[9] Wiscome, W. J., *J. Atmos. Sci.*, 34, 1408—1422, 1977.
[10] Zdunkowski, W. G. and W. K. Crandall, *Tellus*, 23, 517—527, 1971.

THE APPLICATION OF δ FUNCTION TO THE ALBEDO OF CLOUDS

Ye Weizuo

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

It is verified that there is δ function characteristic in both of two-stream and S-W simplified models and, by making use of δ function and substituting the radiance derived from two-stream model into original radiative transfer equation, a more accurate model calculating the albedo and transmissivity of clouds has been developed.