

利用多模传输理论求解块状云的辐射特征^{*}

胡丽琴¹⁾* * 刘长盛²⁾

1) (中国气象局国家卫星气象中心, 北京 100081)

2) (南京大学大气科学系, 南京 210093)

摘要 实际云层在水平与垂直方向都是不均匀的, 但为了便于计算, 绝大多数关于云辐射的理论模式, 都采用平面平行模式。到目前为止, 解决三维空间辐射传输问题的方法仍然不多。一般采用统计方法和二流近似法, 但这两种方法分别在计算机时和计算精度上受到限制。作者在三维多模传输理论与辐射传输计算程序软件包——DISORT 的基础上, 发展出计算三维孤立云块多次散射过程的一套程序 (MM-DISORT), 并由此初步探讨了云块的三维立体结构对云的短波吸收的影响。

关键词: 三维辐射传输; 多模传输理论; 云辐射; 云的短波吸收

文章编号 1006-9895 (2004) 01-0091-10 **中图分类号** P422 **文献标识码** A

1 引言

云辐射问题是大气科学领域中一个非常关键的研究课题。在影响云辐射过程的诸多因素中, 云的形状和分布是一个极为复杂多变的因子。实际大气中, 块状云的出现几率是很高的, 实际云层在水平与垂直方向也都是不均匀的。但为了便于计算, 绝大多数关于云辐射的理论模式, 都采用平面平行模式。由于三维空间的辐射传输问题比较复杂, 到目前为止, 解决这一类问题的方法仍然不多, 一般采用 Monto-Carlo 方法对块状云进行模拟计算, 或者是引用二流近似来求解三维传输方程^[1]。Monte-Carlo 方法在计算厚的云块时所需计算机时太多, 这使得该方法的应用受到限制; 二流近似方法则存在精度稍差的问题。Preisendorfer 和 Stephens^[2,3] 在 1984 年推求了与一维传输方程类似的多模传输方程, 这为求解三维传输方程的解析解提供了一个可行的途径。根据这一套理论, Preisendorfer 和 Stephens 沿用求解一维问题的加倍法, 研究了六面体结构的块状云的辐射特性。此后, 多模传输理论并没有得到更多的应用和发展。

近年来, 在一维问题的研究中, 离散纵标法已成为计算散射大气中辐射传输的标准方法之一, 据此发展的离散纵标法程序软件包——DISORT 也得到了广泛应用。本文基于对 DISORT 程序的使用经验, 以及对三维多模传输理论的详细推导工作, 发展出一套计算程序 (下称 MM-DISORT), 用于计算三维空间的多次散射过程。

为考察 MM-DISORT 程序的合理性, 我们设计了一个单独水云云层 (忽略大气背景和地表反射) 的实例。具体作法是针对同样微结构的平面平行云和三维结构的孤立

2002-12-12 收到, 2003-01-10 收到修改稿

* “九五”重中之重大项目 96-908-01-06-4 资助

* * 现为南京气象学院在读博士

云块, 分别采用 DISORT 和 MM-DISORT 计算云顶和云底的净辐射通量差, 其合理结果应该是: 当设计的三维云块的水平尺度足够大时, MM-DISORT 的计算结果应与 DISORT 得出的结论趋于一致。对于平面平行云而言, 云顶和云底的净辐射通量差即为云层的吸收量。因此, 以上算法的结论同时包含了云的三维结构影响云体吸收的有用信息。

2 原理概述

2.1 多模传输方程

取直角坐标系, 假定云块为六面体, 其水平 x 、 y 方向和垂直 z 方向的尺度依次为 L 、 W 、 H , 并假定云体均匀。云块中任意一点 R 的三维坐标为 $R(x, y, z)$ 。 R 点处的任意传输方向由天顶角 θ 和方位角 ϕ 共同决定, 用单位向量 ξ 表示, $\xi = (\xi_x, \xi_y, \xi_z)$, 这里

$$\begin{aligned}\xi_x &= \eta \cos \phi, \\ \xi_y &= \eta \sin \phi, \\ \xi_z &= \mu = \cos \theta,\end{aligned}$$

其中, $\eta = \sin \theta = (1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}}$, 且 $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq \phi \leq 2\pi$, $-1 < \mu < +1$ 。

若取向上传输方向为 $+\mu$ 方向, 并且将有关量在垂直方向上随高度的变化表示为随光学厚度的变化, 于是, 短波波段的三维辐射传输方程可写为

$$\begin{aligned}\mu \frac{\partial I(x, y, \delta, \mu, \phi)}{\partial \delta} &= I(x, y, \delta, \mu, \phi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} I(x, y, \delta, \mu', \phi') P(\delta, \mu, \phi, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \\ &\quad - \frac{1}{\beta_c(\delta)} \left[\xi_x \frac{\partial I(x, y, \delta, \mu, \phi)}{\partial x} + \xi_y \frac{\partial I(x, y, \delta, \mu, \phi)}{\partial y} \right] \\ &\quad - \frac{\omega_0}{4\pi} P(\delta, \mu, \phi, \mu_0, \phi_0) \pi F_0 e^{-\beta_c(\delta)S},\end{aligned}\quad (1)$$

式中, I 为辐射强度, P 为散射相函数, β_c 为容积减弱系数, ω_0 为单次散射反照率, S 为传输距离。 δ 为光学厚度。

对于辐射强度 $I(x, y, \delta, \mu, \phi)$, 将其在 x 、 y 方向作双余弦展开, 则有

$$I(x, y, \delta, \mu, \phi) = \sum_{\omega=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \hat{I}(l, \omega, \delta, \mu, \phi) \cos \frac{l\pi x}{L} \cos \frac{\omega\pi y}{W}, \quad (2)$$

此处的 $\hat{I}(l, \omega, \delta, \mu, \phi)$ 称为多模振幅, 即 $I(x, y, \delta, \mu, \phi)$ 的双余弦变换:

$$\hat{I}(l, \omega, \delta, \mu, \phi) = \frac{4}{L_l W_\omega} \int_0^W \int_0^L I(x, y, \delta, \mu, \phi) \cos \frac{l\pi x}{L} \cos \frac{\omega\pi y}{W} dx dy, \quad (3)$$

其中, $L_l = (1 + \delta_l)L$, $W_\omega = (1 + \delta_\omega)W$, δ_l 和 δ_ω 为 Kronecker δ 函数。

对于与方位有关的多模振幅 $\hat{I}(l, \omega, \delta, \mu, \phi)$, 继续将其展成关于 ϕ 的傅里叶级数:

$$\hat{I}(l, \omega, \delta, \mu, \phi) = \sum_{a=0}^{\infty} \tilde{I}(l, \omega, \delta, \mu, a) \cos a(\phi - \phi_0), \quad (4)$$

通常, 取入射太阳辐射的方位角为 $\phi_0 = 0^\circ$ 。这里的 $\tilde{I}(l, \omega, \delta, \mu, a)$ 为 $\hat{I}(l, \omega, \delta, \mu, \phi)$ 的傅里叶变换:

$$\tilde{I}(l, \omega, \delta, \mu, a) = \frac{1}{(1 + \delta_a)\pi} \int_0^{2\pi} \hat{I}(l, \omega, \delta, \mu, \phi) \cos a \phi d\phi. \quad (5)$$

综合 (2) 式和 (4) 式, 有

$$I(x, y, \delta, \mu, \phi) = \sum_{a=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{\omega=0}^{\infty} \tilde{I}(l, \omega, \delta, \mu, a) \cos(\phi - \phi_0) \cos \frac{l\pi x}{L} \cos \frac{\omega\pi y}{W}. \quad (6)$$

如果对三维传输方程 (1) 式中的各项作用双余弦变换, 即等式两边同乘以

$\frac{4}{L_i W_w} \cos \frac{l\pi x}{L} \cos \frac{\omega\pi y}{W}$, 再在 $0 \leq x \leq L$, $0 \leq y \leq W$ 范围内对 x 和 y 积分, 则可以得到:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \hat{I}(l, \omega, \delta, \mu, \phi)}{\partial \delta} &= \hat{I}(l, \omega, \delta, \mu, \phi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} \hat{I}(l, \omega, \delta, \mu', \phi') P(\delta, \mu, \phi, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \\ &+ \frac{\eta}{\beta_e(\delta)} \sum_{\omega'=0}^{\infty} \sum_{l'=0}^{\infty} \hat{I}(l', \omega', \delta, \mu, \phi) \cdot S(l', \omega', l, \omega, \phi) \\ &+ \frac{\eta}{\beta_e(\delta)} \sum_{\omega'=0}^{\infty} \sum_{l'=0}^{\infty} \hat{I}(l', \omega', \delta, \mu, \phi) \cdot B(l', \omega', l, \omega, \phi) \\ &- \frac{1}{\beta_e(\delta)} \hat{I}_{si}(l, \omega, \delta, \mu, \phi) - \hat{I}_\epsilon(l, \omega, \delta, \mu, \phi). \end{aligned} \quad (7)$$

(7) 式仍是一个与 ϕ 有关的多模传输方程, 若将其等号两端同乘以 $\frac{\cos a \phi}{(1 + \delta_a)\pi}$, 并在

$0 \leq \phi \leq 2\pi$ 范围内对 ϕ 积分, 则可得到关于 $\tilde{I}(l, \omega, \delta, \mu, a)$ 的方程:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \tilde{I}(l, \omega, \delta, \mu, a)}{\partial \delta} &= \tilde{I}(l, \omega, \delta, \mu, a) - \int_{-1}^{+1} P'(\delta, \mu, \mu') \cdot \tilde{I}(l, \omega, \delta, \mu', a) d\mu' \\ &+ \frac{\eta}{\beta_e(\delta)(1 + \delta_a)\pi} \sum_{a'=0}^{\infty} \sum_{\omega'=0}^{\infty} \sum_{l'=0}^{\infty} \tilde{I}(l', \omega', \delta, \mu, a') \cdot S'(l', \omega', a', l, \omega, a) \\ &- \frac{\eta}{\beta_e(\delta)} \sum_{a'=0}^{\infty} \sum_{\omega'=0}^{\infty} \sum_{l'=0}^{\infty} \tilde{I}(l', \omega', \delta, \mu, a') \cdot B'(l', \omega', a', l, \omega, a) \\ &- \tilde{I}_{si}(l, \omega, \delta, \mu, a) - \tilde{I}_\epsilon(l, \omega, \delta, \mu, a), \end{aligned} \quad (8)$$

其中, $P'(\delta, \mu, \mu')$ 为相函数 $P(\delta, \mu, \phi, \mu', \phi')$ 的 Legendre 展开式, $S'(l', \omega', a', l, \omega, a)$ 称为侧面出射张量, $B'(l', \omega', a', l, \omega, a)$ 称为边界辐散张量, $\tilde{I}_{si}(l, \omega, \delta, \mu, a)$ 为侧面入射多模振幅, $\tilde{I}_\epsilon(l, \omega, \delta, \mu, a)$ 为源函数的多模振幅^[2]。

(8) 式即为多模传输方程, 若固定 l 、 ω 、 a , 该方程只与 δ 和 μ 有关, 这与一维传输方程类似。

引入矩阵量:

$$\begin{aligned} \mathbf{I} &= \{\tilde{I}(l, \omega, \delta, \mu, a)\}, \\ \mathbf{I}_{si} &= \{\tilde{I}_{si}(l, \omega, \delta, \mu, a)\}, \\ \mathbf{I}_\epsilon &= \{\tilde{I}_\epsilon(l, \omega, \delta, \mu, a)\}, \\ \mathbf{E} &= \{\delta_{l-l'} \delta_{\omega-\omega'} \delta_{a-a'}\}, \\ \mathbf{P} &= \{\delta_{l-l'} \delta_{\omega-\omega'} \delta_{a-a'} P'(\delta, \mu, \mu')\}, \\ \mathbf{S} &= \left\{ \frac{S'(l', \omega', a', l, \omega, a)}{1 + \delta_a} \right\}, \end{aligned}$$

$$\mathbf{B} = \{B'(l', \omega', a', l, \omega, a)\},$$

以上各式中, $l', \omega', a', l, \omega, a = 0, 1, 2, \dots$ 。于是, 由 (8) 式产生的一组方程可写成矩阵形式:

$$\mu \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \delta} = \mathbf{I} \left[\mathbf{E} + \frac{\eta}{\beta_c(\delta)\pi} \mathbf{S} - \frac{\eta}{\beta_c(\delta)} \mathbf{B} \right] - \int_{-1}^{+1} \mathbf{P} \mathbf{I} d\mu' - (\mathbf{I}_{\text{si}} + \mathbf{I}_{\epsilon}), \quad (9)$$

(9) 式称为矩阵量的多模传输方程。

2.2 多模传输方程的离散纵标解法

在实际计算中, 辐射强度对 x 、 y 和 ϕ 的展开项数分别取有限 F 项、 G 项和 J 项, 即:

$$l, l' = 0, 1, 2, \dots, F; \quad \omega, \omega' = 0, 1, 2, \dots, G; \quad a, a' = 0, 1, 2, \dots, J.$$

将多模传输方程中对 μ 的积分改为按 $2N$ 个离散点高斯求和法进行求和, 则由 (9) 式可得到如下 $2N$ 个方程:

$$\begin{aligned} \mu_i \frac{d\mathbf{I}(\delta, \mu_i)}{d\delta} = & \mathbf{I}(\delta, \mu_i) \left[\mathbf{E} + \frac{\eta(\mu_i)}{\beta_c(\delta)\pi} \mathbf{S} - \frac{\eta(\mu_i)}{\beta_c(\delta)} \mathbf{B} \right] - \sum_{i'=-N, i' \neq 0}^N C_{i'} \mathbf{P}(\delta, \mu_i, \mu_{i'}) \mathbf{I}(\delta, \mu_{i'}) \\ & - [\mathbf{I}_{\text{si}}(\delta, \mu_i) + \mathbf{I}_{\epsilon}(\delta, \mu_i)] \quad (i = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm N), \end{aligned} \quad (10)$$

其中, C_i 或 $C_{i'}$ 为高斯求和权重, μ_i 或 $\mu_{i'}$ 为求和分割点。

重新定义下列矩阵量:

$$\left\{ \begin{aligned} \mathbf{I}^{\pm} &= \{\tilde{\mathbf{I}}(l, \omega, \delta, \pm \mu_i, a)\}, \\ \mathbf{I}_{\text{si}}^{\pm} &= \{\tilde{\mathbf{I}}_{\text{si}}(l, \omega, \delta, \pm \mu_i, a)\}, \\ \mathbf{I}_{\epsilon}^{\pm} &= \{\tilde{\mathbf{I}}_{\epsilon}(l, \omega, \delta, \pm \mu_i, a)\}, \\ \mathbf{E} &= \{\delta_{l-l'} \delta_{\omega-\omega'} \delta_{a-a'} \delta_{i-i'}\}, \\ \mathbf{M} &= \{\delta_{l-l'} \delta_{\omega-\omega'} \delta_{a-a'} \delta_{i-i'} \mu_i\}, \\ \mathbf{C} &= \{\delta_{l-l'} \delta_{\omega-\omega'} \delta_{a-a'} \delta_{i-i'} C_i\}, \\ \mathbf{L} &= \{\delta_{l-l'} \delta_{\omega-\omega'} \delta_{a-a'} \delta_{i-i'} \eta_i\}, \\ \mathbf{S} &= \left\{ \delta_{i-i'} \frac{S'(l', \omega', a', l, \omega, a)}{1 + \delta_a} \right\}, \\ \mathbf{B} &= \{\delta_{i-i'} B'(l', \omega', a', l, \omega, a)\}, \\ \mathbf{P}^{\pm} &= \{\delta_{l-l'} \delta_{\omega-\omega'} \delta_{a-a'} P'(\delta, \pm \mu_i, \mu_{i'})\} \end{aligned} \right. \quad (11)$$

其中, $l', l = 0, 1, 2, \dots, F$; $\omega', \omega = 0, 1, 2, \dots, G$; $a', a = 0, 1, 2, \dots, J$; $i', i = 1, 2, \dots, N$ 。

则 (10) 式表示的一组方程可写成如下的矩阵形式:

$$\begin{bmatrix} \frac{d\mathbf{I}^+}{d\delta} \\ \frac{d\mathbf{I}^-}{d\delta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\alpha & -\beta \\ \beta & \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{I}^+ \\ \mathbf{I}^- \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{Q}^+ \\ \mathbf{Q}^- \end{bmatrix}, \quad (12)$$

其中,

$$\left\{ \begin{aligned} \alpha &= \mathbf{M}^{-1} \left[\mathbf{P}^+ \mathbf{C} - \mathbf{E} - \frac{1}{\beta_c(\delta)\pi} \mathbf{L} \mathbf{S} + \frac{1}{\beta_c(\delta)} \mathbf{L} \mathbf{B} \right], \\ \beta &= \mathbf{M}^{-1} \mathbf{P}^- \mathbf{C}, \\ \mathbf{Q}^{\pm} &= \mathbf{M}^{-1} [\mathbf{I}_{\text{si}}^{\pm} + \mathbf{I}_{\epsilon}^{\pm}]. \end{aligned} \right. \quad (13)$$

(12) 式是一个与一维传输方程完全类似的方程，因此，对这样的方程可以沿用一维传输问题的求解方法。将求到的多模振幅 $\tilde{I}(l, \omega, \delta, \mu, a)$ 按照 (6) 式合成，即可得到三维传输方程的解。

2.3 三维多模传输理论在程序中的实现

如前所述，矩阵量的多模传输方程 [如 (12) 式所示] 是一个与一维传输方程形式完全类似的方程，所不同的是此时传输方程中的一些矩阵量的定义已经改变 [如 (11) 式]。对于这样的方程，本文沿用解决一维传输问题的离散纵标法来进行求解。

首先，考察 (11) 式中的矩阵量多模振幅：

$$\mathbf{I}^{\pm} = \{\tilde{I}(l, \omega, \delta, \pm \mu_i, a)\}, \quad (14)$$

若将其变量 l, ω, a, i 合成为一个总变量 k ，即当 l, ω, a, i 分别在

$$\begin{cases} l = 0, 1, 2, \dots, F \\ \omega = 0, 1, 2, \dots, G \\ a = 0, 1, 2, \dots, J \\ i = 1, 2, \dots, N \end{cases}$$

范围内取定某一值时，相应地， k 在

$$k = 1, 2, \dots, (F+1) \times (G+1) \times (J+1) \times N$$

范围内得到一固定取值，于是，(14) 式变为

$$\mathbf{I}^{\pm} = \{\tilde{I}(\delta, \pm k)\}. \quad (15)$$

这样，三维传输方程中矩阵量多模振幅的变量个数与一维离散纵标法中矩阵量辐射强度的变量个数完全相同，只是此时 (15) 式中的变量 k 是四个变量合成的总变量。对 (11) 式中其余的矩阵量可用同样的方法减少其变量个数。由此可见，对于三维多模振幅的求解过程完全可以套用 DISORT 程序。但正如 (11) 式和 (13) 式所示，此时传输方程中各矩阵量的定义已经改变，因此，对整个 DISORT 程序中有关参量和子程序需作相应改动。

需要特别指出的是，由于云的三维结构的影响，云体接受的直接太阳辐射分为顶面入射和侧面入射两部分（如图 1，假定太阳处于 $x-z$ 平面，云体中区域 I 接受顶面入射，直射辐射能量随云厚 z 呈指数衰减；区域 II 接受侧面入射，直射辐射能量随着云厚 z 的增加不发生变化）。于是，在程序中须考虑云体区域中不同的直接入射源函数。并且，如 (13) 式所示，除直接入射源以外，此时的源函数项还包含与地表反射性质有关的侧面入射多模振幅 $\mathbf{I}_{\text{地}}^{\pm}$ 。总的源函数有如下不同于一维时的形式：

$$Q = X_1(\mu) + X_0(\mu) e^{\frac{-z}{\mu_0}}. \quad (16)$$

相应的代数方程的特解也应设成与一维时不同的形式。经推导，形如 (16) 式的特解形式是符合原方程的。我们据此对原

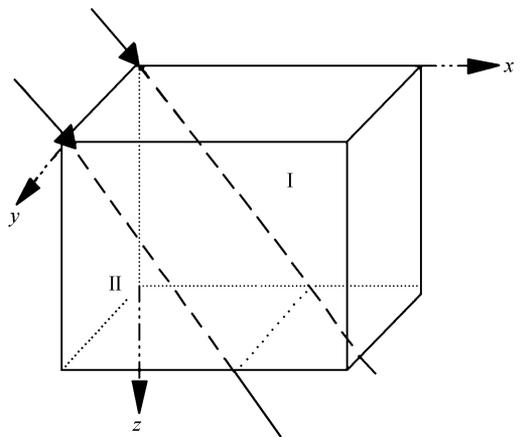


图 1 三维结构云体的顶面入射和侧面入射

DISORT程序中的有关参量和语句作了修改。

通过上述过程,我们可以由修改后得到的 MM-DISORT 程序求得 (15) 式中定义的 $\mathbf{I}^{\pm} = \{\tilde{I}(\delta, \pm k)\}$, 再根据总变量 k 与变量 l, ω, a, i 的对应关系, 将 $\mathbf{I}^{\pm} = \{\tilde{I}(\delta, \pm k)\}$ 还原成多模振幅 $\mathbf{I}^{\pm} = \{\tilde{I}(l, \omega, \delta, \pm \mu_i, a)\}$ 。最后, 将求到的多模振幅 $\tilde{I}(l, \omega, \delta, \mu, a)$ 按照 (6) 式合成, 即可得到三维传输方程的解。

3 计算方法和步骤

针对相同微结构的平面平行云和三维孤立云块, 我们分别采用 DISORT 和 MM-DISORT 计算了云顶和云底的净辐射通量之差。通过考察两种模式结果在云块水平尺度足够大时是否趋于一致, 可以检验 MM-DISORT 模式计算结果的合理性。同时, 由于在平面平行的情形下, 云顶和云底的净辐射通量之差即为整个云层的吸收量, 因此, 通过比较由 DISORT 和 MM-DISORT 得到的云顶和云底的净辐射通量差的计算结果, 可以初步获得云吸收受云体三维结构影响的信息。

在本文的计算中, 忽略大气背景和地面反射, 只考虑单独云层的存在。波长为 $0.65 \mu\text{m}$ 和 $1.39 \mu\text{m}$ 的水云模式取自文献 [4]。

我们分别计算了厚度为 0.1 km 、 0.5 km 、 1.0 km 和 2.0 km 的平面平行云层在 $0.65 \mu\text{m}$ 、 $1.39 \mu\text{m}$ 波段对太阳辐射的吸收率。太阳入射天顶角分别取为 10° 、 30° 、 60° 。同时, 计算了相同状况下厚度相同的孤立云块云顶和云底的净辐射通量之差。三维孤立云块的水平尺度 (云块的长度和宽度) 分别取 1.0 km 、 5.0 km 、 10 km 、 20 km 、 50 km 、 100 km 、 200 km 、 500 km 。根据 Preisendorfer 和 Stephens 对多模传输解法收敛状况的模拟结果^[2], 在 MM-DISORT 的计算中, 辐射强度对 x 和 y 的展开项数均取为 4。另外, 在三维情形下, 云块每个面上的辐射强度并不是均匀的, 因此对辐射通量值的精确算法应该是将面上各点的辐射强度分别按一定角度积分, 再将积分结果在整个面上求平均。为简单起见, 我们仅考察云顶和云底中心处的辐射通量值。

具体计算步骤如下:

(1) 输入 DISORT 模式所需的各输入参量。

(2) 由 DISORT 模式得出平面平行云层云顶和云底的净辐射通量, 整个云层的吸收率由下式计算:

$$A = \frac{U_{\text{toc}} - U_{\text{boc}}}{V_{\text{toc}}},$$

其中, U_{toc} 和 U_{boc} 分别是云层顶部和底部的净辐射通量, V_{toc} 为云顶入射的太阳辐射通量。

(3) 采用 MM-DISORT 程序, 和上述步骤 (1)、(2) 类似, 计算出三维孤立云块云顶和云底的净辐射通量之差, 此差值仍用与顶面入射太阳辐射的比值来表示。

4 计算结果

图 2 至图 4 依次为不同厚度的平面平行云与三维孤立云块在 $0.65 \mu\text{m}$ 波段的 A 值

(如上文所定义) 比较, 其中实线为孤立云块, 虚线为平面平行云。云层的几何和光学厚度, 以及入射太阳辐射的天顶角分别如图所示。云水在 $0.65 \mu\text{m}$ 波段无吸收, 因而, 由 DISORT 模式得出的平面平行云层在该波段的 A 值均为零。

分析图 2 至图 4 中实线和虚线所表征的 A 值的差异, 可以看出, 当水平尺度较小

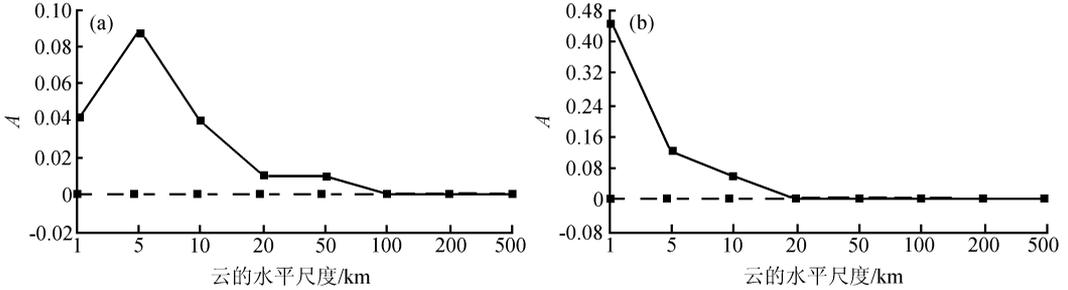


图 2 平面平行云及三维孤立云块的 A 值比较 (波长为 $0.65 \mu\text{m}$, 云的几何厚度为 0.1 km , 光学厚度为 7.66)

(a) 入射太阳天顶角为 30° ; (b) 入射太阳天顶角为 60° 。实线: 孤立云块; 虚线: 平面平行云

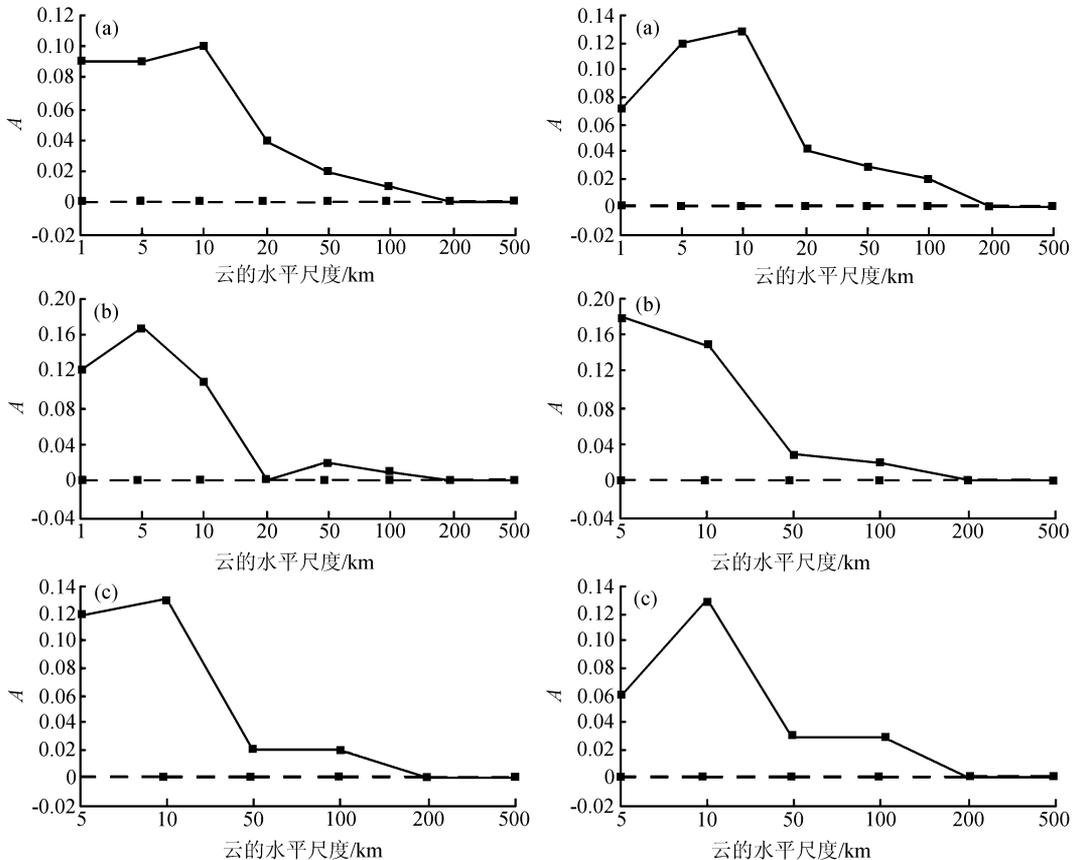


图 3 同图 2, 但云的几何厚度为

0.5 km ; 光学厚度为 38.3

(a) 入射太阳天顶角为 10° ; (b) 入射太阳天顶角为 30° ; (c) 入射太阳天顶角为 60°

图 4 同图 2, 但云的几何厚度为

1.0 km , 光学厚度为 76.6

(a) 入射太阳天顶角为 10° ; (b) 入射太阳天顶角为 30° ; (c) 入射太阳天顶角为 60°

时, 云的三维影响非常显著, 即孤立云块云顶和云底的净辐射通量之差明显超出平面平行云时的情形。以 0.1 km 厚 (光学厚度为 7.66) 的云块为例 (如图 2): 水平尺度为 1 km 的孤立云块在太阳入射天顶角为 30° 和 60° 时, 其 A 值分别比平面平行云的 A 值超出 0.04 和 0.45。当云更厚时 (如图 3、图 4), 两者差异的最大值一般在 0.1 上下, 并且随入射太阳天顶角的变化不是太显著。随着云的水平尺度增大, 云的三维影响呈减弱趋势。当水平尺度接近或超过 200 km 时, 孤立云块云顶与云底的净辐射通量差值接近于平面平行云的状况。

图 5 至图 7 为 $1.39 \mu\text{m}$ 波段的计算结果, 云水在此波段有吸收。由图 5~7 中 DISORT 模式得出的平面平行云的结果可以看出, 较薄的平面平行云层, 其吸收率随太

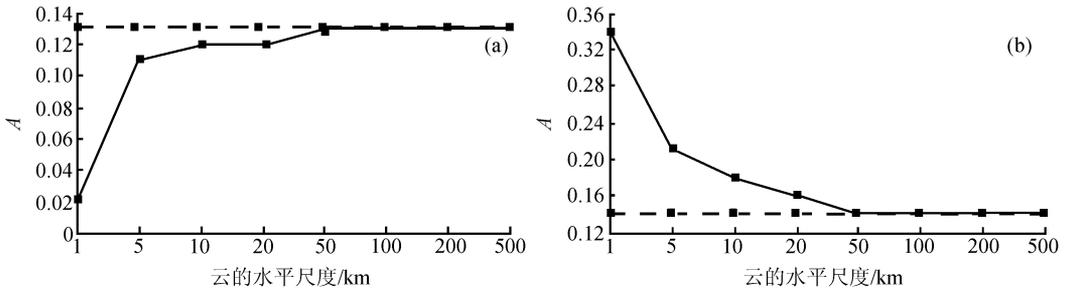


图 5 平面平行云及三维孤立云块的 A 值比较 (波长为 $1.39 \mu\text{m}$, 云的几何厚度为 0.1 km, 光学厚度为 7.76)
(a) 入射太阳天顶角为 10° ; (b) 入射太阳天顶角为 60° 。实线: 孤立云块; 虚线: 平面平行云

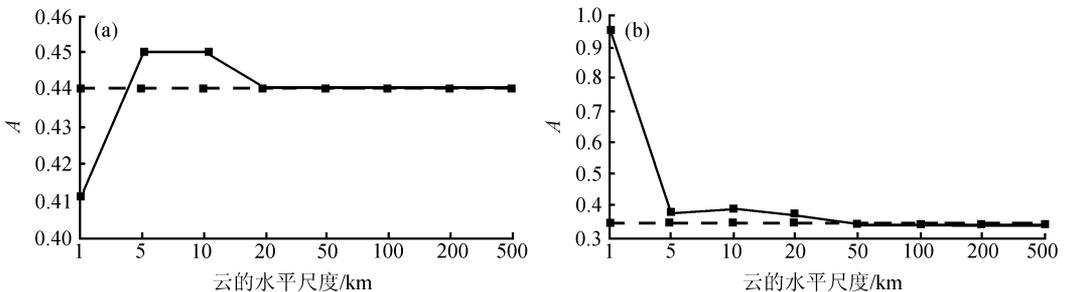


图 6 同图 5, 但云的几何厚度为 0.5 km, 光学厚度为 38.8
(a) 入射太阳天顶角为 10° ; (b) 入射太阳天顶角为 60°

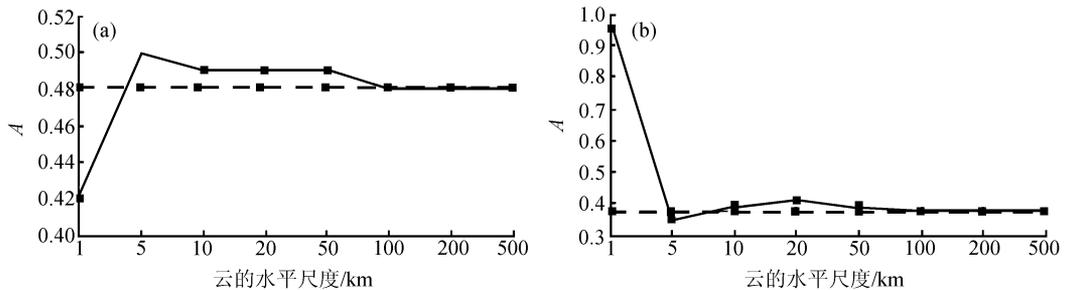


图 7 同图 5, 但云的几何厚度为 1.0 km, 光学厚度为 77.6
(a) 入射太阳天顶角为 10° ; (b) 入射太阳天顶角为 60°

阳入射天顶角的增加而略增。而较厚云层的吸收率则随太阳入射天顶角的增加而明显减小，这是由于云层较厚时，一方面，辐射在云内通过的路径增加，从而使吸收增加；另一方面，较厚云层的云顶反射也显著增加，并且超过了云内吸收增加的程度。以 0.1 km 厚（光学厚度为 7.76）的平面平行云层为例：当太阳辐射以 10° 天顶角入射时，云层的吸收率为 0.13，太阳天顶角增至 60° 时，云层的吸收率略增至 0.14，增加了 0.01（如图 5）。而厚度为 0.5 km（光学厚度为 38.8）和 1.0 km（光学厚度为 77.6）的平面平行云层，其吸收率在太阳入射天顶角由 10° 增加至 60° 时，分别减小了 0.1 以上（如图 6、图 7）。

比较图 5~7 中平面平行云与三维孤立云块云顶和云底的净辐射通量差值，可以看出，在 $1.39 \mu\text{m}$ 波段，当水平尺度较小时，云的三维影响非常明显，尤其是入射太阳天顶角度较大时。以 0.1 km 厚的云层为例：入射太阳天顶角为 60° 时，和相同状况下平面平行云相比，水平尺度为 1 km 的孤立云块的 A 值要超出一倍以上（如图 5b）。厚度为 0.5 km 和 1.0 km 的云层在入射太阳天顶角为 60° 时也类似（如图 6b、图 7b）。当水平尺度接近或超过 50 km 时，云的三维影响已经很弱，孤立云块云顶与云底的净辐射通量差值接近于平面平行云的状况。

此外，对比两个波段的计算结果，可以发现，在云水有吸收的 $1.39 \mu\text{m}$ 波段，使得孤立云块的 A 值完全趋近于平面平行云时的水平尺度阈值（约 50 km），要明显小于云水无吸收的 $0.65 \mu\text{m}$ 波段时的情形（水平尺度阈值约 200 km）。这表明，当云中的吸收作用增强时，云的三维影响将趋于减弱，这个结论与 Davies 的研究^[5]结果一致。

5 结论

本文以三维多模传输理论和辐射传输计算程序软件包 DISORT 为基础，发展出一套计算三维空间多次散射过程的程序（MM-DISORT），并由此初步探讨了短波段相同微结构的平面平行云和孤立云块云顶与云底的净辐射通量差值之间的差异。计算结果显示，水平尺度足够大的立体云块，其云顶与云底的净辐射通量差值接近于平面平行云时的情形。这样的结果是合理的，反过来也证实了 MM-DISORT 程序的可靠性。

我们选择了 $0.65 \mu\text{m}$ 和 $1.39 \mu\text{m}$ 两个波段进行计算。结果表明，在云水无吸收的 $0.65 \mu\text{m}$ 波段，当水平尺度较小时，云的三维影响非常显著；当水平尺度接近或超过 200 km 时，云的三维影响已经消失，孤立云块云顶与云底的净辐射通量差值接近于平面平行云的吸收率。在云水有吸收的 $1.39 \mu\text{m}$ 波段，当水平尺度较小时，云的三维影响非常明显，尤其是入射太阳天顶角度较大时；当水平尺度接近或超过 50 km 时，云的三维影响已经很弱，孤立云块云顶与云底的净辐射通量差值接近于平面平行云的吸收率。同时，两个波段的计算结果也显示，当云中的吸收作用增强时，云的三维影响将趋于减弱。

参 考 文 献

- 2 Preisendorfer, R. W., and G. Stephens, Multimode radiative transfer in finite optical media. I: Fundamentals, *J. Atmos. Sci.*, 1984, **41** (5), 709~724.
- 3 Preisendorfer, R. W., and G. Stephens, Multimode radiative transfer in finite optical media. II: Solutions, *J. Atmos. Sci.*, 1984, **41** (5), 725~735.
- 4 佟彦超、刘长盛, 卷云与水云的短波透射与反射特性, *大气科学*, 1998, **22**, 32~38.
- 5 Davies, R., The effect of finite geometry on the three-dimensional transfer of solar irradiance in clouds, *J. Atmos. Sci.*, 1978, **35**, 1712~1725.

An Attempt to Study the Three-Dimensional Radiative Properties of Cloud Using the Theory of Multimode Transfer

Hu Liqin¹⁾, and Liu Changsheng²⁾

1) (*National Satellite Meteorological Center, China Meteorological Administration, Beijing 100081*)

2) (*Department of Atmospheric Science, Nanjing University, Nanjing 210093*)

Abstract Clouds are the major contributor to modulate the energy balance of the earth-atmosphere system. Observations have confirmed that almost no cloud field on Earth are horizontally and vertically uniform. But most studies on cloud-radiation are based on the assumption of plane-parallel radiative transfer. Methods for modeling radiative transfer in inhomogeneous three-dimensional media are still few. This paper gives an overview of the theory of 3D multimode radiative transfer, and developed a code based on this theory and DISORT (the most common code of 1D radiative transfer) to investigate the influence of the sides of the finite clouds on cloud shortwave absorption.

Key words: three-dimensional radiative transfer; theory of multimode radiative transfer; cloud radiation; cloud short wave absorption