

不同侧边界条件下水平有限降水云的 微波辐射模式研究*

林龙福** 吕达仁 刘锦丽 吴北婴

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100029)

提 要

从空间微波遥感降水定量分布的目标出发, 本文研究在非对称侧边界条件下水平有限降水云的微波辐射率的计算公式。由普适性三维辐射传输方程出发, 推导出非对称侧边界条件下的微波辐射率解析表达式。用热带降水云典型参数所作初步数值试验表明, 相对于对称侧边界条件非对称侧边界条件对于上行(卫星所测)辐射率具有不可忽略的作用, 且这种作用对于不同的微波频率具有不同的强度, 甚至有符号的差别。云的不均匀尺度越小, 这种作用越强。由于热带降水大多具有高度非均匀对流云带状或云团结构, 本文所发展的模式将对微波遥感这类降雨定量分布发挥重要作用。

关键词: 辐射传输模式(三维); 微波遥感; 降水云。

一、引 言

作为水分循环和地球能量交换与输送的重要机制, 降水在大尺度和全球尺度上的可靠观测始终是大气探测的前沿问题之一。利用卫星被动微波遥感估计海洋上和不可及的大片陆地上的降水作为可行的手段已成为 TRMM^[1]卫星计划的重要组成部分。被动微波遥感降水的方法之一是利用微波辐射传输模式预测已知地球物理参数条件下的上行辐射率, 依此建立反演技术, 由卫星测知的辐射率估计降水率。为此人们发展了许多降水云的微波辐射传输模式。为研究水平尺度有限的对流降水云的微波辐射特性, Weinman 和 Davies^[2]以及 Kummerow 等人^[3]先后发展了一层和多层的有限云三维辐射传输模式。这些模式由于引入了对称侧边界条件的假设, 对于孤立的水平有限云且云的周围大气特性均匀时, 模拟结果较好。但是, 无法研究侧边界条件不对称时有限云的辐射情况。本文试图解决不对称侧边界条件下三维辐射传输方程的求解问题, 并依此建立模式, 给出初步的计算结果。

1993年9月24日收到, 1994年1月4日收到修改稿。

* 国家自然科学基金高技术项目资助。

** 现在工作单位: 空军气象学院。

二、模式理论

1. 三维辐射传输方程的简化

三维辐射传输方程的一般表达式在直角坐标系下可由下式给出^[4]:

$$\sin\theta\cos\varphi\frac{\partial I}{\partial x} + \sin\theta\sin\varphi\frac{\partial I}{\partial y} + \cos\theta\frac{\partial I}{\partial z} = -k(I - J), \quad (1)$$

其中, I 为辐射率, k 为消光系数, J 为源函数。

考虑微波段的辐射特性时, 引入 Rayleigh-Jeans 近似, 并将温度廓线用线性函数表示时, 源函数可表为

$$J(x, y, z, \theta, \varphi) = (1 - a)(B_0 + B_1 z) + \frac{a}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\theta, \varphi; \theta', \varphi') I(\theta', \varphi') d\mu' d\varphi', \quad (2)$$

其中, a 为单次散射反照率, $P(\theta, \varphi; \theta', \varphi')$ 为相函数。

引入 Eddington 近似并根据 Giovannelli^[5]的做法, 对方程进行适当的变换, 可得如下方程:

$$\nabla^2 I_0 = \lambda^2 (I_0 - B_0 - B_1 z). \quad (3)$$

文献[2]中, 讨论了详细的推导过程。

方程 (3) 中, I_0 是在空间任意点上, 辐射率在 4π 弧度立体角上的平均值, 即

$$I_0(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I(x, y, z, \theta, \varphi) d(\cos\theta) d\varphi. \quad (4)$$

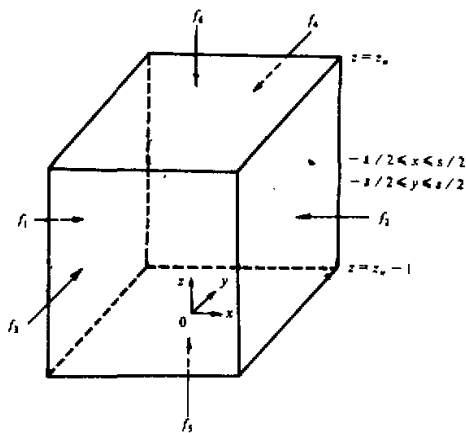


图 1 降水云模型示意图

而

$$\lambda = k[3(1 - a)(1 - ag)]^{1/2},$$

$$h = 3k(1 - ag)/2,$$

其中, g 为不对称因子。

对方程 (3) 给定相应的边界条件, 则构成一个边值问题。如果这个边值问题可解出, 则可求出区域内任意空间点和方向的源函数和辐射率^[2]。

2. 边值问题的求解

对于如图 1 所示的立方体云, 其侧边界条件可由侧向辐射通量给定。因此, 需求解的边值问题在所给坐标系中可如下给出:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla^2 I_0 = \lambda^2 (I_0 - B_0 - B_1 z), \\ \left(I_0 - \frac{1}{h} \frac{\partial I_0}{\partial x} \right)_{x=-s/2} = f_1, \\ \left(I_0 + \frac{1}{h} \frac{\partial I_0}{\partial x} \right)_{x=s/2} = f_2, \\ \left(I_0 - \frac{1}{h} \frac{\partial I_0}{\partial y} \right)_{y=-s/2} = f_3, \\ \left(I_0 + \frac{1}{h} \frac{\partial I_0}{\partial y} \right)_{y=s/2} = f_4, \\ \left(I_0 - \frac{1}{h} \frac{\partial I_0}{\partial z} \right)_{z=z_{n-1}} = f_5, \\ \left(I_0 + \frac{1}{h} \frac{\partial I_0}{\partial z} \right)_{z=z_n} = f_6, \end{array} \right. \quad (5)$$

下面分几种侧边界条件的不同情况, 解出上述边值问题.

(1) 当侧边界条件为对称边界条件时

此时有

$$f_1 = f_2 = f_3 = f_4 = f$$

利用有限 Fourier 变换方法^[6], 定义为

$$\Gamma(\zeta_i, \zeta_j, z) = \int_{-s/2}^{s/2} \int_{-s/2}^{s/2} (I_0 - f) \cos(\zeta_i x) \cos(\zeta_j y) dx dy. \quad (6)$$

进一步, 将特征值 ζ_i 和 ζ_j 定义为

$$\zeta_{ij} = h \operatorname{ctg}(\zeta_{ij} s / 2). \quad (7)$$

并对 (5) 式中的方程进行有限 Fourier 变换, 即在方程的两边作如下变换

$$\int_{-s/2}^{s/2} \int_{-s/2}^{s/2} \cdots \cos(\zeta_i x) \cos(\zeta_j y) dx dy.$$

则方程变成有关 $\Gamma(\zeta_i, \zeta_j, z)$ 的微分方程, 考虑(5)式中前四个边界条件后, 有

$$\frac{\partial^2 \Gamma(\zeta_i, \zeta_j, z)}{\partial z^2} - \Lambda_{ij}^2 \Gamma(\zeta_i, \zeta_j, z) = \chi_{0ij} + \chi_{1ij} z, \quad (8)$$

其中

$$\Lambda_{ij}^2 = \lambda^2 + \zeta_i^2 + \zeta_j^2, \quad (9)$$

$$\chi_{0ij} = \frac{4\lambda^2}{\zeta_i \zeta_j} (f - B_0) \sin(\zeta_i s / 2) \sin(\zeta_j s / 2), \quad (10)$$

$$\chi_{1ij} = -\frac{4\lambda^2}{\zeta_i \zeta_j} B_1 \sin(\zeta_i s / 2) \sin(\zeta_j s / 2). \quad (11)$$

因此, $\Gamma(\zeta_i, \zeta_j, z)$ 具有如下形式的解

$$\Gamma(\zeta_i, \zeta_j, z) = C + D e^{\Lambda_{ij} z} + C - D e^{-\Lambda_{ij} z} - \frac{\chi_{0ij}}{\Lambda_{ij}^2} - \frac{\chi_{1ij}}{\Lambda_{ij}^2} z. \quad (12)$$

最后, I_0 可由逆变换求出, 即

$$I_0(x, y, z) = \sum_i \sum_j \frac{4\zeta_i \zeta_j \cos(\zeta_i x) \cos(\zeta_j y)}{[\zeta_i s + \sin(\zeta_i s)][\zeta_j s + \sin(\zeta_j s)]} \Gamma(\zeta_i, \zeta_j, z) + f. \quad (13)$$

在 (12) 式中, 常系数 C_{+ij} 、 C_{-ij} 可由 (5) 式中的最后两个边界条件唯一地确定出^[2]。

(2) 当侧边界条件为不对称边界条件时

对边值问题 (5) 作如下分解, 即分解成对称侧边界条件和不对称侧边界条件的边值问题。取

$$I_0(x, y, z) = u(x, y, z) + w(x, y, z) + v(x, y, z),$$

并且有

$$\begin{cases} \nabla^2 u = \lambda^2 (u - B_0 - B_1 z), \\ \left(u - \frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial x}\right)_{x=-s/2} = f_1, \\ \left(u + \frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial x}\right)_{x=s/2} = f_1, \\ \left(u - \frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=-s/2} = f_1, \\ \left(u + \frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=s/2} = f_1, \\ \left(u - \frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=z_{n-1}} = f_5, \\ \left(u + \frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=z_n} = f_6, \end{cases} \quad (14)$$

和

$$\begin{cases} \nabla^2 w = \lambda^2 w, \\ \left(w - \frac{1}{h} \frac{\partial w}{\partial x}\right)_{x=-s/2} = 0, \\ \left(w + \frac{1}{h} \frac{\partial w}{\partial x}\right)_{x=s/2} = 0, \\ \left(w - \frac{1}{h} \frac{\partial w}{\partial y}\right)_{y=-s/2} = f_3 - f_1, \\ \left(w + \frac{1}{h} \frac{\partial w}{\partial y}\right)_{y=s/2} = f_4 - f_1, \\ \left(w - \frac{1}{h} \frac{\partial w}{\partial z}\right)_{z=z_{n-1}} = 0, \\ \left(w + \frac{1}{h} \frac{\partial w}{\partial z}\right)_{z=z_n} = 0, \end{cases} \quad (15)$$

以及

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla^2 v = \lambda^2 v, \\ \left(v - \frac{1}{h} \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{x=-s/2} = 0, \\ \left(v + \frac{1}{h} \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{x=s/2} = f_2 - f_1, \\ \left(v - \frac{1}{h} \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{y=-s/2} = 0, \\ \left(v + \frac{1}{h} \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{y=s/2} = 0, \\ \left(v - \frac{1}{h} \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z=z_{n-1}} = 0, \\ \left(v + \frac{1}{h} \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z=z_n} = 0. \end{array} \right. \quad (16)$$

根据前面的分析, 边值问题 (14) 的解可直接写出

$$u(x, y, z) = \sum_i \sum_j \frac{4\zeta_i \zeta_j \cos(\zeta_i x) \cos(\zeta_j y)}{[\zeta_i s + \sin(\zeta_i s)][\zeta_j s + \sin(\zeta_j s)]} \Gamma(\zeta_i, \zeta_j, z) + f_1. \quad (17)$$

因此, 只要解出 (15)、(16) 两个边值问题, 所求边值问题就可得到解决。

对于问题(15), 定义变换

$$\Gamma_w(\zeta_i, y, \zeta_k) = \int_{-s/2}^{s/2} \int_{z_{n-1}}^{z_n} w \cos(\zeta_i x) \cos \left[\zeta_k \left(z - \frac{z_n + z_{n-1}}{2} \right) \right] dx dz, \quad (18)$$

并将特征值 ζ_i 和 ζ_k 分别定义为

$$\zeta_i = h \operatorname{ctg}(\zeta_i s / 2),$$

和

$$\zeta_k = h \operatorname{ctg}(\zeta_k \Delta z / 2),$$

其中, $\Delta z = z_n - z_{n-1}$ 。

对方程 $\nabla^2 w = \lambda^2 w$ 作如下变换

$$\int_{-s/2}^{s/2} \int_{z_{n-1}}^{z_n} \cdots \cos(\zeta_i x) \cos \left[\zeta_k \left(z - \frac{z_n + z_{n-1}}{2} \right) \right] dx dz,$$

并利用问题(15) 中的四个齐次边界条件, 则可得关于 $\Gamma_w(\zeta_i, y, \zeta_k)$ 的微分方程

$$\frac{\partial^2 \Gamma_w}{\partial y^2} - \Lambda_{ik}^2 \Gamma_w = 0, \quad (19)$$

其中, $\Lambda_{ik}^2 = \lambda^2 + \zeta_i^2 + \zeta_k^2$ 。因而, Γ_w 有如下形式的解

$$\Gamma_w(\zeta_i, y, \zeta_k) = C_{w_1 ik} e^{\Lambda_{ik} y} + C_{w_2 ik} e^{-\Lambda_{ik} y}. \quad (20)$$

从而由逆变换即可写出 $w(x, y, z)$ 的表达式为

$$w(x, y, z) = \sum_i \sum_k \frac{4\zeta_i \zeta_k \cos(\zeta_i x) \cos \left[\zeta_k \left(z - \frac{z_n + z_{n-1}}{2} \right) \right]}{[\zeta_i s + \sin(\zeta_i s)][\zeta_k \Delta z + \sin(\zeta_k \Delta z)]} \Gamma_w(\zeta_i, y, \zeta_k). \quad (21)$$

$\Gamma_w(\zeta_i, y, \zeta_k)$ 的表达式中常系数 $C_{w_1 ik}$ 和 $C_{w_2 ik}$ 可利用如下正交特性

$$\int_{-s/2}^{s/2} \int_{z_{n-1}}^{z_n} \cos(\zeta_i x) \cos\left[\zeta_k \left(z - \frac{z_n + z_{n-1}}{2}\right)\right] \cos(\zeta_p x) \cos\left[\zeta_r \left(z - \frac{z_n + z_{n-1}}{2}\right)\right] dx dz = \begin{cases} 0, & \zeta_i \neq \zeta_p \text{ 或 } \zeta_k \neq \zeta_r \\ \frac{[\zeta_i s + \sin(\zeta_i s)][\zeta_k \Delta z + \sin(\zeta_k \Delta z)]}{4\zeta_i \zeta_k} & \zeta_i = \zeta_p \text{ 且 } \zeta_k = \zeta_r \end{cases}$$

由 (15) 式中两个非齐次边界条件求出。

容易验证 (21) 式是方程 $\nabla^2 w = \lambda^2 w$ 的解, 并且满足 (15) 式中描述的边界条件。

对于问题(16), 定义变换

$$\Gamma_v(x, \zeta_j, \zeta_k) = \int_{-s/2}^{s/2} \int_{z_{n-1}}^{z_n} v \cos(\zeta_j y) \cos\left[\zeta_k \left(z - \frac{z_n + z_{n-1}}{2}\right)\right] dy dz. \quad (22)$$

特征值 ζ_j 和 ζ_k 的定义如同前述。

对方程 $\nabla^2 v = \lambda^2 v$ 作如下变换

$$\int_{-s/2}^{s/2} \int_{z_{n-1}}^{z_n} \cdots \cos(\zeta_j y) \cos\left[\zeta_k \left(z - \frac{z_n + z_{n-1}}{2}\right)\right] dy dz,$$

并利用 (16) 式中的后四个齐次边界条件, 则可得关于 $\Gamma_v(x, \zeta_j, \zeta_k)$ 的微分方程

$$\frac{\partial^2 \Gamma_v}{\partial x^2} - \Lambda_{jk}^2 \Gamma_v = 0, \quad (23)$$

其中, $\Lambda_{jk}^2 = \lambda^2 + \zeta_j^2 + \zeta_k^2$ 。因而, $\Gamma_v(x, \zeta_j, \zeta_k)$ 有如下形式的解

$$\Gamma_v(x, \zeta_j, \zeta_k) = C_{v1jk} e^{\Lambda_{jk} x} + C_{v2jk} e^{-\Lambda_{jk} x}. \quad (24)$$

由逆变换写出 $v(x, y, z)$ 的表达式, 则

$$v(x, y, z) = \sum_j \sum_k \frac{4\zeta_j \zeta_k \cos(\zeta_j y) \cos\left[\zeta_k \left(z - \frac{z_n + z_{n-1}}{2}\right)\right]}{[\zeta_j s + \sin(\zeta_j s)][\zeta_k \Delta z + \sin(\zeta_k \Delta z)]} \Gamma_v(x, \zeta_j, \zeta_k). \quad (25)$$

$\Gamma_v(x, \zeta_j, \zeta_k)$ 表达式中常数 C_{v1jk} 和 C_{v2jk} 也可利用正交特性由 (16) 式中前两个边界条件求出。

利用分离变量方法同样可得 (15) 式和 (16) 式的解。

三、初步计算结果

根据上述模式理论建立了可以处理不同侧边界情况的水云有限降水云的多层模式。根据 Kummerow^[7]等人的分层方法在垂直方向上分为五层, 降水云的垂直结构依据 Wu 和 Weinman^[8]的取法设定。水成物的辐射特性计算采用 Yeh 等人^[9]根据 Mie 散射理论和 M-P 谱分布制成的专为微波辐射模式计算提供的表格, 以不失去多少精度 ($< 1.2K$) 的情况下大大提高计算效率。假定星上微波辐射计的视角 θ 为零度 (天底观测), 计算了几个微波通道上, 位于平静海面上的水平尺度为 5km 的降水云的上行辐射率, 以研究不同侧边界条件情况下上行辐射率对前者的敏感情况。

1. 对称侧边界条件下, 侧边界条件的变化对上行辐射率的影响

(1) 侧边界条件采用两种模式的计算值设定时

在相同的大气环境条件下, Kummerow 等人^[3]用简单平面平行无散射模式计算得的侧向通量值和用本文的三维模式计算得的无散射(即降水率为零)侧向通量值差异较大, 而将上述两种模式所得通量值分别作为三维模式的侧边界条件计算出的上行辐射率, 其亮温与降水率间的关系如图 2 所示。从图 2 中可以看出, 两种侧边界条件的差异引起亮温差异随通道的频率而异, 频率越高差异越大。在高频段亮温差异最大可达 40K 以上。因此, 更准确地给定模式的侧边界条件, 对于更准确地刻画亮温与降水率间的关系, 进而依此建立由亮温反演降水率的算法, 是很重要的。

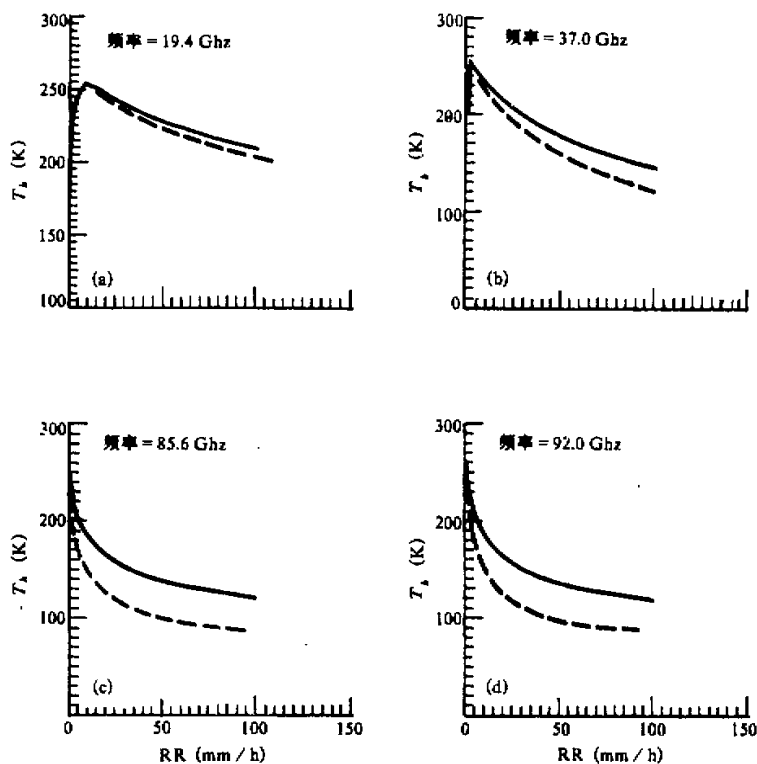


图 2 侧边界条件用三维模式值和平面平行模式值分别设定时, 亮温和降水率的关系曲线
实线: 采用三维模式值时; 虚线: 采用平面平行模式值时。(a) 19.4; (b) 37.0; (c) 85.6; (d) 92.0 GHz。

(2) 侧边界条件的变化引起的亮温差异随云尺度大小的变化

仍采用上述的两种侧边界条件的设定方法限定侧边界条件, 只是变化云的尺度时, 计算出的 32mm/h 降水率的情况下, 亮温随云的尺度大小的变化由表 1 给出。从表 1

中可以看出,侧边界条件对亮温的影响随云尺度的大小而异,尺度大,侧边界条件的影响小,反之亦然。因此,我们可以通过增大模式中云尺度参数使侧边界条件的影响减小,进而使侧边界条件的误差引入的亮温误差减小。但是,当降水云在水平方向上不均匀时,增大云尺度参数对降水云的垂直结构进行参数化将变得很粗,由此引入的亮温变化也将很大。因为亮温对降水云的垂直结构的变化也很敏感。所以,当降水云在水平方向上结构不均匀(例如飑线)时,模式的云尺度参数不能取得太大,而此时也必须考虑侧边界条件的影响。

表 1 在两种不同侧边界条件的作用下, 32mm/h 降水云的亮温随云尺度大小的变化。

侧边界条件 (A) 平面平行模式值; (B) 三维模式值, $\Delta T_b = T_b(B) - T_b(A)$ (K)

频率 (GHz)	S (km)						
		3	4	5	6	8	10
19.4	(A)	229.00	231.38	233.20	234.62	236.71	
	(B)	233.16	235.14	236.64	237.81	239.48	
	ΔT_b	4.16	3.76	3.44	3.19	2.77	
37.0	(A)	173.98	178.60	182.07	184.77	188.72	191.48
	(B)	190.39	193.48	195.68	197.31	199.55	200.99
	ΔT_b	16.41	14.88	13.61	12.54	10.83	9.51
92.0	(A)	112.08	111.01	110.24	109.68	108.89	108.35
	(B)	159.78	154.90	150.52	146.65	140.25	135.31
	ΔT_b	47.70	43.89	40.28	36.97	31.36	26.96

2. 非对称侧边界条件下, 侧边界条件的变化对上行辐射率的影响

设想相邻的两块降水云, 比较考虑两块云间相互作用和不考虑两块云间相互影响的情况下计算的亮温变化。考虑两块云间影响时, 在相邻边界上, 将一块云的侧向向外辐射通量作为另一块云的侧向向内辐射通量条件, 其它边界均采用无散射(降水率设置为零)时三维模式的通量值作为侧边界条件。不考虑两块云间影响时, 所有侧边界条件均用无散射时的三维模式的侧向通量值限定侧边界条件。选定 32mm/h 的雨强为一块云的降水率, 变化另一块云的降水率, 并将此云作为研究对象, 考察两块云间相互影响时和不计及这种影响时的亮温差异。表 2 给出了计算结果。从表 2 中可以看出, 所研究的那块云在考虑受到 32mm/h 降水云的影响和不考虑此影响时亮温值是有差异的。频率不同, 差异的幅度不同且在频率高时出现负的增量。分析相邻边界上的侧向通量分布可知, 对于所研究的云来讲, 把 32 mm/h 降水云的影响看作外源时, 较之大气背景在云的中下部具有增暖作用而在云的上部则起减温作用。在 19.4 和 37.0GHz 通道上, 有相邻的降水云影响时, 在中下层侧向通量值增大, 经吸收再发射和散射过程使上行辐射率有一个增强的趋势; 而在上层相邻降水云的影响使侧向向内的通量值减小, 使上行辐射率有一个减弱的趋势。由于在低频段上, 星上可测亮温对云的中下部敏感^[10], 云的中下部的辐射对亮温的贡献权重较大, 在云的中下部增强了的辐射率经过上层的衰减后仍可达星上的仪器。所以, 虽然有上层的减弱作用, 但是增强作用更强, 反映在表 2 中, 在

19.4 和 37.0GHz 通道上, 考虑云间相互影响时, 亮温增量均为正。在高频段上, 云的上部的辐射对亮温的贡献权重重大, 雨强小时, 上层的冰云量少, 不足以散射掉中下层增强了的辐射率, 亮温增量为正。但在雨强足够大时, 中下层的增强作用在上传过程中被衰减掉达不到星上的仪器, 同时上层的减弱作用越来越强, 使亮温的增量呈现负值。

表 2 相邻两块云具有辐射相互影响和不考虑相互影响时的亮温差异比较。

(1) 相互影响, (2) 不考虑相互影响。 $\Delta T_b = T_b(1) - T_b(2)$ (K)

RR (mm/h)		2	4	8	16	24	32	48	64	80	100
19.4 (GHz)	(1)	227.86	242.80	254.04	251.13	244.15	238.41	229.75	222.82	216.68	209.67
	(2)	227.45	241.86	252.39	249.10	242.21	236.64	228.30	221.61	215.67	208.83
	ΔT_b	0.41	0.94	1.65	2.03	1.94	1.77	1.45	1.21	1.01	0.84
37.0(GHz)	(1)	257.24	249.60	236.98	221.03	208.88	198.46	181.26	167.49	156.40	145.41
	(2)	255.46	246.98	233.89	217.83	205.82	195.68	179.12	166.07	155.47	144.85
	ΔT_b	1.78	2.62	3.09	3.20	3.06	2.78	2.14	1.42	0.93	0.56
85.6(GHz)	(1)	239.02	222.40	199.51	173.69	159.47	150.10	137.68	129.23	122.69	116.12
	(2)	235.72	218.09	196.00	173.13	160.90	152.82	141.87	134.15	127.96	121.58
	ΔT_b	3.30	3.31	3.51	0.56	-1.43	-2.72	-4.19	-4.92	-5.27	-5.46
92.0(GHz)	(1)	236.72	218.80	194.90	169.43	155.80	146.78	134.66	126.33	119.88	113.46
	(2)	233.05	214.40	191.96	169.89	158.30	150.52	139.73	131.98	125.77	119.40
	ΔT_b	3.69	4.40	2.94	-0.46	-2.50	-3.74	-5.07	-5.65	-5.89	-5.94

在考察的所有通道上, 亮温增量值先增大然后再减小。这是由于随着降水率的增加, 吸收再发射和散射衰减的辐射过程都在增强的缘故。在雨强小时, 前者为主要过程, 随着雨强增大, 后者逐渐变得更强, 使增量值出现一个峰值, 只是这一峰值对应的雨强值随频率不同而异, 频率越高, 达到峰值越快。

这一简单的初步试验表明, 仪器视场内的亮温受相邻降水云的影响。尤其在高频段上, 视场周围均有不同结构的降水云影响时, 这种云间相互影响引起的亮温差异将很大, 采用对称侧边界条件去模拟星上所测亮温值将带来很大误差, 而通过这些模拟值建立的反演模型从亮温反演降水率同样含有由于侧边界条件的处理不当引入的误差。

四、结 论

通过对辐射传输模式的研究, 建立亮温和降水率间的依赖关系。依据这种关系由亮温反演降水。这是从空间观测大范围降水的有效手段。亮温和降水率间依赖关系的建立, 其关键在于模式在所给地球物理参数的条件下能够准确地模拟出亮温。对于水平方向不均匀的对流降水云来讲, 必须用三维有限云模式进行研究, 以计入侧边界的影响。而降水云的周围环境不均一或周围有降水云时, 必须考虑不对称的侧边界条件对亮温的影响。本文发展的模式为这一研究提供了有力的工具。初步计算表明, 侧边界条件的正确设定对亮温的计算很重要。虽然可以通过增大云尺度参数来减小侧边界条件的估计不准引入的亮温误差, 但这是以增大云的垂直结构参数化不准引入的亮温误差为代价的。由于云的垂直结构的参数化对亮温的模拟同样重要, 所以, 不能把模式中云尺度参数取

得很大, 而此时必须更加准确地给定侧边界条件。降水云间的相互辐射影响较之不考虑这种影响时, 可能使亮温升高也可能使亮温降低, 随相互作用的云的结构和通道的频率而不同。这种作用对亮温影响的复杂关系还须进一步深入研究。

参 考 文 献

- [1] Simpson, J., R.F. Adler and G.R. North, 1988, A proposed tropical rainfall measuring mission (TRMM) satellite, *Bull. Ame. Meteor. Soc.*, **69**, 278-295.
- [2] Weinman, J.A. and R. Davies, 1978, Thermal microwave radiances from horizontally finite clouds of hydrometeors, *J. Geophys. Res.*, **83**, 3099-3107.
- [3] Kummerow, C. and J.A. Weinman 1988, Determining microwave brightness temperatures from precipitating horizontally finite and vertically structured clouds, *J. Geophys. Res.*, **93**, 3720-3728.
- [4] Uesugi, A. and J. Tsujita, 1969, Diffuse reflection of a searchlight beam by slab, cylindrical and spherical media, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, **21**, 370-383.
- [5] Giovanelli, R.G., 1959, Radiative transfer in non-uniform media, *Aust. J. Phys.*, **12**, 164-170.
- [6] Sneddon, I.N., 1951, *Fourier Transforms*, McGraw-Hill, New York, 552pp.
- [7] Kummerow, C., R.A. Mack and I.M. Hakkarinen, 1989, A Self-consistency approach to improve microwave rainfall rate estimation from space, *J. Appl. Meteor.*, **28**, 869-884.
- [8] Wu, R. and J.A. Weinman, 1984, Microwave radiances from precipitating clouds containing aspherical ice, combined phase and liquid hydrometeors, *J. Geophys. Res.*, **89**, 7170-7178.
- [9] Yeh, H.Y.M., N. Prasad and R.F. Adler, 1990, Tabulation of Mie Properties for an effective microwave radiative model, *Meteor. Atmos. Phys.*, **42**, 105-112.
- [10] Mugnai, A., H.J. Cooper, E.A. Smith and G.J. Tripoli, 1990, Simulation of microwave brightness temperatures of an evolving hailstorm at SSM / I frequencies, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **71**, 2-13.

Model Study of Microwave Radiances Emerging from Horizontally Finite Precipitating Clouds with Different Lateral Boundary Conditions

Lin Longfu, Lu Daren, Liu Jinli and Wu Beiyang

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

Abstract

In order to compute microwave radiances emerging from horizontally finite clouds of hydrometeors under non-symmetric lateral boundary conditions, the method of solving three-dimensional radiative transfer equation under non-symmetric lateral boundary conditions was discussed. A radiative transfer model was developed according to the theory. The results of preliminary computations indicate that the smaller the cloud size, the greater the lateral boundary effect. In order to depict the non-uniform structure of clouds, the parameter of cloud size must be small enough, and then the lateral boundary condition must be correctly given. When the precipitating cloud is horizontally non-uniform and not an isolated structure, computing microwave brightness temperatures by means of symmetric lateral boundary model may introduce error. The higher the channel frequency, the greater the error.

Key words: radiative transfer model (3-D); microwave remote sensing; precipitating cloud.