

两种逐线积分辐射模式大气吸收的比较研究

张 华¹ 石广玉² 刘 毅³

1 国家气候中心, 中国气象局气候研究开放实验室, 北京 100081

2 中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室, 北京 100029

3 中国科学院大气物理研究所中层大气与全球环境探测实验室, 北京 100029

摘 要 由于缺乏完整的和精确的实验室测量结果, 目前无法判断各种逐线积分方案的最终精度。因此, 逐线积分模式精度的比较基本上只能在模式之间进行。比较了作者研制的快速高效逐线积分大气吸收计算方法(简记为 ZS2000), 与国际上用得较多的 LBLRTM (Line-By-Line Radiative Transfer Model)。得出: 二者在长波区间向上和向下辐射通量的相对差别对整层大气均小于 3.1%, 大气冷却率的绝对差别对整层大气均小于 $0.13 \text{ K} \cdot \text{d}^{-1}$, 处于 ICRCCM (Intercomparison of Radiation Codes Used in Climate Models) 所得到的差别范围之内。经分析发现, 这些差别主要是由于 ZS2000 在 $10 \sim 530 \text{ cm}^{-1}$ 区间计算的水汽吸收系数与 LBLRTM 的不同造成的。ZS2000 和 LBLRTM 在近红外区间计算上的一致性较高, 二者净辐射通量和大气加热率的最大相对差别均小于 2%。由此, 可以得出: 逐线积分模式 ZS2000 在长波和近红外区间可以满足各种较为精确的辐射传输计算的需要。

关键词 逐线积分 辐射通量 大气冷却率 模式比较

文章编号 1006-9895(2005)04-0581-13

中图分类号 P442

文献标识码 A

A Comparison Between the Two Line-by-Line Integration Algorithms

ZHANG Hua¹, SHI Guang-Yu², and LIU Yi³

1 Laboratory for Climate Studies, National Climate Center, China Meteorological Administration, Beijing 100081

2 State Key Laboratory of Numerical Modeling for Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029

3 Laboratory for Middle Atmosphere and Global Environment Observation, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029

Abstract There is no criterion to judge which one is the most accurate among different line-by-line (LBL) integration algorithms for lack of exact measurement data from laboratory currently. Therefore, the evaluation to the accuracy of LBL algorithm can only be made in the comparison among different models. A fast and efficient LBL algorithm for atmospheric absorption called ZS2000 developed by the authors is compared with LBLRTM in detail, which is one of the LBL integration models recognized officially in the world. It is shown that the relative differences of up and down radiative fluxes and the absolute differences of atmospheric cooling rates between them in the long-wave region are less than 3.1% and $0.13 \text{ K} \cdot \text{d}^{-1}$ for the whole atmosphere, respectively. These differences are within the scope from ICRCCM (Intercomparison of Radiation Codes Used in Climate Models). It is found in the analysis that these differences are mainly caused by the smaller water vapor absorption coefficients in the region of

收稿日期 2004-02-17, 2004-10-08 收修定稿

资助项目 国家自然科学基金资助项目 40475034 和 40475015、中国气象局气候研究开放实验室课题 IPCC2003C/LC2003C-9、中国气象局气候变化气溶胶专项项目以及中国科学院知识创新工程重要方向项目 ZKCX2-SW-210

作者简介 张华, 女, 1965 年出生, 博士, 副研究员, 主要从事大气辐射理论和模式, 温室气体和气溶胶气候影响等方面的研究工作。
E-mail: huazhang@cma.gov.cn

$10\sim 530\text{ cm}^{-1}$ obtained by ZS2000 than those calculated by LBLRTM. Especially in the infrared region, both of them are consistent with each other in radiative flux and heating rate with a high accuracy of relative difference within 2%. Therefore, it is concluded that ZS2000 can satisfy all kinds of need in accuracy in radiative transfer calculations for the longwave and infrared regions.

Key words line-by-line integration, radiative flux, atmospheric cooling rate, model comparison

1 引言

在辐射通量和大气冷却率(加热率)的计算中,需要对波数(频率)进行积分。一般来说有三种方法:逐线积分,带模式和相关 k -分布方法。所谓逐线积分方法就是逐条计入大气气体吸收谱线贡献的一种精确的透过率计算方法^[1~3]。该方法的优点是可以直接对波数进行积分,可以有效地处理大气非均匀路径和不同气体的重叠吸收带,并可以同时处理吸收与散射问题。其缺点是计算速度慢,计算成本高。因此,科学家们陆续发展了中等精度,中等速度的 MODTRAN 辐射传输模式^[4]和低精度高速度的 LOWTRAN 辐射传输模式^[5]。在某些对计算速度要求很高而不得不以放弃部分精度为代价的计算中(例如,某些大气遥感计算),用这些模式来取代逐线积分方法。带模式方法^[1]一般来说有两个基本前提假定:第一,假定谱线的位置是随机的;第二,假定谱线强度遵从某种数学分布。对某些强吸收带,该假定可以在一定的范围和精度上得到满足。但是,对于大多数吸收带,特别对窄带吸收,则会产生很大误差。该方法的优点是数学上简单、速度快,在 1980 年以前曾广泛地用于气候模式研究中。其缺点是,如果不借助其他近似,则不能处理大气非均匀路径和重叠吸收带,而且不能处理吸收与散射同时存在时的辐射传输问题。因此,在 20 世纪 80 年代中后期,当辐射科学家们从数值上找到了相关 k -分布函数计算方法后^[6~9],在气候模式研究中,带模式逐渐被相关 k -分布方法所取代。相关 k -分布方法的基本思想是^[10],假定大气吸收系数在不同压力和温度下存在一一对应关系,由此可以将均匀路径下的 k -分布方法推广到非均匀路径,并保持 k -分布方法的特点,例如,精度高速度快,可以较好地处理重叠吸收带^[8, 11, 12],以及同时处理吸收与散射问题。因此,20 世纪 90 年代以后相关 k -分布方法逐渐取代带模式而广泛应用于气候模式中。另外,在欧洲的辐射传输和气候模式研究中,

广泛使用一种叫做光子路径长度分布(PPLD)的方法,实质上仍可以把它归类于相关 k -分布方法。然而,必须指出的是,所有这些方法都是以逐线积分方法计算的吸收系数为基础的;在缺乏完整和精确的实验室测量数据的条件下,逐线积分方法成为所有方法的参考标准。

目前,世界上很多国家都建立了自己的逐线积分模式。例如,美国科学家们从 20 世纪 70 年代的 FASCODE (FASt CODE for line-by-line radiative transfer)^[13]发展到今天的 LBLRTM^[14~16],日本和俄国也发展了各自的逐线积分模式^[17, 18],还有很多在各自逐线积分模式基础上得到的可用于气候研究的辐射模式参与了 ICRCCM^[19, 20]。由于当时各种条件所限,以石广玉^[6]为基础的中国的辐射模式没有参与比较。但是,目前我国以 GOALS/LASG/IAP (Global Ocean - Atmospheric - Land System, 全球海洋-大气-陆地气候系统模式)^[21, 22]为代表的气候模式已经参与或即将参与全球气候模式比较计划,而其中的辐射模块是建立在上述逐线积分和相关 k -分布模式的基础之上的^[23, 24],在这种意义上,其精度将直接影响到气候模式的结果比较。与此同时,中国的许多遥感部门也有利用我们自己的辐射模式进行计算的需求。实际上,世界上不同辐射模式或气候模式结果之间比较的根本意义在于,它可以使我们了解模式结果不同的原因,加深对气候系统物理过程的科学理解。因此,有必要对中国的逐线积分模式与世界上其他逐线积分模式作一个恰当的比较。

由于条件所限,本文不拟与所有的逐线积分模式进行比较。鉴于 Han 等^[25]和 Tobin 等^[26]对 LBLRTM 计算的水汽吸收与连续吸收而得到的辐射强度与实测资料进行了对比,所以,我们选定 LBLRTM 作为比较的标准。若假定总的水汽吸收用 K 表示,则 $K=K_l+K_c$, 其中, K_l 为水汽的线吸收, K_c 为水汽的连续吸收。对于 H_2O 、 CO_2 、 O_3 和 O_2 的连续吸收可以采用与 LBLRTM 相同的模式

CKD_{2.4}^[16]进行计算,处理起来相对比较容易,所以在本文的比较计算中,只考虑气体线吸收的作用。

本文第 2 节将描述辐射传输计算方法及模式比较方法;第 3 节给出比较的结果及一些讨论;第 4 节是结语。

2 比较方法和辐射传输计算方法

图 1 给出比较方法流程图。首先利用 Rothman 等发布的最新版本谱线资料 HITRAN 2000^[27],作为本文作者研制的逐线积分模式^[3](简记为 ZS2000)和 LBLRTM 的初始输入。然后,分别用 ZS2000 和 LBLRTM 计算 22 个压力和 3 个温度下的吸收系数表。22 个压力由 AFGL (U. S. Air Force Geophysics Laboratory) 中纬度夏季大气廓线内插得到,分别是 0.01、0.0158、0.0215、0.0251、0.0464、0.1、0.158、0.215、0.398、0.464、1.0、2.15、4.64、10.0、21.5、46.4、100.0、220.0、340.0、460.0、700.0 和 1013.25 hPa;3 个温度分别是 200 K、260 K 和 320 K,它们应该覆盖了实际地球大气辐射传输计算中所遇到的大气范围。在计算中,将整个大气分为 75 层,垂直分辨率为 1 km,地面高度设为 0 km,故大

气顶高度为 75 km。各高度层上的吸收系数由上述 22 个压力和 3 个温度的吸收系数表,分别对压力进行对数线性内插、对温度进行指数多项式计算给出(见下式)^[3, 6, 12, 28],

$$k = k_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{(a+bT)}, \tag{1}$$

其中, k_0 是参考温度 T_0 为 260 K 时的吸收系数; a 和 b 是拟合系数,均为压力的函数。有关它们的具体算法详见文献[3]。

为了客观地比较由 ZS2000 和 LBLRTM 得到的吸收系数计算的辐射通量及冷却率结果,我们重新建立了一套辐射传输算法,并用统一的算法进行计算。这样,就排除了由辐射传输算法本身所带来的误差。

关于长波辐射传输计算方法,对平面平行大气均匀子层,主要采用 Lacis 和 Oinas^[8] 孤立层热辐射的思想,现将该方案简述如下。

为了计算来自一个大气孤立子层的热辐射,必须指定某种类型的层内温度梯度。取层内温度梯度以普朗克函数呈线性表示,而不使用大量的等温子层。如图 2 所示,一束热辐射光从孤立气层的一个很薄的面元在相对于垂线的 θ 方向发射出来,这一

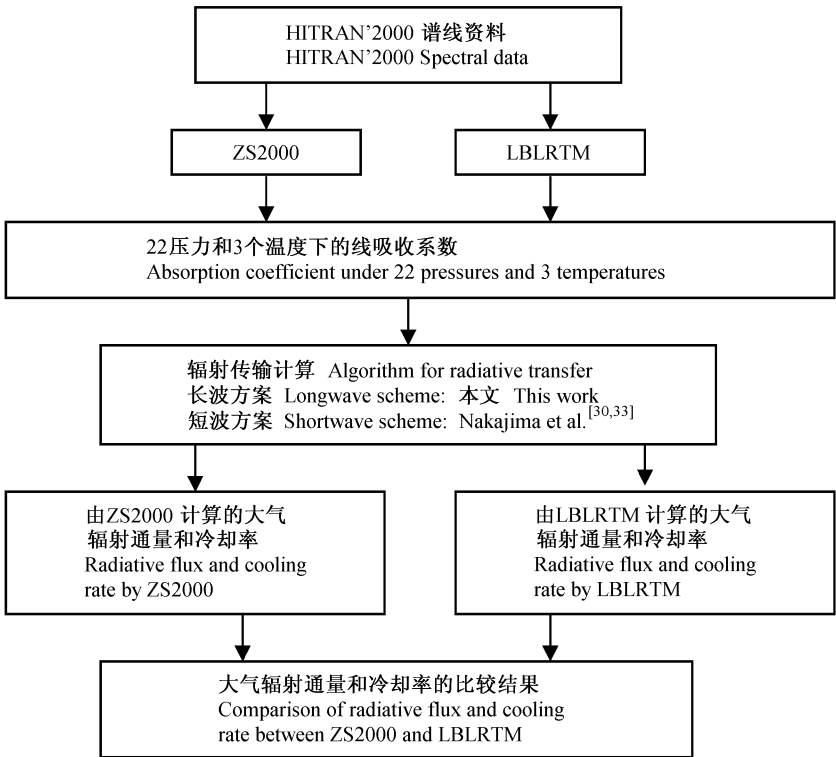


图 1 比较方法流程图

Fig. 1 The flow chart of calculation method

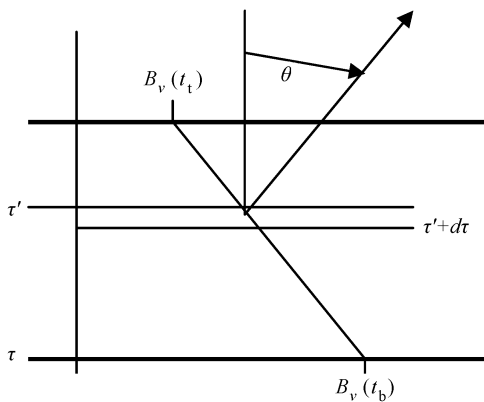


图2 来自于一个孤立层的热辐射。层内的温度梯度以普朗克函数呈线性关系隐含表示。 $B_v(t_t)$ 和 $B_v(t_b)$ 分别是在层上、下边界温度 t_t 和 t_b 处计算的普朗克函数

Fig. 2 The thermal emission from an isolated atmospheric layer with temperature gradient linear in Planck function. $B_v(t_t)$ and $B_v(t_b)$ are the Planck function evaluated at the layer top and bottom edge temperature t_t and t_b , respectively

微分辐射可由下式给出:

$$dE(\mu) = B_v(\tau)e^{-\tau/\mu}d\tau/\mu, \quad (2)$$

其中, 发射角由 $\mu = \cos \theta$ 定义, $B_v(\tau)$ 是光谱间隔 $[\nu_1, \nu_2]$ 内的普朗克辐射, 层内的局地温度用假定它对普朗克函数的线性依赖关系隐含地指定, 即在用光学厚度 τ 设置的相对坐标点 τ' 上, 有

$$B_v(\tau') = B_v(t_t) + (\tau'/\tau)[B_v(t_b) - B_v(t_t)], \quad (3)$$

这里, $B_v(t_t)$ 和 $B_v(t_b)$ 分别是在层的上、下边界温度 t_t 和 t_b 处计算的普朗克函数。

对于层内的这种温度梯度关系, 可以用解析形式得到整层的积分热辐射。因此, 由图2, 孤立气层在 μ 方向上, 向上发射的热辐射强度为

$$E^\uparrow(\mu) = B_v(t_t) - B_v(t_b) + \{B_v(t_b) + \mu/\tau \cdot [B_v(t_b) - B_v(t_t)]\}(1 - e^{-\tau/\mu}), \quad (4a)$$

向下的辐射则为

$$E^\downarrow(\mu) = B_v(t_b) - B_v(t_t) + \{B_v(t_t) - \mu/\tau \cdot [B_v(t_b) - B_v(t_t)]\}(1 - e^{-\tau/\mu}), \quad (4b)$$

上面的公式仅仅给出了来自一个孤立大气子层的特定 μ 值的定向热辐射强度。大气冷却率的计算要求知道向上和向下的辐射通量。因此, 需要把热辐射强度对发射角进行积分, 即

$$E = \int_0^1 E(\mu)\mu d\mu. \quad (5)$$

借助指数积分, 对发射角的积分可有一个解析形

式。但是, 指数积分对多层大气的热辐射冷却并不总是切实可行的, 因为它们需要 N^2 次相关计算, 其中 N 是大气层的总层数。而且, 指数积分也不能用于多次散射情况。一种更灵活的处理方法是数值计算对发射角的积分, 比如, 利用高斯求积公式计算方程(5)的积分, 即

$$E = \sum_{i=1}^{N_G} E(\mu_i)\mu_i w_i, \quad (6)$$

其中, N_G 是高斯积分点数, 强度是对指定的方向 μ_i 计算的并用相应的高斯权重 w_i 加权。一般, 只需三个高斯点即可使得到的辐射通量精度好于1%。但是由于这种积分方法所需的计算时间多, 不适合用于气候模式研究中; 而通常所用的漫射率因子近似, 即假定 $\mu = 1/1.66$, 虽然所需的计算时间最少, 但该方法所产生的透过率和吸收率的误差, 在光学厚度小于1时, 很容易超过10%。因此, 在本文的计算中, 我们利用改进的漫射率因子近似方法, 即用作光学厚度函数的漫射率因子 $r^{[29]}$

$$r = \frac{1.5359}{(\tau_v + 0.0981332)^{0.110214}} \quad (7)$$

来计算孤立子层 $[z, z']$ 的通量透过率 $T_r(z, z')$,

$$T_r(z, z') \equiv 2 \int_0^1 \exp[-\tau_v(z, z')/\mu] \mu d\mu \cong \exp[-r\tau_v(z, z')],$$

或简写为

$$T_r(\tau) = 2 \int_0^1 \exp(-\tau/\mu) \mu d\mu = \exp(-r\tau), \quad (8)$$

其中 $\tau_v(z, z')$ 是孤立子层 $[z, z']$ 的光学厚度。将(4a)和(4b)代入(5)并利用(8), 得到一个孤立子层向上和向下的辐射通量分别为

$$E^\uparrow = B_v(t_t) - B_v(t_b) + B_v(t_b)[1 - T_r(\tau)] + \frac{1}{3\tau}[B_v(t_b) - B_v(t_t)][2 - (e^\tau + e^{-\tau}) + \tau T_r(\tau)], \quad (9a)$$

$$E^\downarrow = B_v(t_b) - B_v(t_t) + B_v(t_t)[1 - T_r(\tau)] - \frac{1}{3\tau}[B_v(t_b) - B_v(t_t)][2 - (e^\tau + e^{-\tau}) + \tau T_r(\tau)]. \quad (9b)$$

对非均匀大气, 我们可以用多个均匀子层来表示大气的垂直非均匀性。对吸收系数随压力和温度的变化, 假定各子层内都是均匀的, 但具有一种层内的温度梯度。这种处理方法可以用最少的层数来精确模拟实际非均匀大气的热辐射传输^[8]。在计算

向上和向下的长波辐射通量时, 利用孤立子层的热辐射解析表达式(9a)和(9b), 然后用累加法, 从地面开始, 一层一层地相加, 去计算各层向上和向下的辐射通量。

对于向上的辐射通量有

$$\begin{cases} F_0^\uparrow = B_v(T_0), \\ F_1^\uparrow = E_1^\uparrow + F_0^\uparrow T_{r1}(\tau_1), \\ \vdots \\ F_n^\uparrow = E_n^\uparrow + F_{n-1}^\uparrow T_{rn}(\tau_n), \end{cases} \quad (10)$$

其中, $B_v(T_0)$ 是地面在光谱区间 $[\nu_1, \nu_2]$ 内发射的普朗克辐射; τ_n 是第 n 层的柱光学厚度; $T_{rn}(\tau_n)$ 是第 n 层的通量透过率; $E_n^\uparrow$ 是由(9a)给出的孤立子层向上的辐射通量。大气顶的辐射通量由 F_N 给出。

同理, 对向下的辐射通量, 可以从大气顶一层一层地向下相加, 从而得到

$$\begin{cases} F_N^\downarrow = 0, \\ F_{N-1}^\downarrow = E_N^\downarrow + F_N^\downarrow T_{rN}(\tau_N), \\ \vdots \\ F_n^\downarrow = E_{n+1}^\downarrow + F_{n+1}^\downarrow T_{rn+1}(\tau_{n+1}), \end{cases} \quad (11)$$

其中, $E_{n+1}^\downarrow$ 是由(9b)给出的孤立层的向下辐射通量。

这里应当注意的是, 在上述公式中, 向上的辐射通量定义在层的上边界, 而向下的辐射通量则定义在层的下边界。于是, 在第 n 层上边界的净辐射长波通量应当是

$$F_n = F_n^\uparrow - F_n^\downarrow. \quad (12)$$

最后, 微分 F_n , 并把波长对 F_n 的贡献求和, 即可得到对所有波长积分的向上和向下辐射通量

$$\begin{cases} F_n^\uparrow = \int_0^\infty F_{v,n}^\uparrow d\nu = \sum_i F_{i,n}^\uparrow, \\ F_n^\downarrow = \int_0^\infty F_{v,n}^\downarrow d\nu = \sum_i F_{i,n}^\downarrow. \end{cases} \quad (13)$$

由净辐射通量的辐散(辐合)产生的大气冷却(加热)率为

$$C(z) = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial F_n}{\partial z} = \frac{g}{c_p} \frac{\partial F_n}{\partial p}. \quad (14)$$

关于短波辐射传输, 也是首先将非均匀大气分成许多均匀的子层, 对每一个均匀子层, 将求解漫射辐射传输矩阵方程问题转化为寻找均匀大气反射率, 透过率和源函数矩阵的本征值问题。首先利用

表 1 谱带划分

Table 1 Band dividing

带	Band	区间	Region/ cm^{-1}	吸收气体	Gases
1		10~250		H_2O	
2		250~350		H_2O	
3		350~430		H_2O	
4		430~530		H_2O	
5		530~630		$\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{N}_2\text{O}$	
6		630~700		$\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{O}_3$	
7		700~820		$\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{O}_3$	
8		820~940		H_2O	
9		940~1200		$\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{O}_3$	
10		1200~1430		$\text{H}_2\text{O}, \text{N}_2\text{O}, \text{CH}_4$	
11		1430~2110		H_2O	
12		2110~2680		$\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{N}_2\text{O}$	
13		2680~3500		$\text{H}_2\text{O}, \text{CH}_4$	
14		3500~4540		$\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{CH}_4$	
15		4540~5200		$\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2$	

矩阵算子来表示反射率, 透过率和源函数(参见文献[30]), 并采用 δ -二流近似^[31], 将反射率、透过率和源函数矩阵转化为标量; 对非均匀大气层采用相加法^[32]。详细算法参见文献[33]。

在整个辐射传输计算中, 将谱线区间10~5200 cm^{-1} 分为15个谱带。其中长波区间(10~2680 cm^{-1})分为12个谱带; 近红外区间(2680~5200 cm^{-1})分为3个谱带。由于在包含谱线吸收的5200~22000 cm^{-1} 短波区间, 两种模式的差别很小, 故不包含在本文的比较中。另外, 本文只考虑影响长波辐射传输的5种主要大气温室气体, 即 H_2O 、 CO_2 、 O_3 、 CH_4 和 N_2O , 表1给出每个带的具体波数区间划分和所考虑的吸收气体种类。

在下面的计算中, 将对六种模式大气^[34]下的结果进行比较, 其中包括热带大气[Tropical Atmosphere (TRO)]、中纬度夏季大气[Mid-Latitude Summer Atmosphere (MLS)]、中纬度冬季大气[Mid-Latitude Winter Atmosphere (MLW)]、亚极夏季大气[Sub-Arctic Summer Atmosphere (SAS)]、亚极冬季大气[Sub-Arctic Winter Atmosphere (SAW)]和美国标准大气[U. S. Standard Atmosphere (USS)]。

3 计算结果讨论

图3给出六种模式大气下, 用LBLRTM计算的长波区间总的向上、向下和净辐射通量以及ZS2000和LBLRTM计算结果之间的绝对差别。

若用 F 表示向上、向下或净辐射通量(单位: $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$), 则二者的绝对差别定义为: $F_{\text{ZS2000}} - F_{\text{LBLRTM}}$, 相对差别定义为: $(F_{\text{ZS2000}} - F_{\text{LBLRTM}}) / F_{\text{LBLRTM}}$ 。从图 3 可以看出, 对这六种模式大气, 向下辐射通量在 12 km 以上所有高度上, ZS2000 和 LBLRTM 之间几乎没有差别, 计算结果高度一致; 二者的差别均出现在 12 km 以下的对流层大气中, 最大差别在 3 km 以下, 范围从亚极冬季大气的

$-5.07 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (相对差别为 3.1%) 到热带大气的 $-6.08 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (相对差别为 2.6%) 之间变化, 其中负号表示由 ZS2000 计算的向下辐射通量在 12 km 以下比由 LBLRTM 计算的值偏低, 最大偏低发生在热带大气 3 km 高度上, 为 $-6.08 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 。向上辐射通量的差别与上述向下辐射通量的差别情况刚好相反, 从地面到 12 km 左右, 差别随高度递增, 但对每一种大气来说, 当高度增加到 12 km 以

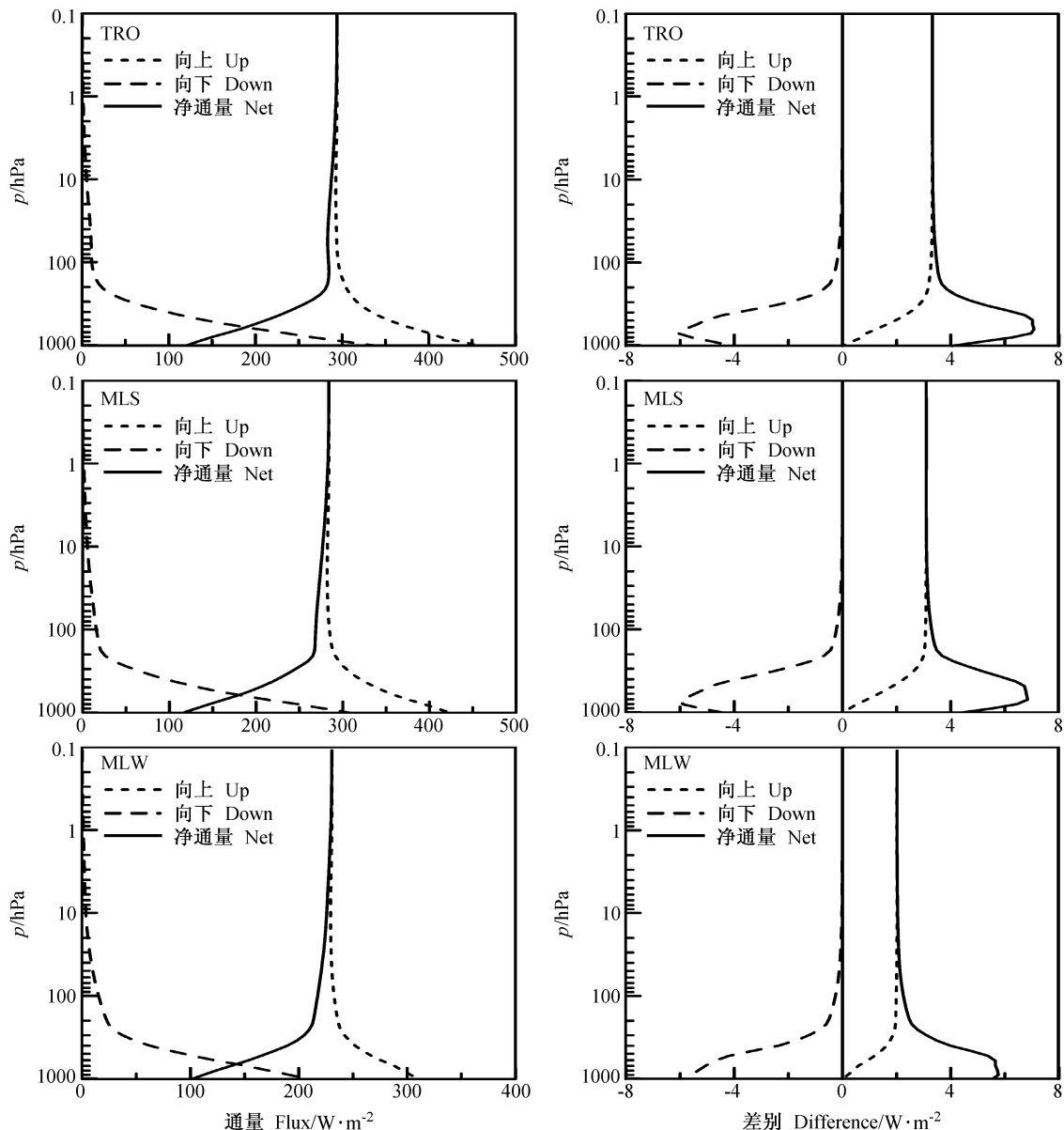


图 3 对六种模式大气, 由 LBLRTM 计算的长波总的向上、向下和净辐射通量(左图)及由 ZS2000 和 LBLRTM 计算的长波总的向上、向下和净辐射通量的差别(右图)

Fig. 3 The longwave integrated up, down and net fluxes (left panel) by LBLRTM and their corresponding differences between ZS2000 and LBLRTM for six model atmospheres (right panel)

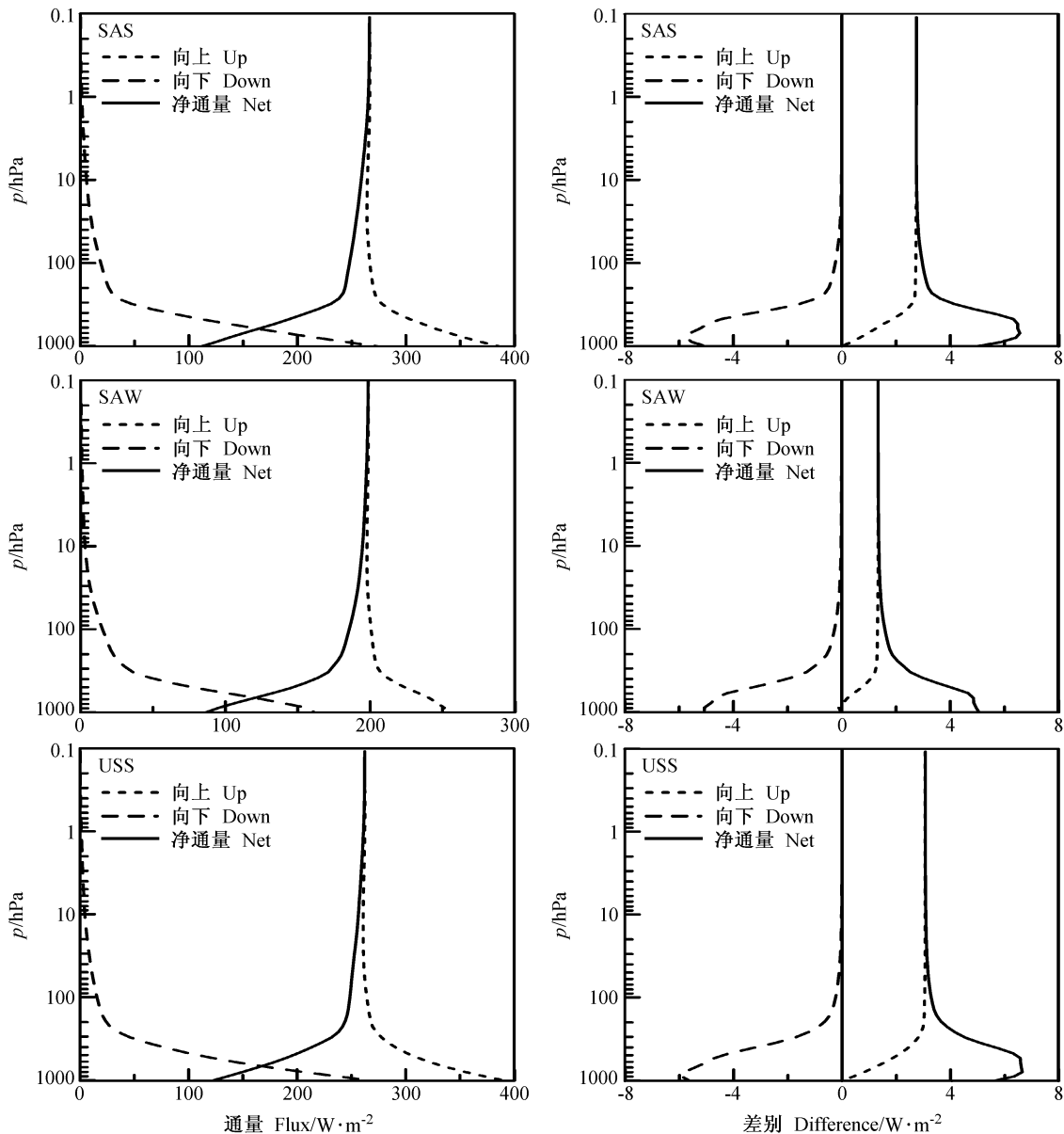


图3 (续)

Fig. 3 (Continued)

上时, 差别就增加不大或不再增加了。最大值为热带大气的 $+3.32 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (相对差别为 1.1%) ; 最小值为高纬度冬季大气的 $+1.34 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (相对差别为 0.67%)。这里的正号表示由 ZS2000 计算的向上辐射通量在 12 km 以上比由 LBLRTM 计算的值偏高。在辐射传输计算中, 由于净通量定义为向上辐射通量减去向下辐射通量, 所以净通量的差别由于二者差别反号而变得更大。最大值发生在热带大气 4 km 高度上, 为 $+7.08 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (相对差别为 3.8%) ; 最小值发生在高纬度冬季大气地面高度

上, 为 $+5.06 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 。由于在所考虑的五种温室气体 (H_2O 、 CO_2 、 O_3 、 N_2O 和 CH_4) 中, 水汽 (H_2O) 的吸收主要发生在 12 km 以下的对流层和近地面层, 所以以上差别很可能主要由水汽吸收造成的。如果由 ZS2000 计算的水汽吸收系数比由 LBLRTM 计算的值偏小, 那么就会出现上述差别。由第二节给出的公式(10)和(11), 可知向上的辐射通量主要取决于地面的普朗克发射率, 而向下的辐射通量则主要取决于每一个孤立气层的发射率。若某一气层的吸收系数小, 则导致该层吸收率小, 透

过率大。那么,由公式(9b)和(11)可知,导致该层向下的辐射通量变小;与此相反,由公式(10)可知,从该层向上的辐射通量变大。这些分析与上述辐射通量差别的结果非常一致。在这里需要说明的是,在用 LBLRTM 计算 22 个压力和 3 个温度下的吸收系数表时,谱线积分的分辨率为多普勒半宽度 α_d 的四分之一,即 $\alpha_d/4$,每条谱线的翼部截断固定在 25 cm^{-1} 处^[15]。而利用 ZS2000 进行计算时,谱线的分辨率就取为 α_d ,线翼贡献的截断采用相对截

断方式^[3]。但是,当用相同的翼部截断和谱线分辨率进行计算时,ZS2000 和 LBLRTM 的辐射通量的差别并没有得到改善,说明一定存在其他因子造成这种差别。经过进一步分析,ZS2000 和 LBLRTM 在谱线线型函数(如,对低层大气起作用的 Lorentz 压力加宽)近似计算方法,谱线半宽度、谱线位置和线强近似处理方法和插值方法等问题上也存在很多不同^[3, 6, 27, 35]。所以,ZS2000 和 LBLRTM 在辐射通量上的上述差别,很可能就是由于在计算吸收

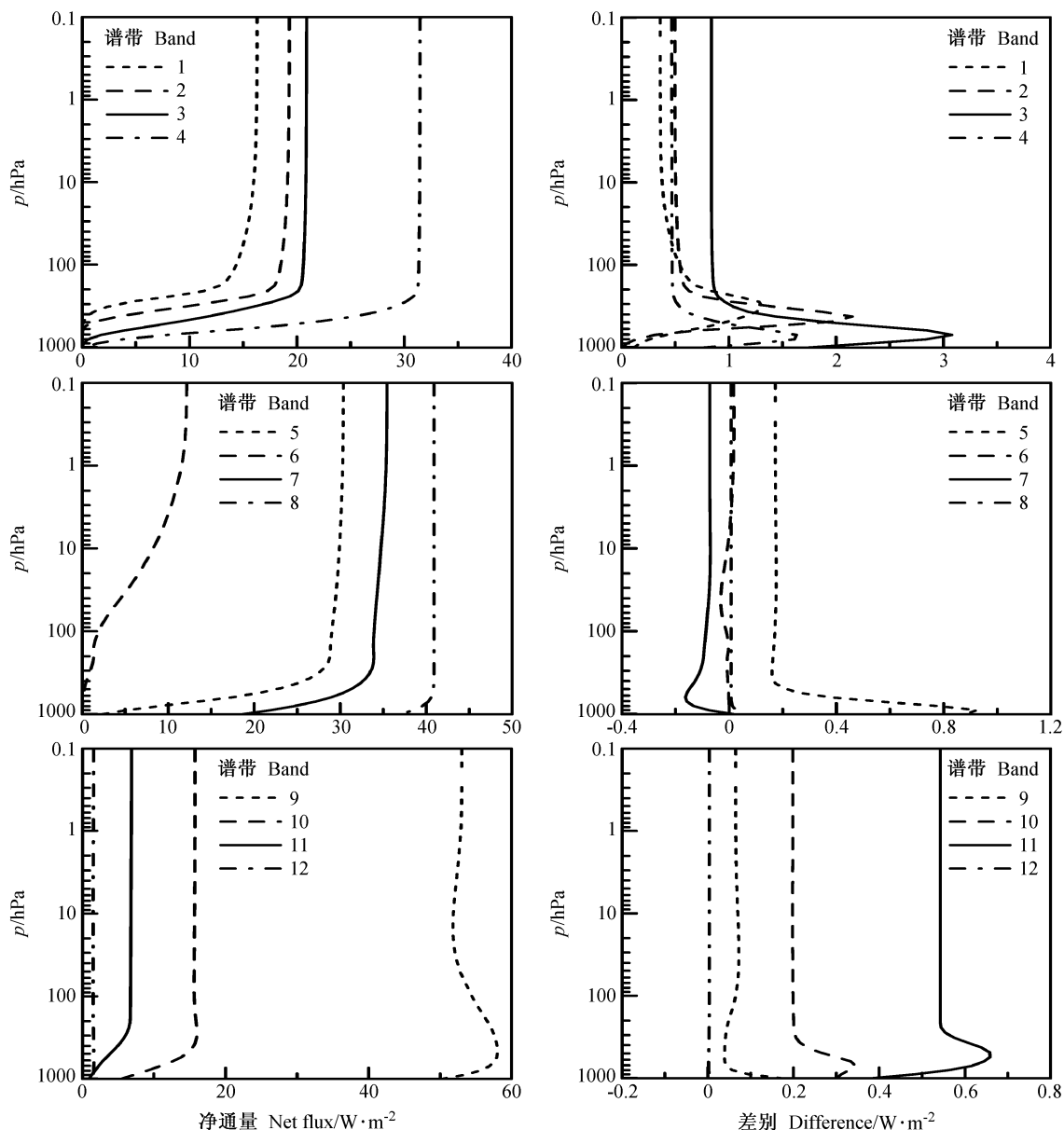


图 4 对中纬度夏季大气,由 LBLRTM 计算的长波(带 1~带 12)净辐射通量(左图)及由 ZS2000 和 LBLRTM 计算的相应带的净辐射通量之差(右图)的逐带结果

Fig. 4 Longwave net radiative fluxes from band 1 to band 12 by LBLRTM (left panel) and their corresponding differences between ZS2000 and LBLRTM (right panel) for mid-latitude summer atmosphere

系数过程中存在的这些不同点之一或共同引起的。由于这些因子在计算吸收系数中所起的复杂作用，本文在此很难给出最后确切的定论。

为了进一步分析二者差别的详细原因，图 4 给出中纬度夏季大气，由 LBLRTM 计算的长波净辐射通量及由 ZS2000 和 LBLRTM 计算的净辐射通量差别的逐带结果。从图 4 可以看到，带 1、带 2、

带 3 和带 4 这四个水汽吸收带所带来的辐射净通量的差别在 10 km 以下的对流层的很多高度上都超过了 $1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ，最大值分别为 9 km 处的 $1.31 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、7 km 处的 $2.15 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、3 km 处的 $3.07 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 和 3 km 处的 $1.63 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 。而从带 5~带 12 这 8 个带所带来的辐射净通量的差别在所有高度上都没有超过 $1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 。因此，在 ZS2000

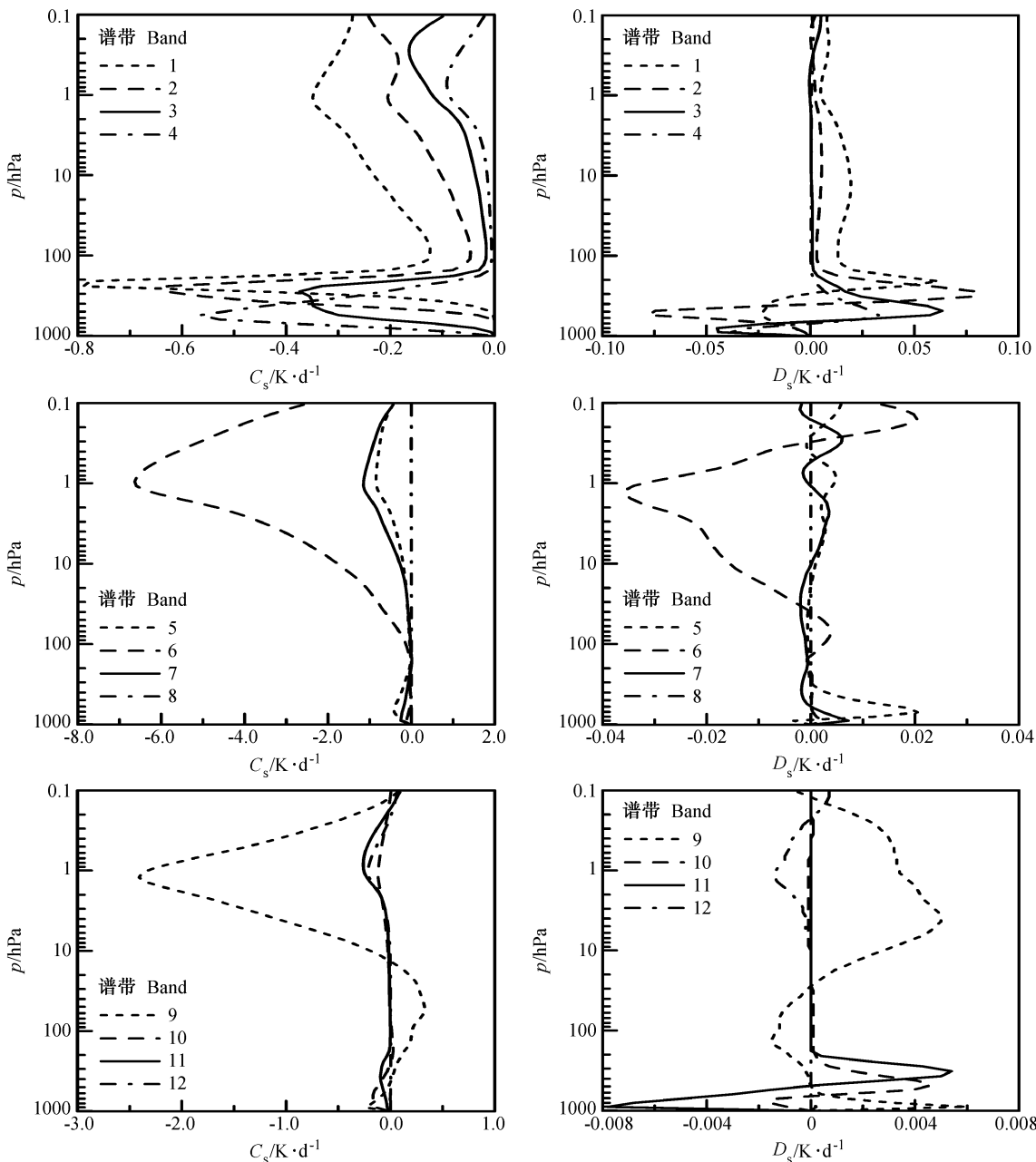


图 5 对中纬度夏季大气，由 LBLRTM 计算的大气冷却(或加热)率 C_s 及由 ZS2000 和 LBLRTM 计算的大气冷却(或加热)率之差 D_s 的逐带结果

Fig. 5 The cooling (or heating) rates by LBLRTM (denoted by C_s) for mid-latitude summer atmosphere and their corresponding differences (denoted by D_s) between ZS2000 and LBLRTM by band-by-band

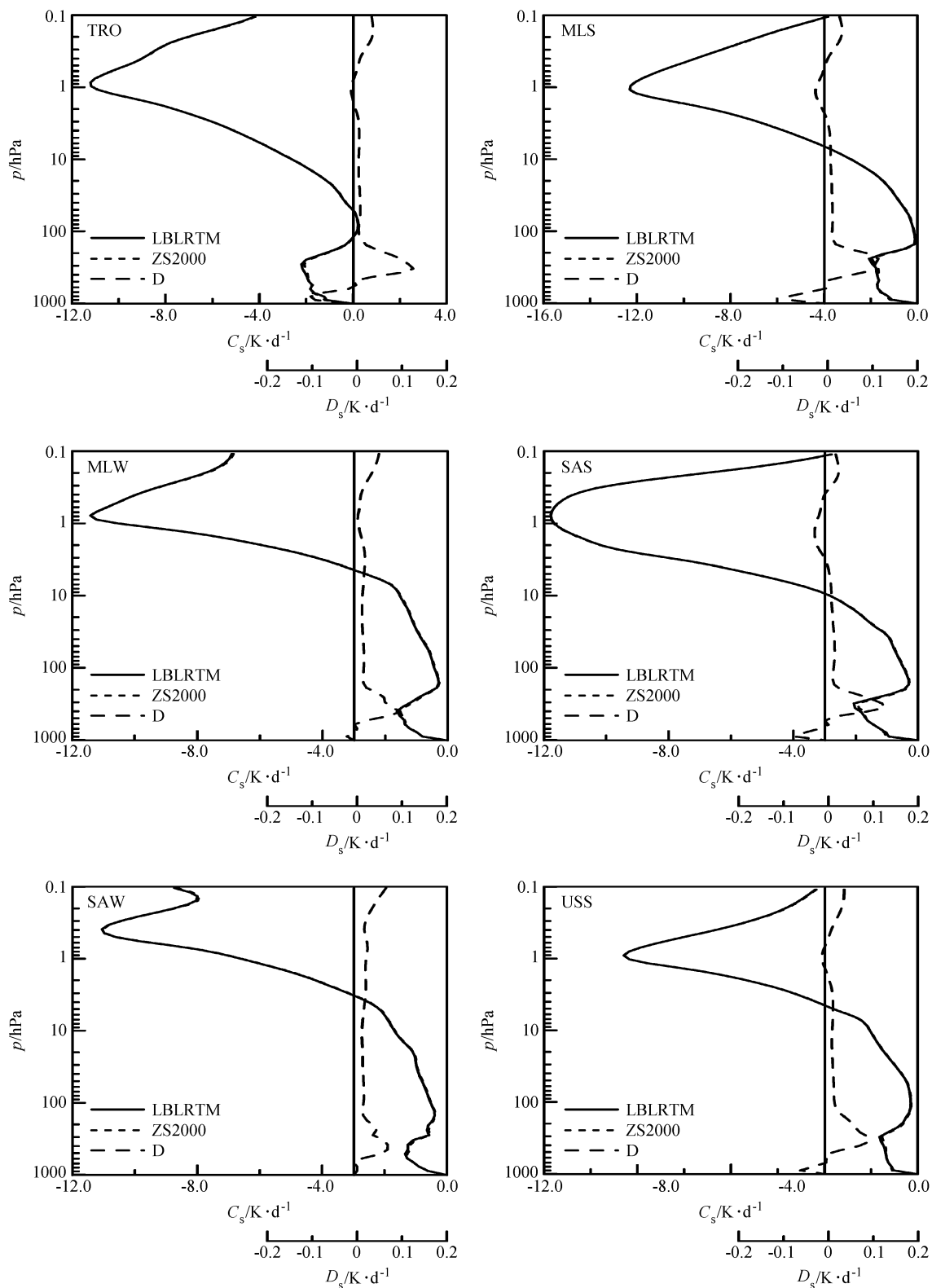


图 6 对六种模式大气, 由 LBLRTM 和 ZS2000 计算的长波总辐射冷却率 C 以及它们之间的绝对差别 D ($D=C_{ZS2000}-C_{LBLRTM}$)

Fig. 6 The integrated longwave cooling rates (denoted by C) for six model atmospheres by LBLRTM and ZS2000, respectively and their corresponding differences (denoted by D , $D=C_{ZS2000}-C_{LBLRTM}$)

和 LBLRTM 之间存在的辐射净通量的差别主要是由带 1~带 4 引起的,而这四个吸收带中的吸收气体就只有水汽(见表 1)。这就证实了前述分析,即计算的水汽吸收系数之间的不同是 ZS2000 和 LBLRTM 长波总辐射通量计算差别的主要原因。

为了解辐射通量上存在的差别给最终的大气冷却率带来的影响,图 5 给出中纬度夏季大气,由 ZS2000 和 LBLRM 计算的大气长波冷却率差别的逐带结果(图的右半部分),其中图的左半部分为 LBLRTM 计算的冷却率参考结果;图 6 给出 6 种模式大气下,由 LBLRTM 和 ZS2000 计算的长波总辐射冷却率 C 以及它们之间的绝对差别 D (定义 $D=C_{\text{ZS2000}}-C_{\text{LBLRTM}}$)。对六种模式大气,在 13 km 以上的平流层及中层大气,二者的差别小于 $0.05\text{ K}\cdot\text{d}^{-1}$;除 SAW 大气外,最大差别都出现在 13

km 以下的对流层大气中,分别为 $0.13\text{ K}\cdot\text{d}^{-1}$ 、 $0.11\text{ K}\cdot\text{d}^{-1}$ 、 $0.10\text{ K}\cdot\text{d}^{-1}$ 、 $0.13\text{ K}\cdot\text{d}^{-1}$ 、 $0.07\text{ K}\cdot\text{d}^{-1}$ 和 $0.098\text{ K}\cdot\text{d}^{-1}$ 。这种差别处于 ICRCCM 的差别范围之内^[19, 20]。对 SAW 大气,虽然在大气顶存在另一个差别极值 $0.07\text{ K}\cdot\text{d}^{-1}$,但是相对差别只有 0.81% ,所以此处仍可视作高精度计算区。结合图 5 给出的逐带结果,我们得出,这些差别主要是由带 1~带 4 冷却率差别造成的。对整层大气而言,带 5~带 12 所造成的冷却率差别都小于 $0.007\text{ K}\cdot\text{d}^{-1}$ (带 6 的 27 km 以上高度除外);虽然在 27 km 以上高度带 6 的差别在 $0.007\text{ K}\cdot\text{d}^{-1}$ 到 $0.035\text{ K}\cdot\text{d}^{-1}$ 之间变化,但相对差别均小于 0.9% 。所以,可以说,ZS2000 和 LBLRTM 在这些带上所有高度上的差别都是非常小的,二者的精度非常一致。

表 2 ZS2000 和 LBLRTM 之间,大气顶、对流层顶和地面短波总向上辐射通量、向下辐射通量、净辐射通量和大气冷却率的比较

Table 2 The solar integrated up, down, net fluxes and cooling rates at the top of atmosphere (TOA), tropopause (TROP) and the surface (SUR) and their comparison between ZS2000 and LBLRTM

大气	高度	U	D_U	D	D_D	N	D_N	C	D_C	R_C
Atmos- phere	Height	$/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	$/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	$/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	$/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	$/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	$/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	$/\text{K}\cdot\text{d}^{-1}$	$/\text{K}\cdot\text{d}^{-1}$	$\%$
TRO	大气顶 TOA	2.99	0.05	38.52	0.009	35.52	0.06	0.88	0.015	1.70
	对流层顶 TROP	2.99	0.05	36.74	0.02	33.74	0.07	0.13	0.005	0.41
	地面 SUR	3.32	0.05	16.98	0.19	13.66	0.14	0.15	0.0017	1.13
MLS	大气顶 TOA	3.19	0.05	38.52	0.01	35.33	0.06	0.88	0.016	1.76
	对流层顶 TROP	3.20	0.05	36.19	0.02	32.99	0.07	0.11	0.0001	0.1
	地面 SUR	3.52	0.05	17.98	0.18	14.46	0.13	0.15	0.002	1.32
MLW	大气顶 TOA	3.92	0.04	38.52	0.01	34.60	0.05	0.85	0.014	1.68
	对流层顶 TROP	3.92	0.04	37.39	0.017	33.47	0.06	0.15	0.001	0.65
	地面 SUR	4.31	0.04	21.29	0.14	16.98	0.11	0.13	0.0018	1.36
SAS	大气顶 TOA	3.40	0.04	38.52	0.01	35.11	0.06	0.84	0.015	1.82
	对流层顶 TROP	3.42	0.05	34.90	0.02	31.48	0.07	0.14	0.0019	1.34
	地面 SUR	3.76	0.05	18.90	0.18	15.14	0.13	0.14	0.0019	1.34
SAW	大气顶 TOA	4.37	0.04	38.52	0.01	34.15	0.05	0.88	0.014	1.61
	对流层顶 TROP	4.37	0.04	37.92	0.01	33.54	0.05	0.17	0.001	0.64
	地面 SUR	4.79	0.04	23.03	0.13	18.24	0.09	0.11	0.0015	1.39
USS	大气顶 TOA	3.61	0.05	38.52	0.001	34.91	0.06	0.83	0.015	1.77
	对流层顶 TROP	3.62	0.05	35.97	0.02	32.36	0.07	0.12	0.0001	0.09
	地面 SUR	3.97	0.04	19.85	0.16	15.88	0.12	0.14	0.0017	1.23

注： U 、 D 、 N 和 C 是由 LBLRTM 计算的向上、向下、净辐射通量和冷却率的参考值； D_U 、 D_D 、 D_N 和 D_C 分别是向上、向下、净辐射通量和冷却率在 ZS2000 与 LBLRTM 之间的绝对差别；而 R_C 则表示冷却率在 ZS2000 与 LBLRTM 之间的相对差别。

Note: U , D , N and C are up, down, net flux and cooling rate reference values by LBLRTM, respectively; D_U , D_D , D_N and D_C are their corresponding differences between ZS2000 and LBLRTM, respectively; R_C represents the relative difference of cooling rate between ZS2000 and LBLRTM.

计算发现, ZS2000 和 LBLRTM 之间在短波区间存在的差别远比长波区间的小, 因此, 我们只给出主要高度上二者之间的比较。表 2 给出六种大气, 短波总的向上、向下、净辐射通量和大气加热率在大气顶、对流层顶和地面在 ZS2000 和 LBLRTM 之间的比较。对所有这六种大气, 在大气顶、对流层顶和地面二者净辐射通量的最大差别为 $0.14 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (相对差别为 1.0%); 大气加热率的最大绝对差别为 $0.016 \text{ K} \cdot \text{d}^{-1}$ (相对差别为 1.82%)。

4 结论

本文详细比较了逐线积分模式 ZS2000 和 LBLRTM, 发现二者的差别在 ICRCCM 的差别范围之内。对给出的六种模式大气, 长波总向下辐射通量的差别主要发生在 12 km 以下的对流层, 最大绝对差别为热带大气的 $-6.08 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (相对差别为 2.6%); 长波总向上辐射通量的差别主要发生在 12 km 以上, 最大差别为热带大气的 $+3.32 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (相对差别为 1.1%); 长波总净辐射通量差别的最大值发生在热带大气 4 km 高度上, 为 $+7.08 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (相对差别为 3.8%)。长波总辐射冷却率的差别在 13 km 以上的所有高度上均小于 $0.05 \text{ K} \cdot \text{d}^{-1}$, 最大差别都发生在 13 km 以下, 其中最大值为热带大气的 $0.13 \text{ K} \cdot \text{d}^{-1}$ 。对逐带结果的进一步分析发现, 这些差别是由带 1 到带 4 ($10 \text{ cm}^{-1} \sim 530 \text{ cm}^{-1}$ 区间)由 ZS2000 和 LBLRTM 计算的水汽吸收系数的不同造成的。

ZS2000 和 LBLRTM 在短波辐射计算上的一致性较高。对六种模式大气, 二者净辐射通量的最大绝对差别为 $0.14 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (相对差别为 1.0%); 大气加热率的最大绝对差别为 $0.016 \text{ K} \cdot \text{d}^{-1}$ 。

虽然在长波区间一定波段范围和某些特定大气条件下, 由 LBLRTM 计算的辐射强度与实测资料进行了比较^[25, 26], 但是, 很难由此得出: 由 LBLRTM 计算的结果在所有的压力和温度上都是精确的。所以在本文的整个比较过程中使用“差别”来代替“误差”。本文的意义在于, 与 LBLRTM 进行比较, 就相当于在某种程度上与已有的实测资料进行了比较, 这就对 ZS2000 逐线积分模式进行了间接的验证。

另外, 本文研究的主要目的在于, 如前所述, 目前国内有些气候模式中的辐射模块是以石广玉^[6]

和 ZS2000 的计算原理为基础的^[23]。而辐射过程在气候模式中起着非常重要的作用, 可以说辐射计算是气候模拟的关键控制因子之一。因此, 在这些气候模式参与国际气候模式比较的研究中, 一定要注意到所使用的辐射模式与其他辐射模式[如以 LBLRTM 为基础的 RRTM (Rapid and accurate Radiative Transfer Model)气候辐射模块^[36], 它是国际上主要的辐射模式之一]之间存在的异同, 以便更客观地评估气候模式的结果。

参考文献(References)

- [1] Goody R M, Yung Y L. *Atmospheric Radiation: Theoretical Basis*. Oxford: Oxford University Press, 1989. 125~181
- [2] 张华. 非均匀路径相关 k -分布方法的研究. 中国科学院大气物理研究所博士论文, 1999. 24~39
Zhang Hua. The study on correlated k -distribution for inhomogeneous atmosphere. Ph. D. dissertation (in Chinese), the Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, 1999. 24~39
- [3] 张华, 石广玉. 一种快速高效的逐线积分大气吸收计算方法. 大气科学, 2000, **24**(1): 111~121
Zhang Hua, Shi Guangyu. A fast and efficient line-by-line algorithm on atmospheric absorption. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2000, **24** (1): 111~121
- [4] Berk A, Anderson G P, Acharya P K, et al. MODTRAN4 User's Manual. Air Force Research Laboratory, 1999
- [5] Kneizys F X, Shettle E P, Anderson G P, et al. Users Guide to LOWTRAN7, AFGL-TR-88-0177. U. S. Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom Air Force Base, Mass., 1988
- [6] Shi Guangyu. An accurate calculation and representation of the infrared transmission function of the atmospheric constituents. Ph. D. dissertation, Tohoku Uni. of Japan, 1981
- [7] Goody R M, West R, Chen L, et al. The correlated- k method for radiation calculations in nonhomogeneous atmospheres. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1989, **42**: 539~550
- [8] Lacis A A, Oinas V. A description of the correlated k distribution method for modeling nongray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**: 9027~9063
- [9] Fu Q, Liou K N. On the correlated k distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, 1992, **49**: 2139~2156
- [10] Zhang H, Shi G Y. Numerical explanation for accurate radiative cooling rates resulting from the correlated k distribution hypothesis. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 2002, **74**: 299~306
- [11] Shi G Y. Effect of atmospheric overlapping bands and their

- treatment on the calculation of thermal radiation. *Adv. Atmos. Sci.*, 1984, **1**: 246~255
- [12] Zhang H, Nakajima T, Shi G Y, et al. An optimal approach to overlapping bands with correlated k distribution method and its application to radiative calculations. *J. Geophys. Res.*, 2003, **108**(D20): 4641
- [13] Smith H J P, Dube D J, Gardner M E, et al. FASCODE-Fast Atmospheric Signature Code (Spectral Transmittance Radiance). AFGL-TR-78-0081, *Scientific Report*, No. **2**, 1978
- [14] Clough S A, Iacono M J, Moncet J-L. Line-by-line calculation of atmospheric fluxes and cooling rates: Application to water vapor. *J. Geophys. Res.*, 1992, **97**: 15761~15785
- [15] Clough S A, Iacono M J. Line-by-line calculation of atmospheric fluxes and cooling rates 2. Application to carbon dioxide, ozone, methane, nitrous oxide and the halocarbons. *J. Geophys. Res.*, 1995, **100**: 16519~16535
- [16] Clough S A, Kneizys F X, Anderson G P, et al. The updated LBLRTM_ver5.21. <http://www.rtweb.aer.com/>, 2000
- [17] Feigelson E M, Fomin B A, Gorchakova I A, et al. Calculation of longwave radiation fluxes in atmospheres. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**: 8985~9001
- [18] Uchiyama A. Line-by-line computation of the atmospheric absorption spectrum using the decomposed Voigt line shape. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1992, **47**: 521~532
- [19] Ellingson R G, Ellis J, Fels S. The intercomparison of radiation codes used in climate models: Long wave results. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**: 8929~8953
- [20] Fouquart Y, Bonnel B. Intercomparing shortwave radiation codes for climate studies. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**: 8955~8968
- [21] Zhang X H, Shi G Y, Liu H, et al. *IAP Global Ocean-Atmosphere-Land System Model*. Beijing: Science Press, 2000
- [22] Wu T W, Liu P, Wang Z Z, et al. The performance of atmospheric component model R42L9 of GOALS/LASG. *Adv. Atmos. Sci.*, 2003, **20**: 726~742
- [23] 王标. 气候模拟中的辐射传输模式. 中国科学院大气物理研究所博士论文, 1996
Wang Biao. On the radiative transfer model for climate simulation. Ph.D. dissertation (in Chinese), the Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, 1996
- [24] Wang B, Liu H, Shi G Y. Radiation and cloud scheme. *IAP Global Ocean-Atmosphere-Land System Model*. Zhang Xuehong, et al., Eds. Beijing: Science Press, 2000, 28~49
- [25] Han Y, Shaw J A, Churnside J H, et al. Infrared spectral radiance measurements in the tropical Pacific atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**: 4353~4356
- [26] Tobin D C, Best F A, Brown P D, et al. Downwelling spectral radiance observations at the SHEBA ice station: Water vapor continuum measurements from 17 to 26 m. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104** (D2): 2081~2092
- [27] Rothman L S, Rinsland C P, Goldman A, et al. The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN Atmospheric Workstation). <http://www.hitran.com/>, Updated HITRAN2000, 2003
- [28] 石广玉. 论大气辐射计算中的 k -分布方法. *大气科学*, 1998, **22**: 659~676
Shi Guangyu. On the correlated k -distribution method. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 1998, **22**: 659~676
- [29] Zhang H, Shi G Y. An improved approach to diffuse radiation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **70**: 367~372, 2001
- [30] Nakajima T, Tanaka M. Matrix formulations for the transfer of solar radiation in a plane-parallel scattering atmosphere. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1986, **35**: 13~21
- [31] Joseph J H, Wiscombe W J, Weinman J A. The delta-Edington approximation for radiative flux transfer. *J. Atmos. Sci.*, 1976, **33**: 2452~2459
- [32] Plass G N, Kattawar G W, Catchings F E. Matrix operator theory of radiative transfer. 1. Rayleigh scattering. *Appl. Opt.*, 1973, **12**: 314~329
- [33] Nakajima T, Tsukamoto M, Tsushima Y, et al. Modeling of the radiative process in an atmospheric general circulation model. *Appl. Opt.*, 2000, **39**: 4869~4878
- [34] Garand L, Turner D S, Larocque M, et al. Radiance and Jacobian intercomparison of radiative transfer models applied to HIRS and AMSU channels. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**: 24017~24031
- [35] Shepard A, Kneizys F X. Convolution algorithm for the Lorentz function. *Appl. Opt.*, 1979, **18**: 2329~2333
- [36] Mlawer E J, Taubman S J, Brown P D, et al. Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated- k model for the longwave. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**: 16663~16682