

热红外遥感中大气下行辐射效应的一种近似 计算与误差估计*

陈良富 徐希孺

(北京大学遥感与地理信息系统研究所 北京 100871)

摘要 在热红外遥感中,大气下行辐射效应很难处理,原因是地表双向反射分布函数很难精确描述。因此常见的处理方法是在如下2个假设前提下对该项作做简化计算:一是假设地表反射为朗伯体特性,二是大气下行辐射在半球空间内取常数。该文提出了一种在地表为非朗伯体、大气下行辐射为非各向同性等一般条件下近似计算大气下行辐射效应的方法。通过数值模拟表明:(1)所采用的方法可以在放弃2个假设的前提下,更精确地计算热红外大气下行辐射效应的数值,计算精度比2个假设前提下的计算方法至少提高20.53%;(2)该方法所带来的误差是大气模式、传感器视角和通道的函数。其中,通道4的相对误差比通道5大,同一通道中模式5的相对误差最大,但最大可能相对误差不到8%,且随扫描角的增大而减小;(3)大气下行辐射效应项占总辐射亮度值之比例在±30°视角范围内一般不超过4%。

关键词 热红外遥感 大气下行辐射效应

1 引言

根据热辐射传输方程,卫星传感器接收到的热辐射亮度值由3部分组成,即

$$L_i(\theta) = \tau_i(\theta) \epsilon_i(\theta) B_i(T_s) + L_i^\uparrow(\theta) + \tau_i(\theta) \int_{\Omega} f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) L_i^\downarrow(\theta') \cos \theta' d\Omega' \quad (1)$$

其中: θ' , θ 为天顶角; φ' , φ 为方位角; $L_i(\theta)$:视角为 θ 时传感器所接收的第*i*波段的热红外辐射亮度; $B_i(T_s)$:第*i*波段地表物理温度为 T_s (单位为K)时的普朗克黑体辐射亮度; $\epsilon_i(\theta)$:视角为 θ 时*i*波段地表比辐射率; $\tau_i(\theta)$:视角为 θ 时*i*波段从地面到传感器的大气透过率; $L_i^\uparrow(\theta)$:视角为 θ 时*i*波段大气上行辐射; $L_i^\downarrow(\theta')$:天顶角为 θ' 时*i*波段大气下行辐射; $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$:地表双向反射分布函数; \int_{Ω} :积分符号代表半球积分; $d\Omega'$:代表微分立体角。

方程(1)中第一项是地表热辐射经大气削弱后被传感器接收的热辐射亮度,第二项为大气上行辐射亮度,第三项为大气下行辐射经地表反射后再被大气削弱最终被传感器接收的辐射亮度。由于地表

非朗伯体特性很难精确描述,所以至今绝大多数作者都在如下2个假设前提下对该项做了简化计算。一是假设地面为朗伯体反射面^[1-4];二是假设大气下行辐射在半球空间内取常数^[5-7]。于是(1)式变为:

$$L_i(\theta) = \tau_i(\theta) \epsilon_i(\theta) B_i(T_s) + L_i^\uparrow(\theta) + \tau_i(\theta)(1 - \epsilon_i(\theta)) L_i^\downarrow(\theta' = 0) \quad (2)$$

这就是我们在诸多文献中常见的热辐射传输方程的形式,显然这2个假定与实际不符。那么能否在放弃上述2个假设的前提下,对该项数值给予更为精确计算,其误差范围又有多大? 仅就上述问题开展讨论,并通过对 AVHRR 第4与第5通道的数值模拟表明其误差范围。

2 原理与方法

2.1 大气下行辐射效应的计算

假定大气下行辐射不随方位角而变,它仅为天顶角 θ 的函数,这不失问题的一般性。双向反射率分布函数则可表达为平均值与涨落值之和。

$$f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) = f(\theta, \varphi) + \Delta f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$$

则(1)式右边第三项可表达为:

$$L_{ir}^{\downarrow}(\theta) = \tau_i(\theta)f(\theta, \varphi) \cdot \int_{\Omega} L_i^{\downarrow}(\theta') \cos \theta' d\Omega' + \tau_i(\theta) \int_{\Omega} \Delta f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) \cdot L_i^{\downarrow}(\theta') \cos \theta' d\Omega' \quad (3)$$

如果把(3)式右边第二项视为误差项,那么问题的提法便是多大的误差范围内,热红外下行辐射效应可以用(3)式右边第一项近似。

2.2 双向反射率分布函数的平均值

根据半球一方向反射率的定义,

$$\rho(\Omega \rightarrow \theta, \varphi) = \int_{\Omega} \frac{dL(\theta, \varphi)}{dL(\theta', \varphi')} d\Omega'$$

又因双向反射率分布函数的定义^[8], $dL(\theta, \varphi) = f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) \cos \theta' dL(\theta', \varphi')$,代入上式,并根据中值定律可得:

$$\begin{aligned} \rho(\Omega \rightarrow \theta, \varphi) &= \int_{\Omega} f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) \cos \theta' d\Omega' \\ &= f(\theta, \varphi) \int_{\Omega} \cos \theta' d\Omega' \\ &= f(\theta, \varphi) \cdot \pi \end{aligned} \quad (4)$$

在局地热平衡条件下,根据方向基尔霍夫定律和能量守恒定律,方向一半球反射率 $\rho(\theta, \varphi \rightarrow \Omega)$ 应满足如下方程:

$$\rho(\theta, \varphi \rightarrow \Omega) = 1 - \epsilon(\theta, \varphi) \quad (5)$$

根据互易原理, $\rho(\theta, \varphi \rightarrow \Omega) = \rho(\Omega \rightarrow \theta, \varphi)$,可得: $f(\theta, \varphi) = \frac{1 - \epsilon(\theta, \varphi)}{\pi}$ 。

为了简化问题,我们假定目标物的比辐射率 ϵ 不随方位角 φ 而变,则:

$$f(\theta) = \frac{1 - \epsilon(\theta)}{\pi} \quad (6)$$

此式表明,不论地表对外来辐射的反射在 2π 空间的分布有多么复杂,只要满足局地热平衡条件, $f(\theta', \theta)$ 在 2π 空间的平均值必定由公式(6)所描述。换言之,它的空间变化唯一地由 $\epsilon(\theta)$ 决定。

2.3 地表比辐射率的角度变化

根据实验资料^[9-13],大多数地物在垂直方向上的热红外波段的比辐射率都在 0.9-1 之间。一般粗糙表面其比辐射率随角度 θ 的变化为图 1 所示。我们选取图 1 中的 2 条曲线作为典型进行数值模拟仍具有广泛的代表性,其垂直方向上的比辐射率值分别为 0.9 和 0.98。

2.4 地球曲率半径的影响

无论是 NOAA-AVHRR, MODIS, 还是机载热红

外传感器,其对地扫描角范围均很宽,最大可达 $\pm 55^\circ$ 。因此地球曲率对大气下行辐射效应的影响必须予以考虑。设 NOAA-AVHRR 置于离地面 856 km 高度上,则图 2 展示了 θ_v 和 θ 之间的关系,而表 1 列出了 θ_v 和 θ 之间的对应关系。从两者之间的关系可知,地球曲率加剧了地表的非朗伯体特性。

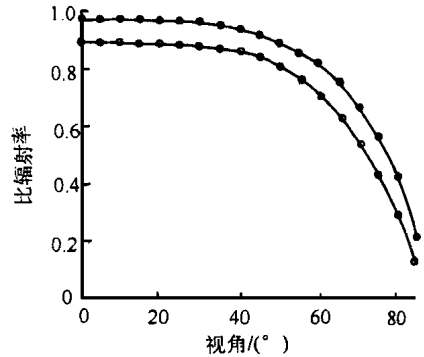


图 1 地面比辐射率值随角度变化情况
Fig. 1 The dependence of two kinds of emissivities on view angle

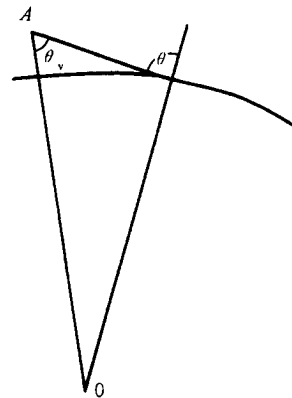


图 2 传感器视角 θ_v 和地面像元大气下行辐射反射角 θ 的关系
Fig. 2 The relationship between the scanning angle and the reflective angle of atmospheric downward radiance on the ground

2.5 误差上限值的讨论

如果把任意天顶角所对应的大气下行辐射表示为:

$$L_i^{\downarrow}(\theta') = L_i^{\downarrow} + \Delta L_i^{\downarrow}(\theta')$$

则(3)式右边第二项可表达为:

$$\begin{aligned} \Delta L_{ir}^{\downarrow}(\theta) &= \tau_i(\theta) L_i^{\downarrow} \int_{\Omega} \Delta f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) \cos \theta' d\Omega' \\ &+ \tau_i(\theta) \int_{\Omega} \Delta f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) \cdot \Delta L_i^{\downarrow}(\theta') \cos \theta' d\Omega' \end{aligned} \quad (7)$$

根据中值定理 $\int_{\Omega} \Delta f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) \cos \theta' d\Omega' \equiv 0$ 。所以(7)式变为:

表 1 遥感器视角与地面像元大气下行辐射反射角的对应关系

Table 1 The data of scanning angle and the reflective angle of atmospheric downward radiance on the ground

$\theta_v/(\circ)$	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60
$\theta/(\circ)$	0	5.57	11.36	17.07	22.83	28.65	34.55	40.59	46.81	53.33	60.34	68.31	79.23

$$\Delta L_{ir}^{\downarrow}(\theta) = \tau_i(\theta) \int_{\Omega} \Delta f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) \cdot \Delta L_i^{\downarrow}(\theta') \cos \theta' d\Omega' \quad (8)$$

对于确定的大气模式， $\tau_i(\theta)$ 和 $\Delta L_i^{\downarrow}(\theta')$ 都是确定的，所以误差值 $\Delta L_{ir}^{\downarrow}(\theta)$ 完全取决于 $\Delta f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 在 2π 空间中的取值行为。由于 $\Delta f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) = f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) - f(\theta)$ ，所以分析 $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 在 2π 空间中的取值规律就成为问题的核必，事实上 $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 的取值行为决定于物体的表面性质，下面分别加以叙述。

朗伯表面

根据朗伯面的定义，反射辐射的亮度值在 2π 空间取常值 $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) = f$ ，并可以推断 ϵ 在 2π 空间也取常值， $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 在 2π 空间取常值规律可用图 3(a) 表示。

近似朗伯面

事实上现实中只存在近似朗伯面，它是指 $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 在某个小尺度立体角范围内的平均值在 2π 空间保持近似相等。换言之， $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 在小尺度立体角范围内，以至于在整个 2π 空间中均保持随机取值性质。实验表明当物体表面极度粗糙且面积元的取向在 2π 空间内具有随机性，此表面具有近似朗伯面性质。如果用 Δf_h 与 Δf_l 代表 f 取值高于或低于 f 的均方根值，并用 p_h 与 p_l 分别代表 f 取值高于或低于 f 的概率值，那么此时 $\Delta f_h = \Delta f_l \neq 0$ ， $p_h = p_l = 0.5$ ， f 的取值规律可用图 3(b) 表示。由于 $\Delta f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 在 2π 空间随机取值，所以 $\Delta f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 取值与 $\Delta L_i^{\downarrow}(\theta')$ 取值线性无关，则(8)式可表达为 $\Delta L_{ir}^{\downarrow}(\theta) = \tau_i(\theta) \int_{\Omega} \Delta f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) d\Omega' \cdot \int_{\Omega} \Delta L_i^{\downarrow}(\theta') \cos \theta' d\Omega'$ ，由于 $\int_{\Omega} \Delta f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) d\Omega' = 0$ ，所以 $\Delta L_{ir}^{\downarrow}(\theta) = 0$ ，此处 $\Delta L_{ir}^{\downarrow}(\theta)$ 代表近似朗伯面的大气下行辐射效应的误差项。

全镜面反射面

根据镜面反射定律，镜面反射所对应的 $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 应为：

$$f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) = \frac{1 - \epsilon(\theta)}{\cos \theta} \delta(\Omega', \Omega)$$

此处 δ 函数具有如下性质：

$$\begin{cases} \delta(\Omega', \Omega) = 1, & \text{当 } \Omega' = \Omega \text{ 时;} \\ \delta(\Omega', \Omega) = 0, & \text{当 } \Omega' \neq \Omega \text{ 时.} \end{cases}$$

Ω' 代表 (θ', φ') ， Ω 代表 (θ, φ) ，此时 f 只有 2 种可能的取值： $\frac{1 - \epsilon(\theta)}{\cos \theta}$ 或“0”。根据全反射的条件， $\epsilon(\theta) = 0$ ，所以对应全反射镜面的 f 只可能取 $\frac{1}{\cos \theta}$ 或者“0”。根据公式(5)， $\rho(\theta, \varphi \rightarrow \Omega) = 1$ ，则有：

$$\rho(\Omega \rightarrow \theta, \varphi) = \int_{\Omega} f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) \cos \theta' d\Omega' = 1 \quad (9)$$

另一方面假定 $\delta(\Omega', \Omega)$ 以概率“1”在 2π 空间内处处取值为“1”，则

$$\int_{\Omega} f(\theta', \varphi', \theta, \varphi) \cos \theta' d\Omega' = 2\pi \quad (10)$$

公式(10)与(9)相矛盾，故必须放弃导致(10)式的假定条件，并可推断 $\delta(\Omega', \Omega)$ 函数只有以 $\frac{1}{2\pi}$ 的概率在 2π 空间取值为“1”。换言之， $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 只能在 (θ, φ) 方向周围 $\frac{1}{2\pi}$ 立体角范围内取值 $\frac{1}{\cos \theta}$ ，其它方向为“0”，此时 $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 在 2π 空间的取值完全是确定性的（或者叫规定性的），相应 $\Delta L_{ir}^{\downarrow}(\theta)$ 的计算可表达为：

$$\Delta L_{ir,s}^{\downarrow}(\theta) = \tau_i(\theta) \left[\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\cos \theta} - f(\theta) \right] \int_{\Omega} \Delta L_i^{\downarrow}(\theta') \cos \theta' d\Omega'$$

此时， $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 在 2π 空间的取值与 $f(\theta)$ 的关系可用图 3(c) 表示。

一般非朗伯表面

这是介于近似朗伯面与全反射镜面之间的过渡类型，在现实中最常见，此类 $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 的最大与最小可能取值分别为 $\frac{1 - \epsilon(\theta)}{\cos \theta}$ 与“0”，它在 2π 空间中的平均 $\Delta f(\theta, \varphi', \theta, \varphi)$ 可表达为： $\Delta f_m(\theta', \varphi', \theta, \varphi) = [p_h \cdot \Delta f_h^2 + p_l \cdot \Delta f_l^2]^{\frac{1}{2}}$ 。设想表面由极粗糙表面向极光滑表面变动，则 Δf_h^2 将由近似“0”增至 $\left[\frac{1}{\cos \theta} - f(\theta) \right]^2 \Delta f_l^2$ 亦将由近似“0”增至 $f^2(\theta)$ ，同时 p_l 将由 $\frac{1}{2}$ 增至 $1 - \frac{1}{2\pi}$ ，唯有 p_h 将由 $\frac{1}{2}$ 减至 $\frac{1}{2\pi}$ ，

$p_h < p_l$ 。但由于 Δf_h^2 的增速大于 p_h 的减速,所以 $p_h \cdot \Delta f_h^2$ 仍将由“0”增至 $\frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{\cos \theta} - f(\theta) \right]^2$ 。因此 $\Delta f_m(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 在变动过程中始终是一个单调递增函数,对一般非朗伯体而言,它的 $\Delta f_m(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 值不可能超过全反射镜面的对应值 $\Delta f_{m,s}(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$:

$$\Delta f_{m,s}(\theta', \varphi', \theta, \varphi) = \left\{ \left[\left(1 - \frac{1}{2\pi} \right) f^2(\theta) + \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{\cos \theta} - f(\theta) \right]^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right.$$

而 $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 在空间的取值方式亦由随机型向规则型过渡,所以对一般非朗伯面而言, f 值中既包含有随机性质又包含有规则性质,它们之间的比例完全决定于它在过渡过程中的位置, $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 的取值与 $f(\theta)$ 的关系由图 3(d) 表示。由

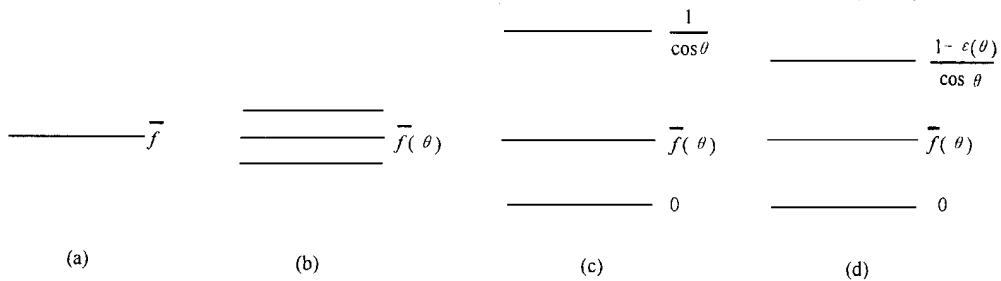


图 3 瞬间 $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ 取值范围与 $f(\theta)$ 的关系
Fig. 3 The relationship between the ranges of $f(\theta', \varphi', \theta, \varphi)$ and $f(\theta)$

表 2 模拟计算中的地表温度范围

Table 2 The range of LST in the numerical simulation

大气模式	热带大气	中纬度夏季	中纬度冬季	副极带夏季	副极带冬季
边界气温/K	299.2	294.2	272.1	287.2	257.1
地表温度/K	289-309	284-304	262-282	277-297	247-267

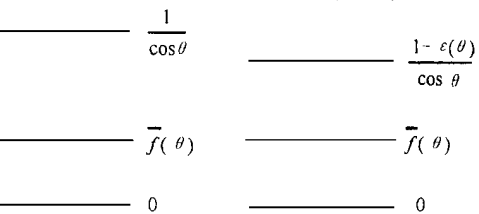
在不同大气模式下,用本文提出的方法计算了 NOAA-11 第 4 和第 5 通道在不同的扫描角 θ_v 时,大气下行辐射效应项 (L_{ir}^{\downarrow}) 及其在传感器接收的总亮度值中的比例,表 3 列出了地表温度和地表比辐射率为低值时(此时比例数值最大)扫描角为 30° 和 55°

于任何 f 的随机性质都将使 $\Delta L_{ir}^{\downarrow}(\theta)$ 值减小,所以对非全反射的非朗伯面的 $\Delta L_{ir}^{\downarrow}(\theta)$ 可表达为:

$$\Delta L_{ir}^{\downarrow}(\theta) = \tau_i(\theta) \left[\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1 - \epsilon(\theta)}{\cos \theta} - f(\theta) \right] \int_{\Omega} \Delta L_{ir}^{\downarrow}(\theta') \cos \theta' d\Omega' \quad (11)$$

3 模拟计算结果

模拟计算的目的是用公式(3)右边第一项作为公式(1)右边第三项的近似,回答如下 2 个问题:一是它的误差范围有多大?二是大气下行辐射效应在总亮度值中占有多大比例?显然这与大气模式、地表比辐射率的大小、地表物理温度和传感器的扫描角度等因素有关。对不同大气模式下的地表物理温度选取上,约以相应大气剖面下边界气温附近 ± 10 K 为上、下限典型代表温度(表 2)。



时的比例值;并同时计算了本方法所带来的绝对误差上限 $\Delta L_{ir}^{\downarrow}$ 项,即公式(11);相对误差上限 $\Delta L_{ir}^{\downarrow} / L_{ir}^{\downarrow}$ (图 4);公式(2)中的第三项 $L_{ir}^{\downarrow}(c)$;应用本方法所提高的精度 $[L_{ir}^{\downarrow} - L_{ir}^{\downarrow}(c)] / L_{ir}^{\downarrow}$ (表 4)。

模拟计算结果表明:

表 3 大气下行辐射效应项占传感器总辐射值的比例

Table 3 The relative ratio of atmospheric down radiance effect to the total radiance received by sensor

大气模式	1		2		3		4		5	
	4	5	4	5	4	5	4	5	4	5
30°扫描角/%	3.00	3.33	3.86	3.93	1.98	2.39	3.31	3.75	1.47	1.68
55°扫描角/%	6.46	3.83	8.84	6.85	8.22	9.28	9.65	9.14	6.71	7.47

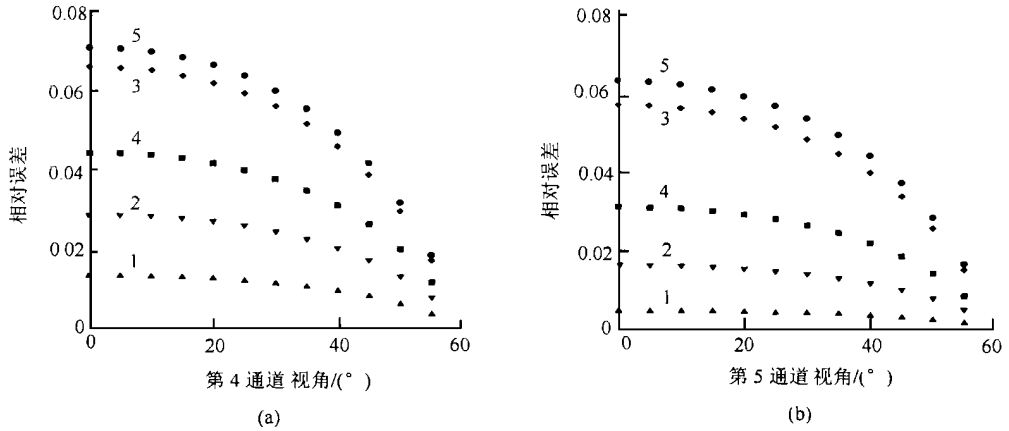


图4 5个大气模式的相对误差(图中1,2,3,4,5分别为5个大气模式)

Fig. 4 The relative error of this method for five atmospheric models

表4 本文大气下行辐射计算模式比假设条件下计算方法提高的精度

Table 4 The accuracy improvement of this method compared with the traditional method

大气模式	1		2		3		4		5	
	4	5	4	5	4	5	4	5	4	5
$[L_{ir}^{\downarrow} - L_{ir}^{\downarrow}(c)]/L_{ir}^{\downarrow}/\%$	26.40	20.53	31.14	26.43	36.43	34.10	34.28	30.65	36.61	34.13

(1) 提出的近似计算方法获得的大气下行辐射效应值 L_{ir}^{\downarrow} 与误差上限 $\Delta L_{ir}^{\downarrow}$ 随大气模式、地表比辐射率 $\epsilon(\theta)$ 、遥感器的扫描角 θ_v 和通道的变化而变化, 地表比辐射率越小, L_{ir}^{\downarrow} 和 $\Delta L_{ir}^{\downarrow}$ 的值越大;

(2) 大气下行辐射效应项占遥感器总辐射亮度值的比例与大气模式、地表比辐射率 $\epsilon(\theta)$ 、遥感器的扫描角 θ_v 、通道以及地表温度等因子都有关系, 地表温度和比辐射率值越小, 比例值越大; 当 θ_v 为 30° 时, L_{ir}^{\downarrow} 在总辐射亮度值中所占的比例最大不超过 4%, θ_v 为 55° 时, 最大比例值不超过 10%;

(3) 最大可能相对误差上限值 $\Delta L_{ir}^{\downarrow}/L_{ir}^{\downarrow}$ 只与大气模式、 θ_v 和通道有关(图4), 通道4的最大可能相对误差比通道5大。同一通道中, 大气模式5的相对误差最大, 其最大值在通道4、5中分别为 7.08% 和 6.29%, 且相对误差随 θ_v 的增大反而减小。

(4) 所提方法精度提高的 $[L_{ir}^{\downarrow}(c) - L_{ir}^{\downarrow}]/L_{ir}^{\downarrow}$ 值只与大气模式和通道有关, 本方法提高的精度最小为 20.53%, 最大可达 36.61%。

(5) 随着 θ_v 的增大, 地球曲率因素加剧了地表非朗伯体特性。

4 结 论

数值模拟表明, 2个假设前提对计算热红外大气

下行辐射效应是不可取的。本文所采用的方法可以在放弃2个假设的前提下, 更精确地计算热红外大气下行辐射效应的数值, 精度提高值最小达 20.53%, 且对5个大气模式其最大可能相对误差不到 8%。

致谢

柳钦火博士在本文的数值模拟过程中给予了很大帮助, 谨此致射。

参 考 文 献 (References)

- 1 Wan Z., Li Zhaoliang. A Physics-based Algorithm for Retrieving Land-surface Emissivity and Temperature from EOS/MODIS Data. *IEEE Transaction. Geoscience and Remote Sensing*, 1997, **35**(4): 980-996.
- 2 Coll C., Caselles V., Schmugge T. J. Estimation of Land Surface Emissivity Difference in the Split-window Channels of AVHRR. *Remote Sensing Environment*, 1994, **48**: 127-134.
- 3 Sobrino J. A., Coll C., Caselles V. Atmospheric Correction for Land Surface Temperature Using NOAA-11 AVHRR Channels 4 and 5. *Remote Sensing Environment*, 1991, **38**: 19-34
- 4 Becker F., Li Zhaoliang. Towards a Local Split Window Method Over Land Surfaces. *Int. J. Remote Sensing*, 1990, **31**(3): 369-393.
- 5 Li Zhaoliang, Becker F. Feasibility of Land Surface Temperature and Emissivity Determination From AVHRR Data. *Remote Sensing/Environment*, 1993, **43**: 67-85.
- 6 Dalu G. Emission Effect on the Remote Sensed Sea Surface Temperature

- ture. *Int. J. Remote Sensing*, 1985, **6**(5): 733–740.
- 7 Liu Qinghuo, Xu Xiru, Chen Jiayi. The retrieval of land surface temperature and emissivity by remote sensing data: Theory and digital simulation. *Journal of Remote Sensing*, 1998, **2**(1): 1–9. (In Chinese) [柳钦火, 徐希孺, 陈家宜. 遥测地面温度与比辐射率的迭代反演方法——理论推导与数值模拟. *遥感学报*, 1998, **2**(1): 1–9.]
- 8 Nicodemus, *et al.* Geometrical considerations and nomenclature for reflectance. NBS. Monograph 160, 1997.
- 9 Label, J. Stoll, M. P. Angular Variation of Land Surface Spectral Emissivity in the Thermal Infrared; Laboratory Investigation on Bare Soils. *Int. J. Remote Sensing*, 1991, **12**(11): 2299–2310.
- 10 Francois, C., Otle, C. Estimation of the Angular Variation of the Sea Surface Emissivity with the ATSR/ERS-1 Data. *Remote Sensing Environment*, 1994, **48**: 302–308.
- 11 Rivard, B., Thomas, P. J., Giroux, J. Precise Emissivity of Rock Samples. *Remote Sensing Environment*. 1995, **54**: 152–160.
- 12 Sutherland, R. A. Broadband and Spectral (2–18 μm) Emissivity of Some Natural Soils and Vegetation. *American Meteorological Society*. 1986. **3**: 199–202.
- 13 Takashima, T., Masida, K. Emissivities of Quartz and Sahara Dust Powders in the Infrared Region (7–17 μm). *Remote Sensing Environment*, 1987, **23**: 51–63.

作 者 简 介

陈良富,男,1965年生。1986年毕业于江西师范大学地理系,1991年在陕西师范大学获理学硕士学位,现在北京大学遥感与地理信息系统研究所攻读博士学位。目前主要研究领域为热红外遥感反演理论与方法。

An Approximate Numeration and Error Estimation on Atmospheric Downward Radiance Effect in Thermal-infrared Remote Sensing

CHEN Liang-Fu XU Xi-Ru

(*Institute of Remote Sensing & GIS, Peking University, Beijing 100871.*)

Abstract In the field of thermal infrared remote sensing, it is very difficult to calculate the surface-reflected atmospheric downward radiance effect because the precise bi-directional reflection distribution function can not be easily described. The simplicity is therefore, often used as a only way to deal with that problem under two assumptions; one is the Lambertian reflection of the surface, another is the isotropic downward thermal radiance of atmosphere. This paper puts forward a new method to calculate the effect under the general conditions which are non-Lambertian surface and anisotropic atmospheric downward thermal radiance. Simulations show: (1) The method described in this paper can provide more precise calculation of this effect, and the accuracy improved at least 20.53%; (2) The relative error from this method is dependent on the atmospheric model, the scanning angle and channel. The relative errors in the channel 4 are higher than those in channel 5, and they decreases with the increase of scanning angle. The maximum relative error is less than 8%; (3) The amount of surface-reflected atmospheric downward radiance effect is 4% less than the total value of radiance received by sensor at 30 degree of scanning angle.

Key words Thermal infrared remote sensing, The effect of atmospheric downward thermal radiance