

大倾角光学遥感中大气点扩散函数的近似模型

胡宝新^{1,2} 李小文^{1,2} 朱重光¹ Alan strahler²

(1. 中国科学院遥感应用研究所 北京 100101)

(2. Center for Remote Sensing, Boston University, U. S. A)

摘要 大气对垂直遥感和大倾角遥感影响的主要差别之一体现于邻近象元的影响。对于垂直遥感,点扩散函数是各向同性的,即邻近象元对于目标象元的影响只与它们之间的距离有关,和它们之间的相对方位无关。但是对于大倾角遥感,点扩散函数不仅依赖于邻近象元和目标象元之间的距离,而且还依赖于它们之间的相对方位,在距离相同时,在观测方位上的邻近象元对目标象元的影响最大。

本文用传感器、目标象元和邻近象元构成的几何关系描述来自邻近象元的漫反射再经大气的一次散射而达到传感器的辐射通量,从而得到大气的点扩散函数的近似解析解。这种解析近似同蒙特卡洛的模拟结果有很好的致。我们用这种方法得了 ASAS(Advanced Solid-state Array Spectroradiometer)大倾角观测时的大气的点扩散函数,并设计了一个 Wiener 滤波器去除邻近象元的影响。视觉效果评价和空间相关性分析的结果表明了这种方法的有效性和可行性。

关键词 大倾角遥感,大气订正,邻近象元,点扩散函数

1 引言

多角度遥感能够很好地反映地物的二向性反射特性,使我们能够获得地表目标的结构参数并精确地计算它的半球反照率。地表目标的分类的精度也有望通过多角度遥感提供的地物二向性反射特性的信息而得到提高。但是,由于大气的影,遥感平台上的传感器接收的信号已不能真实地反映地物的特征,所以在使用多角度遥感图象之前,必须进行大气订正。因为它的倾斜观测,使适合于垂直观测的大气订正的方法已不再适合于多角度遥感。本文针对大气对垂直遥感和大倾角遥感影响的主要差别之一,即邻近象元的影响,对多角度遥感的大气订正进行研究。

邻近象元的影响可以看作目标表面的辐射场和

大气的点扩散函数的卷积,因此确定大倾角遥感时的点扩散函数是非常重要的,随着多角度遥感的发展,目前很多学者致力于这方面的研究。其方法基本上可以分为两大类:蒙特卡洛模拟方法^[1]和求解建立在大气—地表耦合系统上的三维辐射传输方程^[2]。为了获得具有统计意义上的结果,蒙特卡洛方法需要跟踪大量的光子。因此,这种方法只适合于科学研究而难于实际应用。除蒙特卡洛方法外,光子通过大气的散射特性可以用著名的大气辐射传输方程来描述。考虑到地表目标的反射特性对大气散射的影响,人们把描述大气的辐射传输方程应用于地表目标,例如植被冠层,发展了三维大气—地表耦合辐射传输方程及其算法。然而,由于这一耦合系统和方法的复杂性,至今没有令人信服地证明这种方法的有效性,而且,求得三维辐射传输方程的数值解需要很大的计算量,其解的物理意义也不够

• 国家自然科学基金资助项目;亦承美国 NASA NAGN-2082 部分资助
收稿日期:1996,03,30;收到修改稿日期:1996,04,08

明晰。

本文用传感器、目标象元和邻近象元构成的几何关系描述来自邻近象元的漫反射再经大气的一次散射而达到传感器的辐射通量，从而得到了大气点扩散函数的近似解析解。蒙托卡洛的模拟结果和 ASAS^[3] 大倾角观测时的图象对这一解析近似进行的检验结果，表明了这种方法的有效性和可行性。

2 邻近象元对大倾角遥感的影响

邻近象元的影响是指经非观测目标反射的光子，再经大气的散射而达到传感器，从而在某种程度上使地物边缘模糊的现象。多年来，一些专家学者一直致力于这方面的研究。Kaufman^[5] 的研究结果表明：邻近象元的影响依赖于传感器的空间分辨率，当传感器的空间分辨率小于大气分子和气溶胶的平均高度时，例如小于 1—2 公里时，邻近象元的影响不可忽略。因为经地表和大气之间的多次反弹而达到传感器的光子，对传感器处的辐射通量起作用的空间尺度远大于传感器的视场，所以，在考虑邻近象元的影响时，可不考虑这部分分量的影响。

Vermote 等^[1] 使用蒙托卡洛方法模拟了垂直观测和大倾角 (70°) 观测时邻近象元的影响，并提供了模拟结果。他们模拟了具有 10⁴ 瓦特功率的光子投射到一非均匀的理想朗伯表面的情况。由于大气分子和气溶胶影响的不同，在模拟时对它们分别进行了考虑。图 1 和图 2 是在这两种情况下的结果。图

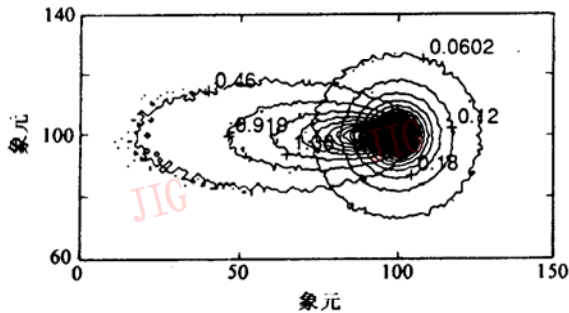


图 1 垂直和 70° 倾斜观测时大气分子的点扩散函数的蒙托卡洛模拟结果

Fig. 1 The point spread function of atmospheric molecules for nadir and 70° observations using Monte Carlo simulation.

中的方框表示覆盖 50 公里宽、50 公里长地域的 201 × 201 个象元点，中心点是观测目标。每条等值线的

值代表了经相应位置的象元点反射并达到传感器的瓦特数。图中的圆和椭圆分别是垂直和 70° 观测时的情况。从图中可以看出，邻近象元对垂直遥感和大倾角遥感的影响是不同的。垂直观测时，邻近象元的影响只与它和目标象元之间的距离有关；大倾角观测时，邻近象元不仅与它和目标象元之间的距离有关，而且还与它们之间的相对方位有关，距离相同时在观测方位上的邻近象元的影响最大。正如前面所述，蒙托卡洛模拟方法适合于科学研究而难于实际应用。本文发展了一种新的得到大气点扩散函数的方法与蒙托卡洛的模拟结果进行了比较。

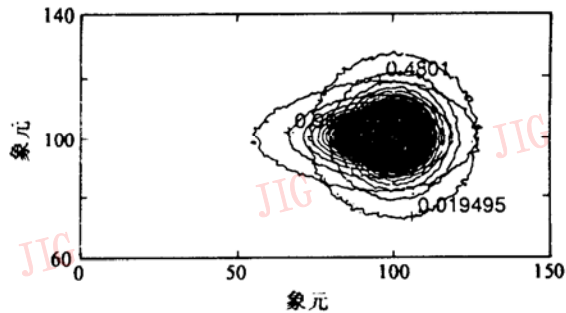


图 2 垂直和 70° 倾斜观测时气溶胶的点扩散函数的蒙托卡洛模拟结果

Fig. 2 The point spread function of aerosols for nadir and 70° observations using Monte Carlo simulation.

3 大气的点扩散函数的解析近似

图 3 是由传感器、目标象元和邻近象元构成的三维空间的示意图。点 V, O 和 P 分别代表传感器、目标象元和邻近象元。两条平行的虚线表示宽度为 2d 的传感器的视场(实际上，传感器的视场为一近似柱体的锥体)，θ 是观测的天顶角，φ 和 r 描述了 P 相对于 O 的位置(方位角和距离)，h 是大气的等效高度，对于航空遥感，它是飞机的高度；对于卫星遥感，它是大气的平均高度。对于大气分子和气溶胶，大气的平均高度分别是 8 公里和 4 公里。由于大气的存在，部分经 P 漫反射的光子直接或经大气的散射进入传感器的视场，再经大气一次散射到传感器方向。由于经大气多次散射到传感器的辐射通量对遥感信号的贡献较小，所以我们只考虑大气的一次散射得到的大气点扩散函数的一阶解析近似。下面我们从邻近象元影响的物理过程入手，寻找物理量和图 3 所示三维空间几何结构之间的关系。

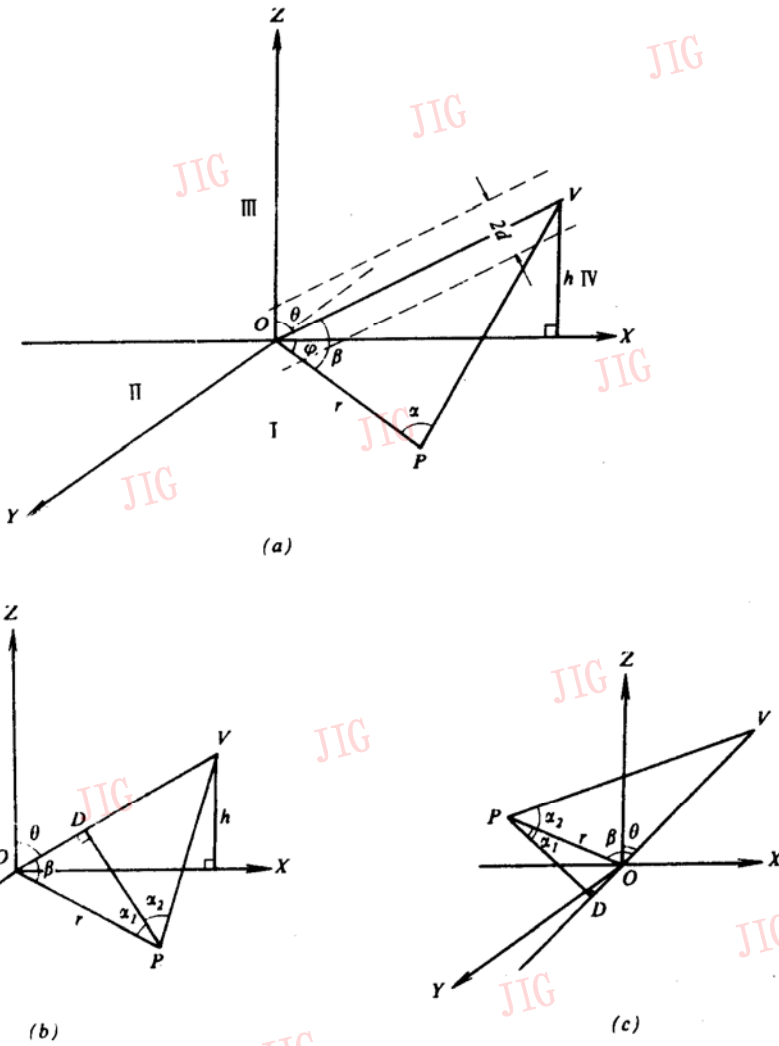


图 3 由传感器、目标象元和邻近象元构成的空间示意图
Fig. 3 The illustrative diagram of the space composed by the sensor object pixel and environmental pixel.

经 P 漫反射的太阳光子射向四面八方而离开被观测的表面,只有被反射到某些方向上的光子,能直接进入传感器的视场,再经大气的一次散射射向观测方向。从图 3 可以看出,只有被反射向视场轴线 OV 的光子才能直接进入传感器的视场,这部分光子的数量由传感器视场在 P 处所张的立体角 Ω 所决定,这里我们用 $\angle OPV$ 来近似描述这一立体角。 $\angle OPV$ 可由下列几何关系求出。

首先,可根据立体几何公式求出,

$$\cos\beta = \sin\theta\cos\varphi \quad (1)$$

由于 φ 是在 0 和 2π 之间取值,当 P 是在第 I 和第 IV 象限时, $\cos\varphi > 0, 0 \leq \beta < \pi/2$, 从 P 到视场的垂线与 OV 的交点 D 落在 VO 之间图[3(b)]所示;当 P 是在第 II 和第 III 象限时, $\varphi < 0, \pi/2 \leq \beta < \pi, D$ 落

在 VO 之外[图 3(c)]。为了叙述方便,规定当 D 落在 VO 之内, $OD > 0$; 当 D 落在 VO 之外, $OD < 0$; PD 落在 α 内, $\alpha_1 > 0$, PD 落在 α 外, $\alpha_1 < 0$ 。因此, $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ 。 α_1 和 α_2 可以通过下列公式得到:

$$\alpha_1 = \frac{\pi}{2} - \beta \quad (2)$$

$$\alpha_2 = \arctan \quad (3)$$

$$\left(\frac{h\sec\theta - r\cos\beta}{r\sin\beta} \right)$$

可以看出,当 P 沿 X 正半轴, X 负半轴和 Y 轴趋于 0 时, α 不收敛于同一值,它们分别为 $\pi/2 + \theta, \pi/2 - \theta$ 和 $\pi/2$ 。这是用 α 来近似立体角 Ω 带来的误差。如果用精确计算的立体角,它们则收敛,但计算太过繁杂。因 α 的近似误差随 P 相对于 O 的距离 (r) 的减小而增加,但在 r 小时, P 已进入传感器视场的重叠区,因此用 α 来近似立体角 Ω 不会引起太大的误差。

从上面的分析我们知道,经 P 漫反射到 α 各方向的光子能直接进入传感器的视场。下面,我们首先分析被反射到 α 内某一方向(和 DP 的夹角为 α')上的光子的情况,然后对 α' 在 α 范围内积分而得到大气的点扩散函数。我们分别考虑图 3(b) 情况下被反射到 α_1 和 α_2 内各方向的光子的情况,并以反射到 α_2 内的光子为例,直接给出光子被反射到 α 内的公式及推导过程。由于对 OD 和 α_1 取值范围的规定,当 P 在第 II 和第 III 象限,即图 3(c) 的情况时,除 α' 的取值范围外,公式和图 3(b) 光子被反射到 α_2 内的情况相同,所以只给出积分时的公式。我们通过回答下面三个问题来分析邻近象元影响的物理过程与图 3 所示三维空间的几何结构之间的关系。

首先,我们首先分析被反射到 α 内某一方向(和 DP 的夹角为 α')上的光子的情况,然后对 α' 在 α 范围内积分而得到大气的点扩散函数。我们分别考虑图 3(b) 情况下被反射到 α_1 和 α_2 内各方向的光子的情况,并以反射到 α_2 内的光子为例,直接给出光子被反射到 α 内的公式及推导过程。由于对 OD 和 α_1 取值范围的规定,当 P 在第 II 和第 III 象限,即图 3(c) 的情况时,除 α' 的取值范围外,公式和图 3(b) 光子被反射到 α_2 内的情况相同,所以只给出积分时的公式。我们通过回答下面三个问题来分析邻近象元影响的物理过程与图 3 所示三维空间的几何结构之间的关系。

3.1 有多少经P反射的光子未经大气的散射直接进入传感器的视场?

设 α' 方向和被观测表面的法线之间的夹角为 θ' ,并在视场轴线上的M处和大气分子或气溶胶相遇(图4)。如果不考虑大气的衰减,那么根据辐射传输理论^[6],M处的辐射照度为

$$E = L_0 \frac{\cos\theta' S}{PM^2} \quad (4)$$

$$= L_0 \frac{S(\tan\alpha_1 \cos\alpha' + \sin\alpha') \cos\theta}{(r \sin\beta \sec\alpha')^2}$$

其中, L_0 为经P反射到 θ' 方向上的辐亮度, S 是象元点P所覆盖的面积, $\frac{\cos\theta' S}{PM^2}$ 是在面积元S在M处所张的立体角。

光子在从P到M的过程中受到了大气的衰减,根据辐射传输理论^[7],太阳光通过容积消光系数为 β_e 的大气 x 距离时,它的能量被衰减为,

$$e^{-\beta_e x} \quad (5)$$

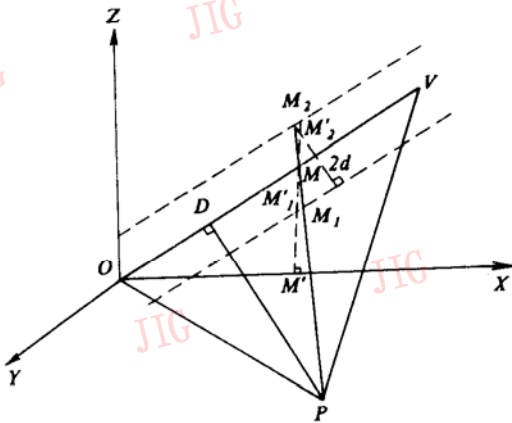


图4 辅助分析的几何关系图(对邻近象元)

Fig. 4 The geometry for analysis of the environmental pixel.

因此,光子通过 PM 距离的传输率 T 为,

$$T = e^{-\beta_e PM} = e^{\beta_e r \sin\beta \sec\alpha'} \quad (6)$$

为了计算 T ,需要知道大气的容积消光系数 β_e 。但是通常情况下,只知道整个大气层的光学厚度,即大气底层的光学厚度 τ_1 。假设大气是由均匀的众多薄层构成,则随着距地表的距离 Z 的增加, τ 以 $e^{-\frac{Z}{H}}$ 的速度衰减,其中 H 为大气的均质高度。即在某一高度 Z ,

$$\tau = \tau_1 e^{-\frac{Z}{H}} \quad (7)$$

当光子从P到M,通过 PM 距离时,在垂直方向

通过 MM' 距离,在这一距离上光学厚度差为 $\Delta\tau$:

$$\Delta\tau = \tau_1 (1 - e^{-\frac{MM'}{H}}) \quad (8)$$

$$= \tau_1 (1 - e^{-\frac{(r \cos\beta + r \sin\beta \tan\alpha') \cos\theta}{H}})$$

因此,大气的传输率 T 为,

$$T = e^{-\Delta\tau \sec\theta} = e^{-\frac{\Delta\tau}{(\tan\alpha_1 \cos\alpha' + \sin\alpha') \cos\theta}} \quad (9)$$

所以,M处的辐照度为,

$$E = L_0 \frac{\cos\theta' S}{PM^2} T \quad (10)$$

$$= L_0 \frac{S(\tan\alpha_1 \cos\alpha' + \sin\alpha') \cos\theta}{(r \sin\beta \sec\alpha')^2} T$$

同理,对图3(b)光子被反射到 α_1 内的情况,M处的辐照度 E_1 为

$$E_1 = L_0 \frac{S(\tan\alpha_1 \cos\alpha' - \sin\alpha') \cos\theta}{(r \sin\beta \sec\alpha')^2} T_1 \quad (11)$$

$$T_1 = e^{-\frac{\Delta\tau_1}{(\tan\alpha_1 \cos\alpha' - \sin\alpha') \cos\theta}} \quad (11a)$$

$$\Delta\tau_1 = \tau_1 (1 - e^{-\frac{r \sin\beta \cos\theta - r \sin\beta \tan\alpha'}{H}}) \quad (11b)$$

3.2 有多少进入视场的光子被散射向传感器方向?

进入传感器视场的光子并不能全部同大气的分子和气溶胶碰撞,碰撞的概率与光子穿越传感器视场的距离有关。根据公式(5)可知,太阳光在大气中穿越 x 距离后的能量。这里用

$$1 - e^{-\beta_e x} \quad (12)$$

描述光子通过容积消光系数为 β_e 的大气 x 距离时和大气分子或气溶胶碰撞的概率。因此,光子在视场内通过 $M_1 M_2$ 时被碰撞的概率为

$$P = 1 - e^{-\beta_e M_1 M_2} = 1 - e^{-\beta_e 2d \sec\alpha'} \quad (13)$$

同上面的分析相同,考虑大气是水平均匀的,通过大气的光学厚度 τ 来求得概率 P 。当光子在视场内通过 $M_1 M_2$ 距离时,在垂直方向通过 $M_1' M_2'$ 距离,在这一距离上,光学厚度差为 $\Delta\tau'$:

$$\Delta\tau' = \tau_1 (e^{-\frac{MM' - d \sec\alpha' \cos\theta}{H}} - e^{-\frac{MM' + d \sec\alpha' \cos\theta}{H}})$$

$$= \tau_1 e^{-\frac{(r \cos\beta + r \sin\beta \tan\alpha') \cos\theta}{H}}$$

$$\cdot (e^{\frac{d}{H} (\tan\alpha_1 + \tan\alpha') \cos\theta} - e^{-\frac{d}{H} (\tan\alpha_1 + \tan\alpha') \cos\theta}) \quad (14)$$

所以,

$$p = 1 - e^{-\frac{\Delta\tau'}{\cos\theta}}$$

$$= 1 - e^{-\frac{\Delta\tau'}{(\tan\alpha_1 \cos\alpha' + \sin\alpha') \cos\theta}} \quad (15)$$

在视场内经大气一次散射向传感器方向的辐亮度 L 为,

$$L = \frac{\omega}{4\pi} P\left(\frac{\pi}{2} - \alpha'\right) L_0 \quad (16)$$

$$\frac{S(\tan\alpha_1 \cos\alpha' + \sin\alpha') \cos\theta}{(r \sin\beta \sec\alpha')^2} T_p$$

其中, ω 为大气的单次散射反照率, $p(\pi/2 - \alpha')$ 为散射相函数。对于大气分子,

$$P(\Theta) = \frac{3}{4} \frac{1-\gamma}{1+2\gamma} (1 + \cos^2\Theta) + \frac{3\gamma}{1+2\gamma} \quad (17)$$

$$\gamma = \frac{\delta}{2 - \delta} \quad (17a)$$

其中, 去极化因子 δ 为 0.0279。对于气溶胶,

$$P(\Theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\cos\Theta)^{3/2}} \quad (18)$$

其中, g 为不对称因子, Θ 是散射角。

同样, 对图 3(b) 光子被反射到 α_1 内的情况, 在视场内被散射向传感器方向的辐亮度 L_1 为,

$$L_1 = \frac{\omega}{4\pi} P\left(\frac{\pi}{2} + \alpha'\right) L_0 \quad (19)$$

$$\frac{S(\tan\alpha_1 \cos\alpha' - \sin\alpha') \cos\theta}{(r \sin\beta \sec\alpha')^2} T_1 p_1$$

$$p_1 = 1 - e^{-\frac{\Delta r_1}{(\tan\alpha_1 \cos\alpha' - \sin\alpha') \cos\theta}} \quad (19a)$$

$$\Delta r'_1 = \tau_1 e^{-\frac{r \cos\beta - r \sin\beta \tan\alpha'}{H}} \left(e^{\frac{d}{H}(\tan\alpha_1 - \tan\alpha') \cos\theta} - e^{-\frac{d}{H}(\tan\alpha_1 - \tan\alpha') \cos\theta} \right) \quad (19b)$$

3.3 有多少被散射向传感器的光子能达到传感器?

被散射向传感器方向的光子, 在从 M 到 V 的路径上受到大气的衰减, 设 T' 为这段路径上的传输率,

$$T' = e^{-\Delta r'' \sec\theta} \quad (20)$$

$$\Delta r'' = \tau_1 e^{-\frac{MM'}{H}} = \tau_1 e^{-\frac{r \cos\beta + r \sin\beta \tan\alpha'}{H}} \quad (20a)$$

因此, 传感器处的辐亮度为

$$L = \frac{\omega}{4\pi} P\left(\frac{\pi}{2} - \alpha'\right) L_0 \frac{S(\tan\alpha_1 \cos\alpha' + \sin\alpha') \cos\theta}{(r \sin\beta \sec\alpha')^2} T_p T' \quad (21)$$

同理, 对图 3(b) 光子被反射到 α_1 的情况, 传感器处的辐亮度 L_1 分别为,

$$L_1 = \frac{\omega}{4\pi} P\left(\frac{\pi}{2} + \alpha'\right) L_0 \frac{S(\tan\alpha_1 \cos\alpha' - \sin\alpha') \cos\theta}{(r \sin\beta \sec\alpha')^2} T_1 p_1 T'_1 \quad (22)$$

$$T'_1 = e^{-\frac{\Delta r'_1}{\cos\theta}} \quad (22a)$$

$$\Delta r''_1 = \tau_1 e^{-\frac{r \cos\beta - r \sin\beta \tan\alpha'}{H}} \quad (22b)$$

上面考虑了被反射到和 DP 的夹角为 α' 方向光子的情况, 那么考虑所有 α 内各方向后, 传感器处的辐亮度为:

对于图 3(b) 的情况, 即 $\cos\varphi > 0$ 时,

$$L = \int_0^{\alpha_1} \frac{\omega}{4\pi} P\left(\frac{\pi}{2} + \alpha'\right) L_0 \frac{S(\tan\alpha_1 \cos\alpha' - \sin\alpha') \cos\theta}{(r \sin\beta \sec\alpha')^2} T_1 p_1 T'_1 d\alpha' + \int_0^{\alpha_2} \frac{\omega}{4\pi} P\left(\frac{\pi}{2} - \alpha'\right) L_0 \frac{S(\tan\alpha_1 \cos\alpha' + \sin\alpha') \cos\theta}{(r \sin\beta \sec\alpha')^2} T_p T' d\alpha' \quad (23)$$

对于图 3(c) 的情况, 即 $\cos\varphi < 0$ 时,

$$L = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\omega}{4\pi} P\left(\frac{\pi}{2} - \alpha'\right) L_0 \frac{S(\sin\alpha' + \tan\alpha_1 \cos\alpha') \cos\theta}{(r \sin\beta \sec\alpha')^2} T_p T' d\alpha' \quad (24)$$

现在考虑目标象元 o 的情况(图 5), 即被目标象元漫反射到上半球各方向的光子都能直接进入视场。对于沿任意方向(和水平方向的夹角为 α') 的光子, 设它们在视场的路径为 OM_1 , 并以碰撞概率 p 在 OM_1 的中心 M 处与大气或气溶胶碰撞。下面分图 5(a) 和 5(b) 两种情况来分析。在图 5(a) 的情况下, α' 由 0 变化到 $\pi/2 - \theta$; 在图 5(b) 的情况下, α' 由 0 变化到 $\pi/2 + \theta$; 我们以图 5(a) 为例给出推导过程, 图 5(b) 结果则直接给出。

不考虑大气衰减, M 处的辐照度为,

$$E_o = L_0 \frac{\sin\alpha' S}{OM^2} = L_0 \frac{\sin\alpha' S}{\left(\frac{1}{2} d \sec(\theta + \alpha')\right)^2} \quad (25)$$

通过 OM 距离, 大气的传输率为

$$T_o = e^{-\frac{\Delta r}{\sin\alpha'}} \quad (26)$$

$$\Delta r = \tau_1 (1 - e^{-\frac{MM'}{H}}) = \tau_1 (1 - e^{-\frac{1}{2} \frac{d \sec(\theta + \alpha') \sin\alpha'}{H}}) \quad (26a)$$

光子在视场内通过 OM 距离被碰撞的概率 P_o 为

$$P_o = 1 - e^{-\frac{\Delta r'}{\sin\alpha'}} \quad (27)$$

$$\Delta r' = \tau_1 (1 - e^{-\frac{M_1 M'_1}{H}}) = \tau_1 (1 - e^{-\frac{d \sec(\theta + \alpha') \sin\alpha'}{H}}) \quad (27a)$$

因此经大气散射向传感器方向的辐亮度为

$$L_o = \frac{\omega}{4\pi} P(\alpha' + \theta) L_0 \frac{\sin\alpha' S}{OM^2} T_o P_o =$$

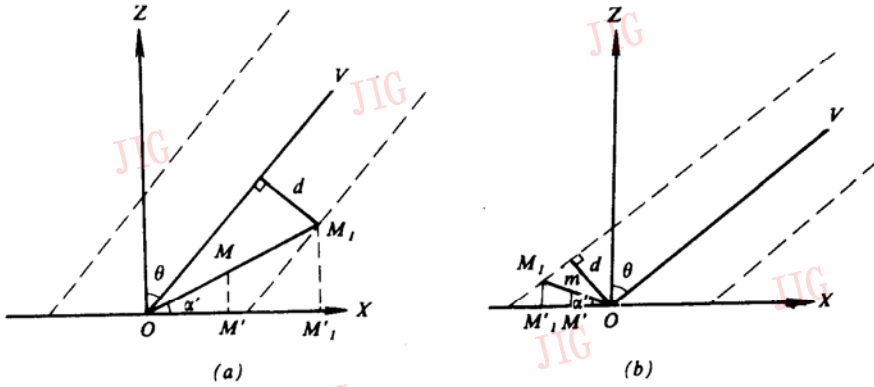


图5 辅助分析的几何关系图(对目标象元)

Fig. 5 The geometry for analysis of the object pixel.

$$\frac{\omega}{4\pi} P(\alpha' + \theta) L_0 \frac{\sin \alpha' S}{\left(\frac{1}{2} d \sec(\theta + \alpha')\right)^2} T_o p_o \quad (28)$$

被散射向传感器方向的光子通过 MV 距离而达到传感器,通过 MV 距离,大气的传输率为

$$T'_o = e^{-\frac{\Delta r''}{\cos \theta}} \quad (29)$$

$$\Delta r'' = \tau_1 e^{-\frac{MM'}{H}} = \tau_1 e^{-\frac{\frac{1}{2} d \sec(\theta + \alpha') \sin \alpha'}{H}} \quad (29a)$$

所以在图 5(a)的情况下,考虑目标象元时传感器处的辐亮度为

$$L_o = \frac{\omega}{4\pi} P(\alpha' + \theta) L_0 \frac{\sin \alpha' S}{\left(\frac{1}{2} d \sec(\theta + \alpha')\right)^2} T_o p_o T'_o \quad (30)$$

同理,在图 5(b)的情况下,传感器处的辐亮度为,

$$L_1 = \frac{\omega}{4\pi} P\left(\frac{\pi}{2} - \alpha' + \theta\right) L_0 \frac{\sin \alpha' S}{\left[\frac{1}{2} d \sec(\alpha' - \theta)\right]^2} T_{o1} p_{o1} T_{o1} \quad (31)$$

$$T_{o1} = e^{-\frac{\Delta r'_1}{\sin \alpha'}} \quad (31a)$$

$$\Delta r'_1 = \tau_1 \left(1 - e^{-\frac{\frac{1}{2} d \sec(\alpha' - \theta) \sin \alpha'}{H}}\right) \quad (31b)$$

$$p_{o1} = 1 - e^{-\frac{\Delta r'_1}{\sin \alpha'}} \quad (31c)$$

$$\Delta r'_1 = \tau_1 \left(1 - e^{-\frac{d \sec(\alpha' - \theta) \sin \alpha'}{H}}\right) \quad (31d)$$

$$T'_{o1} = e^{-\frac{\Delta r''_1}{\cos \theta}} \quad (31e)$$

$$\Delta r''_1 = \tau_1 e^{-\frac{\frac{1}{2} d \sec(\alpha' - \theta) \sin \alpha'}{H}} \quad (31f)$$

因此被目标象元漫反射再经大气一次散射而进入传感器的辐亮度为

$$L_{o1} = \frac{\omega}{4\pi} S \left[\int_0^{\frac{\pi}{2} - \theta} L_o P(\theta + \alpha') \frac{\sin \alpha'}{\left[\frac{1}{2} d \sec(\alpha' + \theta)\right]^2} T_o p_o T'_o d\alpha' + \int_0^{\frac{\pi}{2} + \theta} L_o P\left(\frac{\pi}{2} - \alpha' + \theta\right) \frac{\sin \alpha'}{\left[\frac{1}{2} d \sec(\alpha' - \theta)\right]^2} T_{o1} p_{o1} T'_{o1} d\alpha' \right] \quad (32)$$

被目标象元反射到传感器方向的光子,可以不通过大气分子或气溶胶的散射而直接进入传感器,这部分的辐亮度为

$$L_{o2} = L_\theta \cos \theta e^{-\tau_1 \sec \theta} \quad (33)$$

其中, L_θ 为被反射到 θ 方向上的辐亮度。目标象元对于传感器处的辐亮度的贡献是这两部分辐亮度的和。

我们知道,在公式(23),(24)和(32)中, L_o 为经 P 反射到和观测表面法线的夹角 θ' 方向上的辐亮度。如果地表是朗伯体,

$$L_o = \frac{E_s}{\pi} \quad (34)$$

其中, E_s 是垂直照到地球表面的辐照度。如果地表是非朗伯体,

$$L_o = E_s \rho \quad (35)$$

其中, ρ 是地表的二向性反射率。因为 L_o 对于 L 的贡献是在一个大角度内平均的效果,所以除非是在地表的二向性反射特性分布函数(BRDF)有很强的热点和冷点的情况下,用非均匀的朗伯体表面来近

似非均匀非朗伯表面不会引起太大的误差。对于不能使用这种近似的情况,我们将另文分析。

至此,我们提取了当辐照度为 E_s 的太阳光照射到非均匀的朗伯表面情况下,传感器在 θ 观测角时的辐亮度。点扩散函数为单位脉冲作用于一系统时系统的响应。因此大气的点扩散函数为式(23), (24)和(32)中 $E_s=1$ 时的结果。但是这三个公式中的积分项是不可积的。

为了得到大气的点扩散函数的解析解,对公式(23), (24)和(32)中的所有的 T, p 和 T' (包括带有下标的)进行近似。这里用这三个公式中的积分角的中角时的 T, p 和 T' , 作为平均的 T_m, p_m 和 T'_m 来近似精确的 T, P 和 T' 。对于散射相函数进行同样的处理,这时传感器的辐亮度为:

当 $\cos\varphi \geq 0$ 时,

$$L = \frac{\omega}{4\pi} \frac{E_s}{\pi} S \frac{1}{(r \sin\beta)^2} \left[P\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\alpha_1}{2}\right) T_{m1} p_{m1} T'_{m1} \left(\frac{1 + \sin^2\alpha_1 - \cos\alpha_1}{3\cos\alpha_1}\right) + P\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_2}{2}\right) T_m p_m T'_m \left(\frac{2\sin\alpha_1 \sin\alpha_2 - \cos^2\alpha_2 \cos(\alpha_1 + \alpha_2) + \cos\alpha_1}{3\cos\alpha_1}\right) \right] \quad (36)$$

当 $\cos\varphi < 0$ 时,

$$L = \frac{\omega}{4\pi} \frac{E_s}{\pi} \frac{S}{(r \sin\beta)^2} P\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}\right) T_m p_m T'_m \frac{\cos^2\alpha_2 [1 - \cos(\alpha_2 + \alpha_1)] + (\sin\alpha_2 + \sin\alpha_1)^2}{3\cos\alpha_1} \quad (37)$$

对于目标象元,

$$L_{01} = \frac{\omega}{\pi} \frac{E_s}{\pi} S d^2 P\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta}{2}\right) \frac{1}{3} [T_m p_m T'_m (1 + \sin^2\theta - 2\sin\theta) + T_{m1} p_{m1} T'_{m1} (1 + \sin^2\theta + 2\sin\theta)] \quad (38)$$

为了检验这种近似方法,我们计算了 $\theta=70^\circ, E_s=1600$ 瓦/米²·微米, $S=(2d \sec\theta)^2$, $2d$ 分别为 30, 100, 200 和 500 米, 并且 τ 为 0.2 和 0.4 情况下对公式(23), (24)和(32)的高斯积分数值解和公式(36), (37)和(38)的解析解的值。图6是两种解的结果比较,其中水平轴是数值解,垂直轴是解析解。从图中可以看出,数值解和解析解有较好的一致性。因此,这种对公式(23), (24)和(32)中积分项的近似是可行的。

正如前面所述, Vermote 使用蒙特卡罗方法模拟了 70° 观测时的邻近象元的影响。与他的模拟参数保持一致,即波长为 450 纳米, 大气的光学厚度为 0.2175, 陆地气溶胶模式并且气溶胶的光学厚度为

0.23, 卫星遥感且空间分辨率为 250 米×250 米, 我

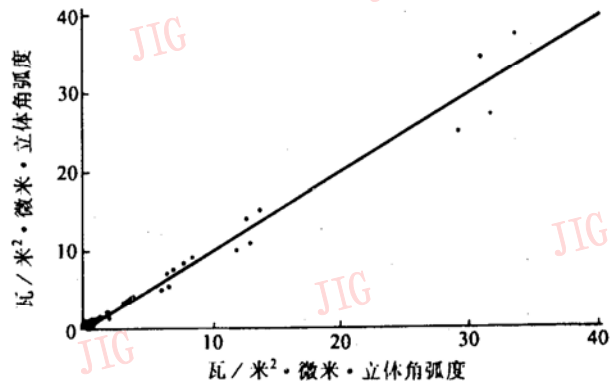


图6 数值积分和解析近似的比较

Fig. 6 The comparison result of numeric integration and its analytic approximation.

们根据公式(23), (24)和(32)计算了解析近似的结果(图7和图8)。分别比较图7和图1, 图8和图2可以看出, 解析近似的结果与蒙特卡罗方法的模拟结果在形状上有较好的一致性。由于 Vermote 未给出模拟的光学系统的参数, 而其模拟结果为传感器接受的辐射通量, 我们的结果为传感器处的辐亮度。二者的相关系数为 70% (对于大气分子) 和 87% (对于气溶胶)。下面, 我们使用 ASAS 图象对我们的结果进行进一步的检验。

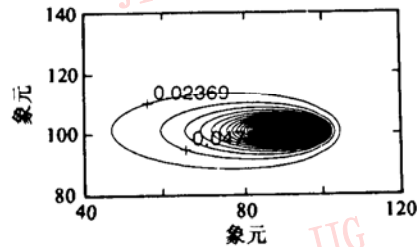


图7 70°倾斜观测时大气分子的点扩散函数的解析近似结果

Fig. 7 The point spread function of atmospheric molecules for 70° observation using its analytic approximation.

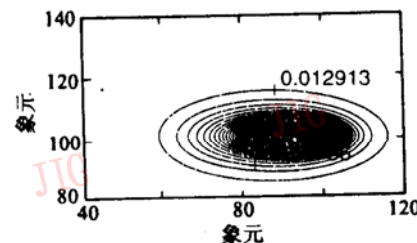


图8 70°倾斜观测时气溶胶的点扩散函数的解析近似的结果

Fig. 8 The point spread function of aerosols for 70° observations using its analytic approximation.

4 ASAS 图象邻近象元影响的去除

4.1 ASAS 图象象元之间相关性分析

ASAS 是一种机载的固体阵列光谱仪。这种传感器以推帚式同时获得每行 512 个象元的 29 个波段的数据。它覆盖的波段范围从 465 到 871 纳米,它的光谱分辨率为 15 纳米。ASAS 的观测角度机制能使它获得 7 个角度的数据(±45°, ±30°, ±15°和 0°)。当飞机的飞行高度是 5000 米时,其垂直观测时垂直飞行方向的地面分辨率是 4.25 米,而沿飞行方向的地面分辨率是 2.01 米(Bill Kovalick 提供的有关数据)。图版 I 图 9 和图 10 是由近红外(787 纳米),红(661 纳米)和绿波段(549 纳米)合成的 ASAS 垂直观测和沿飞行方向 45°观测时的彩色合成图。从这两张图可以看出,45°观测时的图象比较模糊。下面的象元之间的相关性分析表明,45°观测的图象象元之间有很强的相关性。

图 11 显示了 45°观测时 ASAS 图象在这三个波段沿飞行方向和垂直飞行方向象元之间的相关性曲线。其中点线和实线分别为沿飞行方向和垂直于飞行方向的情况。从图中可以看出,在这两个方向上象元之间有很大的相关性,尤其是在沿飞行方向。沿飞行方向,当两象元相差超过 20 个象元时,它们之间的相关性仍然很大,引起象元之间相关性的主要因素包括:

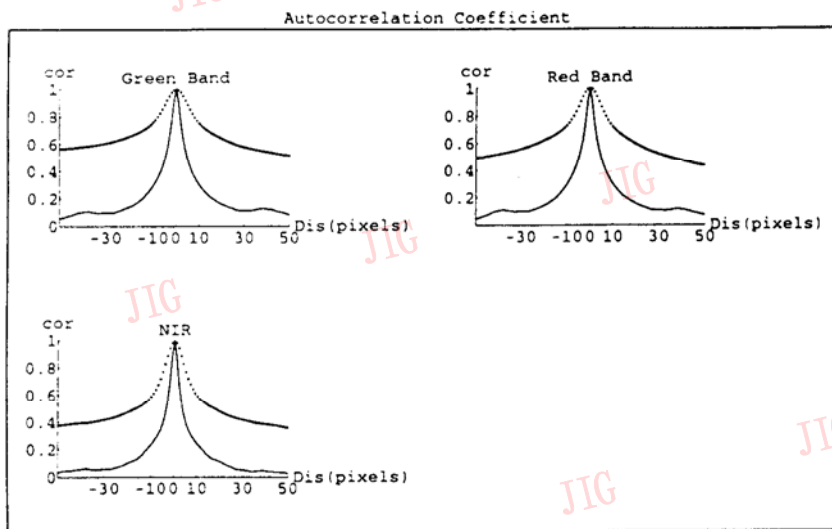


图 11 45°ASAS 图象象元间的自相关图

Fig. 11 The autocorrelogram for 45° viewing ASAS images.

4.1.1 地物之间固有的相关性

由地物之间的相关性引起的象元之间的相关性是地物真实信息的反映。

4.1.2 象元之间视场(FOV)的重叠

由于瞬时视场角是固定的,在倾斜角度观测时的有效象元比垂直观测时大。因此沿飞行方向的空间分辨率是 $P_1 \sec^2 \theta$,垂直于飞行方向的空间分辨率是 $P_2 \sec \theta$ 。其中 P_1 和 P_2 分别是垂直观测时沿飞行方向和垂直于飞行方向的空间分辨率。所以,ASAS 在 45°观测时的象元大小为 4.02 米(沿飞行方向)× 6.13 米(垂直于飞行方向)。另外由于飞机的飞行速度和帧频的不匹配,沿飞行方向会出现两条连续行象元之间视场覆盖的不连续或重叠。对于 ASAS,帧频是 50 帧/秒,飞行速度是 105 米/秒。在 0.02 秒间隔内,飞机飞过 2.1 米(105×0.02),因此在两条连续行之间有重叠。考虑上述两种因素,在 45°观测时,沿飞行方向和垂直飞行方向象元之间视场的重叠为 2.01 米和 1.75 米。因此象元间视场重叠的影响随象元之间的距离的增大而减小,当两象元相距大于 2 个象元时此影响消失。对由这种原因引起的象元之间的相关性,可以根据传感器的成象机制,选择一合适的逆滤波器去除它的影响,本文对此不进行进一步的讨论。

4.1.3 大气散射的影响

由于大气的散射引起的邻近象元的影响,可以模糊图象的边缘,而增加象元之间的相关性。Vermote 和我们的解析结果都表明,邻近象元的影响可以达到数十象元之外,并且依赖于象元之间的相对方位。我们将利用本文推导的解析结果通过一个 Wiener 滤波器去除这一影响。

4.2 ASAS 图象邻近象元影响的去除

邻近象元的影响可以看作目标表面的辐射场和大气的点扩散函数的卷积。假设理想图象为 $f(x, y)$,其中 (x, y) 为任一象元点的空间坐标。 $g(x, y)$ 为由于邻近象元的影响而降质的图象。 $h(x, y)$ 表示大气的点扩散函数。它们之间的关系可表示为 $g(x, y) = f(x, y) * h(x, y)$

$f(x,y)$ 可以通过图象复原技术而得到。Wiener 滤波器能在模糊和噪声同时存在的情况下恢复图象,并不象逆滤波器那样对噪声敏感。因此本文选用 Wiener 滤波器。对 ASAS 45°观测的图象的滤波包括以下各步:

4.2.1 大气的点扩散函数 $h(x,y)$ 的获得

在第三章的分析中,我们对大气分子和气溶胶分别进行过考虑。大气分子和气溶胶散射的不同,主要在于它们的平均高度和散射相函数。为了估计散射相函数的影响,我们使用公式(36),(37)和(38)计算了 $\theta=45^\circ, E_s=10000, S=(2d \sec\theta), 2d$ 分别为 30,100,200 和 500 米,以及对于大气分子 $h=H=8000$ 米, $\tau=0.15$, 对于气溶胶 $h=H=4000$ 米, $\tau=0.1$ 和 $g=0.5$ 时传感器处的辐亮度的值,同时也计算了在同样条件下 $P(\Theta)=1$ 时的值。图 12 给出了比较结果。横坐标为 $P(\Theta)=1$ 时的值,纵坐标为 $P(\Theta)$,为公式(16)(对于大气分子)和公式(17)(对于气溶胶)时的值。从图 12 的比较结果可以看出,为了方便,在考虑邻近象元的影响时,可以认为大气的散射相函数是各向同性的。

表 1 大气的参数(飞行高度为 5000 米)

Table1 The atmospheric optic parameters (flight height, 5000m)

大气	波段	绿	红	近红外
	光学厚度 单散射反照率			
大气分子	0.045 1.000	0.021 1.000	0.010 1.000	
气溶胶	0.183 0.892	0.147 0.884	0.118 0.857	
总的大气	0.228 0.927	0.168 0.910	0.129 0.879	

为了得到大气的点扩散函数,首先需要知道有关大气的参数。本文根据图象覆盖地区的气候信息和专家知识估计出大气的条件为:标准大气条件并且气溶胶在 550 纳米时的光厚度为 0.15。对于

ASAS,在考虑邻近象元的影响时,可以近似认为大气分子和气溶胶是均匀分布的。我们需要计算出大气在从地面到飞行高度这一厚度内总的厚度。通过文献[8]计算出了绿、红和红外三个波段所需要的大气参数(表 1)。公式(36),(37)和(38)需要的其它参数为: $\theta=45^\circ, 2d=4.05, S=(4.05 \sec \frac{\pi}{4})(2.01 \text{sec}^2 \frac{\pi}{4})$ 。

4.2.2 对 $h(x,y)$ 和 $g(x,y)$ 进行二维离散傅里叶变换得到 $H(\omega_x, \omega_y)$ 和 $G(\omega_x, \omega_y)$

4.2.3 估计噪声和理想图象 $f(x,y)$ 的功率谱 P_n 和 P_f

在 Wiener 滤波器中,需要知道 P_n/P_f 。通常情况下,噪声是与图象信号无关的白噪声,它的功率谱为一常数。 P_f 可以通过退化图象的功率谱 P_g 估计出来。这里,我们用 T/P_g 来计算 P_n/P_f ,其中 T 为一可调的常数。

4.2.4 计算理想图象 $f(x,y)$ 的二维离散傅里叶变换 $F(\omega_x, \omega_y)$

$$F(\omega_x, \omega_y) = \frac{H^*(\omega_x, \omega_y) \cdot G(\omega_x, \omega_y)}{|H|^2 + \frac{T}{P_g}}$$

4.2.5 对 $F(\omega_x, \omega_y)$ 进行反傅里叶变换而得到理想图象。

图版 I 图 13 是经 Wiener 滤波之后的 ASAS 45°观测时的图象。与图 10 进行比较,可以看出,图象的质量有明显的提高。同时我们计算了滤波之后象元之间相关性,并与滤波前象元之间的相关性进行了比较(图 14)。在图 14 中,点线和实线分别为滤波前后的情况。结果表明,滤波之后象元之间的相关性减小,并且沿飞行方向减小的幅度大于垂直于飞行方向减小的幅度。这是由于大气影响的不对称引起的。这一结果证明,本文提出的去除大角度遥感时邻近象元的影响的方法是有效和可行的。

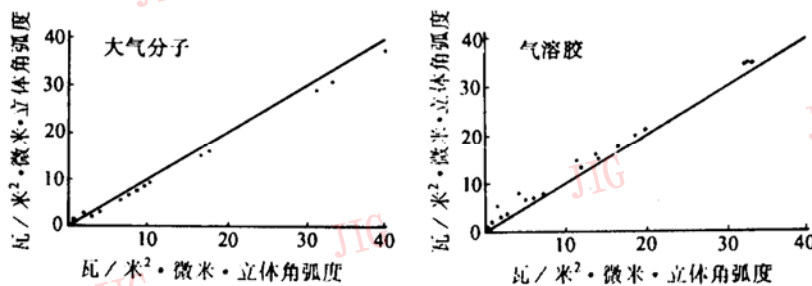


图 12 精确计算 $P(\Theta)$ 和假设 $P(\Theta)=1$ 的结果的比较

Fig. 12 The analysis results for assuming $P(\Theta)=1$.

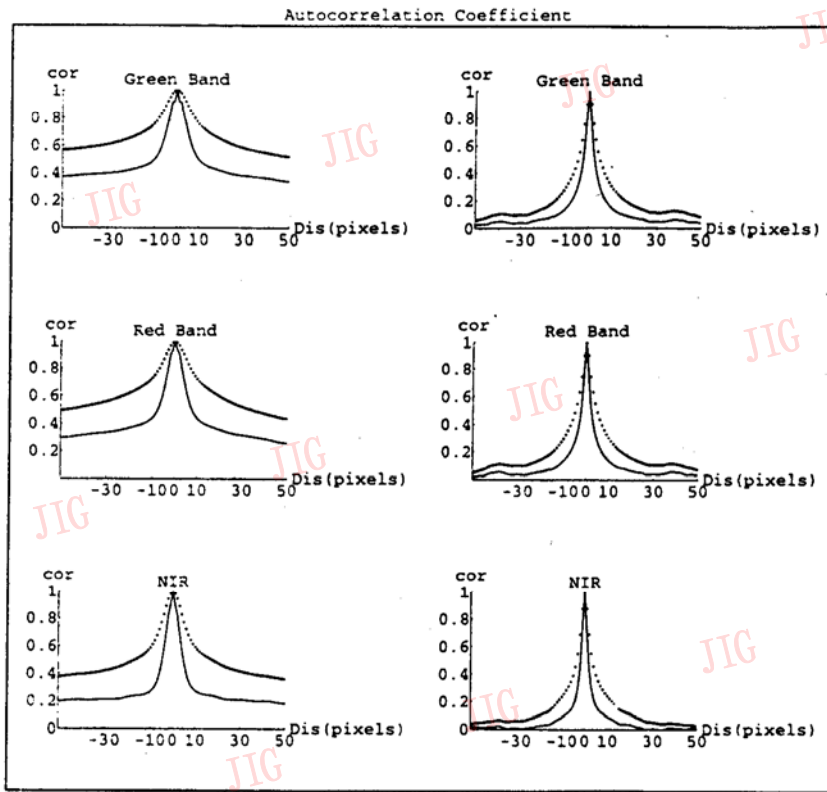


图 14 象元之间空间自相关性的比较

Fig. 14 The comparison of correlation between pixels betnaorfinal and filtered imegs.

5 结 论

本文对邻近象元的影响的研究表明：

(1)大气对垂直遥感和大倾角遥感影响的主要差别之一，体现于邻近象元的影响。对于垂直遥感，邻近象元对于目标象元的影响，只与它们之间的距离有关，与它们之间的相对方位无关。但是对于大倾角遥感，邻近象元的影响不仅依赖于邻近象元和目标象元之间的距离，而且还依赖于它们之间的相对方位，距离相同时观测方位上的邻近象元对目标象元的影响最大。

(2)邻近象元的影响可以由传感器、目标象元和邻近象元构成的三维空间的几何关系来近似描述。

(3)邻近象元的影响可以看作目标表面的辐射场和大气的点扩散函数的卷积。本文得到了大气的点扩散函数的解析近似[式(36)、(37)、(38)]。

(4)这种解析近似同蒙特卡洛的模拟结果有很

好的一致而且容易实现。使用 Wiener 滤波器对 ASAS 45°观测时的图象邻近象元影响的去除效果也表明了这种方法的有效性和可行性。

参 考 文 献

- [1] Vermote, E. F., et. al. Second Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum; an Overview. IEEE trans. Geos. and Remote Sens. in Press.
- [2] Myneni, R. B. and Ghassem Asrar. Radiative Transfer in Three-Dimensional Atmosphere - Vegetation Media. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1993, VOL. 49, No. 6, PP585-598.
- [3] Irons, J. R., et. al. An Off-Nadir Pointing Imaging Spectroradiometer For Terrestrial Ecosystem Studies. IEEE trans. Geos. and Remote Sens, 1991, Vol. 29, No. 1.
- [4] 李小文、王锦地. 植被光学遥感模型和植被结构参数化. 北京: 科学出版社, 1996.
- [5] Asrar, Ghassem. Theory and Applications of Optical Remote Sensing. A Wiley-Interscience Publication, Chapte 9, 1989.
- [6] 尹宏, 大气辐射学基础. 北京: 气象出版社, 1993.
- [7] Chandrasekhar, S. Radiative Transfer. Dover, New York, 1960.
- [8] Vermote, E. F., et. al. Second Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum; user manual. University of Maryland, 1994.



胡宝新,1987年天津大学电子工程系毕业,1990年获硕士学位,是年到中国科学院遥感应用研究所,从事遥感图象处理的研究工作,研制和发展了多种图象分类识别的新方法。1994年作为中美共同培养的博士生,赴美国波士顿大学遥感中心,系统研究多角度遥感图象处理中大气辐射纠正的理论与方法。

Deriving The Anisotropic Atmospheric Point-spread Function of Off-nadir Remote Sensing

Hu Baoxin^{1,2}, Li Xiaowen^{1,2}, Zhu Chongguang¹, Alan H. Strahler²

(1. *The Institute of Remote Sensing Applications, CAS, Beijing 100101*)

(2. *Center for Remote Sensing, Boston University, Boston, MA 02215*)

Abstract One of the main difference between atmospheric effect on nadir and off-nadir observations is the adjacency effect. For nadir remote sensing, the adjacency effect is azimuthally isotropic, but in off-nadir remote sensing, the effect is azimuthally dependent and the contribution of the background in the direction of the observer is greater than others.

In this paper, we consider the space composed by the sensor, the target pixel, and environmental pixel and use geometric relations to describe the single scattering of diffuse reflection from the environmental one toward the sensor, in order to get a first-order approximation of the atmospheric PSF for off-nadir observation. Our approximation is compared with Monte Carlo simulation results. Then we design a Wiener filter to remove the adjacency effect on ASAS images. The correction results are evaluated by visual evaluation of image quality and the analysis of spatial correlation between pixels in the original, corrected off-nadir and nadir images.

Keywords Off-nadir remote sensing, Atmospheric Correction, Adjacent Pixel, Point-spread function