

非同温系统中基尔霍夫定律的适用性 和热量平衡原理*

张仁华** 李召良 孙晓敏 朱治林 王伟民

(①中国科学院地理科学与资源研究所, 北京 100101; ②LSIIT (CNRS UMR7005), Bld Sebastien Brant, BP.10413, 67412 Illkirch, France)

摘要 根据地物界面热量平衡原理, 提出了在非同温系统中地物热辐射的相互作用的基本方程, 该方程的解比传统的表面温度冷却(增温)过程解更全面地考虑到了显热通量和潜热通量的作用, 并以北京小汤山实验数据进行了论证. 指出基尔霍夫定律在非同温系统中的不适用性的同时, 明确了在非同温系统中比辐射率的可测性. 提出的通风补偿法和延时补偿法, 克服了比辐射率测定中由于非同温物体的相互作用而增温和降温所引起误差. 以基本方程的解为准则, 对定量热红外遥感界理解和应用基尔霍夫定律中所存在的不确切和模糊的认识, 进行了分析和论述.

关键词 基尔霍夫定律的适用性 热量平衡 非同温系统

随着地球系统科学的定量化发展, 表达区域水热状况分布的定量热红外遥感的作用也愈加明显. 其中, 为了推算地表通量, 反演地表温度就越来越显得重要.

20 多年来, 在地表温度反演过程中, 大气辐射传输已经有较为成熟的计算模型, 比辐射率的测量技术和反演方法已经得到长足的发展^[1-7]. 地物热红外辐射方向性的重要性也逐渐被认识^[8,9]. 本文重点讨论比辐射率的测定和模拟计算中的一些基础问题.

基尔霍夫定律是物体之间热辐射相互作用以及

物体比辐射率测量的基本理论之一. 为了更好地在定量热红外遥感实践中运用这经典定律, 应重温该定律的原意: 在任一给定的温度下, 物体的光谱出射辐射度和吸收系数的比值等于该温度下的黑体辐射通量密度. 换言之, 吸收的辐射能量除以该温度下的黑体辐射能量为吸收系数. 因此, 在达到动态平衡的前提下, 发射的辐射能量等于吸收的辐射能量. 基尔霍夫定律成立的前提是发射物体与吸收物体必须是同温. 在此条件下物体比辐射率 $\alpha(\lambda)$ (也称发射系数)等于吸收系数 $\beta(\lambda)$. 对于任何物体总有: $\alpha(\lambda) + \rho(\lambda) = 1$.

2003-06-20 收稿, 2003-10-14 收修改稿

* 国家重点基础研究发展规划项目(编号: 2000077900)、国家自然科学基金重大项目(批准号: 49890330)和中国科学院知识创新项目(编号: CXIOG-E01-04-04)共同资助

** E-mail: Zhangrh@igsnr.ac.cn

对于不透明物体: $\rho(\lambda) + \alpha(\lambda) = 1$. 这样, 可以下式表达:

$$\varepsilon(\lambda) + \rho(\lambda) = 1, \quad (1)$$

其中 $\tau(\lambda)$, $\alpha(\lambda)$, $\rho(\lambda)$, $\varepsilon(\lambda)$ 分别为透过率、吸收率、反射率和比辐射率. 根据(1)式, 可以通过测量反射率来推算比辐射率.

在实验室条件下, 同温系统是可以达到的. 然而, 在自然条件下, 同温系统是很难达到的. 由于温度高于零度 K 的物体均能发射热红外辐射, 因此, 比辐射率测量技术以及热辐射数值模拟均涉及到地物与地物之间热红外辐射传输和相互作用的问题. 在非同温系统中高温物体发射给低温物体的辐射能量, 肯定要比低温物体发射给高温物体的能量要多. 这样辐射交换不能满足辐射动态平衡, 因此基尔霍夫定律不适用是肯定无疑的.

然而最近, 有文献指出, 在实验室里以精密的装置进行了比辐射率测定, 在实验条件下, 有一些被加热的具有非均匀温度的物体将偏离基尔霍夫定律的 6%^[10]. 而后, 又有文献认为上述文献中计算过程没有考虑样品表面动力学温度(kinetic temperature)的梯度和可变光学深度(variable optical depth), 由此产生的偏差恰为 6%^[11]. 言下之意, 不是偏离基尔霍夫定律的问题, 而是测量技巧和不当的推算造成的. 这个观点还得到原作者等的认可. 对此问题认识上的反复不定表明, 基尔霍夫定律在非同温系统中的适用性仍然是值得注意的问题.

在 1999 年有文献指出^[12], 在野外非同温条件下测定的若干物体的比辐射率中, 发现某些具有半透明外壳层的细小颗粒, 例如, 新雪(新落在地上的雪)、霜、火山爆发附近的火山灰等, 表观比辐射率将偏离基尔霍夫定律的 5%左右. 该文献的结论明显涉及到非同温系统中基尔霍夫定律是否仍然适用的问题.

另外, 近来在定量热红外遥感研究领域, 有些遥感工作者在非同温系统中运用蒙德卡罗模拟和建模时, 也将遇到基尔霍夫定律适用性问题. 这些问题在 30 年前曾经进行过热烈的讨论^[13], 现在再次出现, 不得不引起人们的关注.

总之在定量热红外遥感中, 下述问题仍然是值得提出并应深入研究的: 非同温系统中基尔霍夫定

律如何准确理解? 在自然条件下能否用测量反射率的途径推算比辐射率? 在非同温系统的比辐射率测定中, 增温和降温所引起的测量误差如何克服? 在非同温系统中应该如何正确地进行蒙德卡罗模拟等.

本文将建立非同温物体相互作用的基本方程, 以界面热量平衡方程作为边界条件求解其方程. 确认在非同温条件下物体表面温度变化的取决因素(参数)及其随时间的变化过程和变化幅度. 运用实测数据验证理论计算结果. 并根据此结果对上述问题进行论述.

1 非同温物体相互作用的基本方程

为了回答上述问题, 论述基尔霍夫定律在非同温系统中的适用性是关键. 基尔霍夫定律定量表达了物体之间的辐射传输规律, 从表面上虽然只涉及到辐射, 但是, 由于非同温系统中物体之间的热辐射传输将产生能量传递和物体温度的改变.

为此, 首先建立一个简单的非同温系统: 即有两块无限伸展宽和厚的不透明的物体 M_1 , M_2 , 其中有一个平面彼此平行, 表面温度分别为 T_1 , T_2 . 并设 M_1 , M_2 的表面均为等温, 延表面方向无温度梯度, 在 M_2 物体表面的净辐射通量为:

$$R_{n2} = \sigma\varepsilon_1 T_1^4 - \sigma\varepsilon_2 T_2^4 - \sigma\rho_2 \varepsilon_1 T_1^4 + \sigma\rho_1 \varepsilon_2 T_2^4 + \Delta, \quad (2)$$

其中 ε_1 , ε_2 , ρ_1 , ρ_2 , T_1 , T_2 分别为 M_1 , M_2 的比辐射率、反射率和表面温度. Δ 为多次反射对 M_2 表面净辐射通量的贡献, 由于物体的比辐射率很高, Δ 是一个很小的量, 通常可以忽略. 当 $T_1 > T_2$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, $\rho_1 = \rho_2$ 时, $\sigma\varepsilon_1 T_1^4 > \sigma\varepsilon_2 T_2^4$, 在物体 M_2 表面净辐射通量不等于零. 即 $R_{n2} \neq 0$, M_2 吸收 M_1 发出的辐射能大于 M_1 吸收 M_2 发射的热辐射能. 到上述这一步, 这仅是根据辐射平衡方程进行的分析. M_2 所吸收的热辐射能不等于发射的热辐射能, 他吸收辐射能等于其表面的净辐射通量 R_{n2} , 其值大于零, 即 $R_{n2} > 0$. 辐射平衡方程只是热量平衡方程中的一项. 无论在实验室还是自然条件下, 任何不考虑热量平衡只考虑辐射平衡是不符合实际的, 也是没有意义的. 因此, 定量表达这个过程的不是辐射平衡方程而是热量平衡方程. 有,

$$R_{n2} - H_2 - LE_2 - G_2 = 0, \quad (3)$$

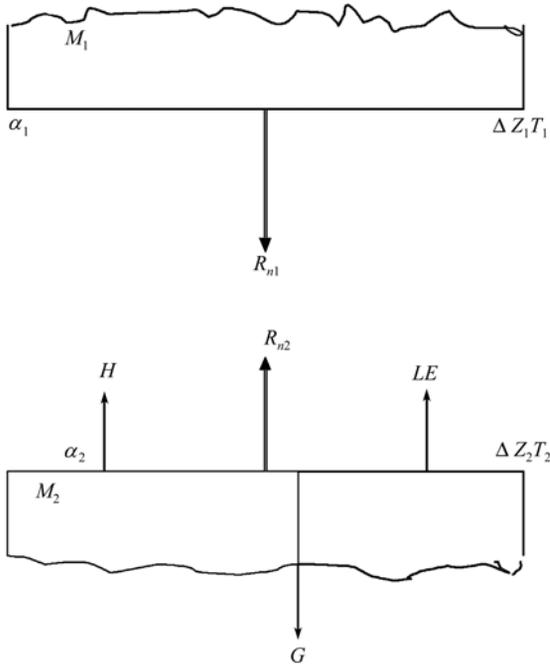


图 1 非同温系统的 M_2 物体表面的热量平衡

因而(2)式应为

$$\begin{aligned} & \sigma \varepsilon_1 T_1^4 - \sigma \varepsilon_2 T_2^4 - \sigma \rho_2 \varepsilon_1 T_1^4 + \sigma \rho_1 \varepsilon_2 T_2^4 \\ & = H_2 - LE_2 + G_2, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 H_2 , LE_2 , G_2 分别为 M_2 的表面的显热通量、潜热通量和热传导通量. 从(4)式可以看到, 吸收的热辐射将消耗在 3 个方面: 消耗于显热、潜热交换以及将热量传到 M_2 物体的深层. 通常显热和潜热通量有如下表达式:

$$H = \frac{\rho_a C_p (T_2 - T_a)}{r_a}, \quad (5)$$

$$LE = \frac{\rho_a C_p (e_2 - e_a)}{\gamma (r_a + r_c)}, \quad (6)$$

$$G_2 = \rho_s C_s K \frac{\delta T}{\delta Z}, \quad (7)$$

其中 T_2 , T_a , 分别为 M_2 表面及其上空的空气温度, e_2 , e_a 分别为 M_2 表面及其上空的空气绝对湿度, r_a , r_c 分别为 M_2 的上空的空气阻力与表面水汽输送阻力, ρ_a , C_p , γ 分别为空气密度、定压比热、干湿表常数, R_{n2} 为 M_2 表面净辐射通量, ρ_s , C_s , K 分别为 M_2 物体的密度、比热和扩散系数. 通常以 $\rho_s C_s K^{1/2}$ 为热惯量, 也有用

$(\rho_s C_s \lambda)^{1/2}$ 表达热惯量, 其中 λ 为热传导率. 如果 M_2 物体是干燥无水分的, $LE = 0$, 没有潜热消耗. M_2 物体表面的热通量的差分形式写为偏微分, 并以热辐射差值和显热通量之代数和为 M_2 物体的热传导方程的边界条件, 有:

$$-\rho_s C_s K \frac{\partial T}{\partial Z} = (1 - \rho_2) \sigma \varepsilon_1 T_1^4 - (1 - \rho_1) \sigma \varepsilon_2 T_2^4 - H_2, \quad (8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2}, \quad (9)$$

对 Z 作偏微分, (9)式可得出—温度梯度为变量的函数形式,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right) = K \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right). \quad (10)$$

从而明确了边界条件. 在经典的表面温度冷却方程中的一个边界条件没有考虑显热通量和潜热通量的作用^[14], 而本文(8)式中以考虑显热通量的(10)式作为一个边界条件. 在 $z = \infty$ 时无温度梯度, $\frac{\partial T}{\partial Z} = 0$ 作为另一个边界条件. 方程(10)可以求出考虑显热通量的近似解析解^[15]. 引入热惯量 $P = \rho_s C_s K^{1/2}$ 后, M_2 物体表面在 Δt 的时间内温度增值 ΔT 为:

$$\Delta T \approx \frac{(1 - \rho_2) \sigma \varepsilon_1 T_1^4 - (1 - \rho_1) \sigma \varepsilon_2 T_2^4 - H_2}{0.5 \sqrt{\pi} P} \sqrt{\Delta t}. \quad (11)$$

2 基本方程求解结果的实验证明

在验证之前, 先对上述非同温系统的结果进行数值模拟.(11)式是偏微分方程(10)的解. M_2 物体表面的增温取决于 M_2 与 M_1 的表面发射的热辐射能量差, 即它们的表面温度、反射率和比辐射率的差异. 也取决于 M_2 物体的热惯量、和 M_2 物体表面的显热通量. 令 $T_2 = 20^\circ\text{C}$, $T_1 = 40^\circ\text{C}$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.95$, $a_1 = a_2 = 0.05$ 时, 在两物体之间风速为零, 空气动力学阻抗非常大, 显热通量近似忽略不计. 由于两个物体的温度在不断变化, 计算应采用迭代方法, 迭代步长为 0.1 s. M_2 物体表面的增温过程和 M_2 物体表面的降温过程如图 2 所示. 平衡温度为 30°C . 从 M_2 物体表面的增温到 30°C 或从 M_1 物体表面的降温 30°C 均需要 200 s. 它们的增温和降温速率是随时间的负指数函数, 从一开始的 0.03°C/s 变化到 0. 如图 3 所示. 这数值模拟结果阐明了非同温系

统中物体热辐射相互作用的定量关系。

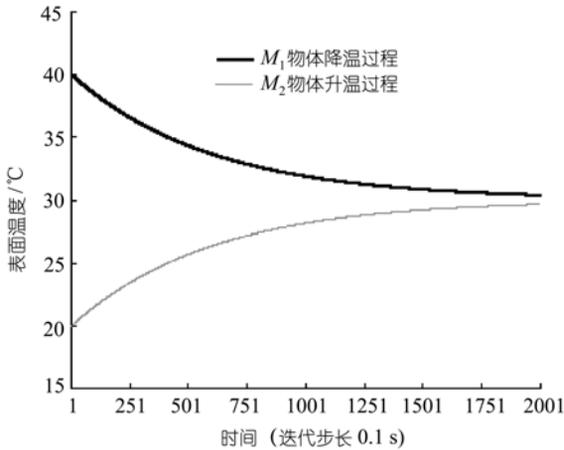


图 2 M_1 降温 and M_2 升温过程

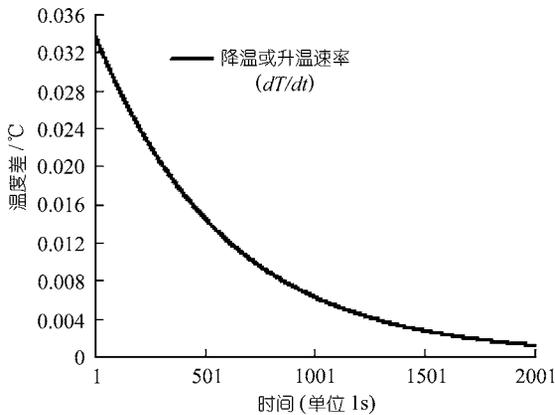


图 3 M_1 和 M_2 的表面温度变化速率

为了进一步验证这些定量关系，在 2002 年 4 月小汤山试验中随机抽取一个夜间的土壤表面温度的降温过程数据。由于夜间的稳定层结，空气温度高于土壤表面温度，显热通量向土壤表面输送，并且将有一定的凝结而释放潜热，方程解成为：

$$\Delta T_s \approx \frac{\sigma \epsilon_s T_s^4 - \sigma \epsilon_{sky} T_{sky}^4 - \left(1 + \frac{1}{B}\right) \frac{\rho_a C_p (T_s - T_a)}{r_a}}{0.5 \sqrt{\pi} P_s} \sqrt{\Delta t}, \quad (12)$$

其中 ΔT_s , T_s , ϵ_s , P_s , 分别为土壤表面的温度变化值、温度、比辐射率和热惯量, ϵ_{sky} , T_{sky} 分别为天空等效比辐射率和等效温度, T_a , r_a , B 分别为空气温度、空气动力

学阻力和波文比。根据实际测定, $T_s=14.8^\circ\text{C}$ (计算降温时刻起始值)、 $\epsilon_s=0.95$, $P_s=0.0248 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1/2} \cdot ^\circ\text{C}$, $\epsilon_{sky}=1$, $T_{sky}=5.0^\circ\text{C}$, $T_a=15.0^\circ\text{C}$, $r_a=200 \text{ s} \cdot \text{cm}^{-1}$, $B=0.4$ 。

实际观测值和理论模拟值的比对验证结果如图 4 所示。经典的夜间辐射降温仅考虑辐射冷却效应。本文计算了仅考虑辐射冷却的模拟值，见图 4 中的三角点线，与实际观测值有一定的差异。进一步计算中，不仅考虑辐射冷却而且考虑显热和潜热通量对地面降温的影响，见图 4 中的方块点线，与实际观测值基本一致。通过比对，验证了本文的物体相互作用的基本方程的解析解，基本上是符合客观实际的。下面将论述几方面的实践意义。

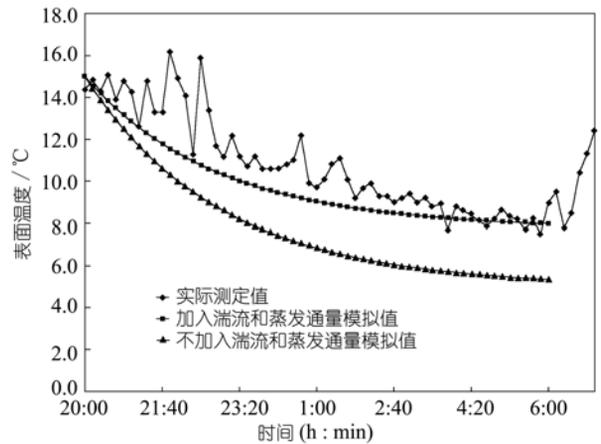


图 4 北京小汤山遥感试验场 4 月 1 日 20:00 至 2 日 6:00 土壤表面温度观测值和理论模拟值的对比和验证

3 相互作用基本方程在定量热红外遥感中的实践意义

3.1 基尔霍夫定律的适用性分析

根据方程 (11) 可知，只要 $[(1-\rho_2)\sigma\epsilon_1 T_1^4 - (1-\rho_1)\sigma\epsilon_2 T_2^4]$ 大于 H_2 , Δt 大于零, ΔT 就大于零。也就是说，只要 M_1 的表面温度大于 M_2 的表面温度, M_2 物体就从 M_1 物体表面获取能量。 M_2 物体表面肯定升温。这时，基尔霍夫定律不适用。这部份被 M_2 吸收的辐射到哪里去了呢？仅根据辐射平衡方程不能解释。如果有些人误解这个时刻基尔霍夫定律仍然适用, M_2 吸收的辐射仍然等于发射的辐射，就会感到困惑或者

进入误区.就会产生一系列错误.在非同温系统中,能够保持这时刻的辐射不平衡的根本原因是由于热量平衡的其他分量的作用.在非同温系统中,辐射是不平衡的, $R_{n2} \neq 0$, 在 M_2 表面总是有一个净辐射通量.然而,在 M_2 表面的热量永远是平衡的.增温的大小与获取的能量及时间成正比,与热惯量成反比.

当 $[(1-\rho_2)\sigma\epsilon_1 T_1^4 - (1-\rho_1)\sigma\epsilon_2 T_2^4] = H_2$ 时,即 M_2 物体表面向空气输送的显热通量恰好等于 M_2 物体从 M_1 物体表面获取的能量. M_2 物体表面不增温.值得指出,虽然不增温, M_2 与 M_1 物体表面之间的能量交换是不相等的.此时, T_2 仍然不等于 T_1 , 基尔霍夫定律仍然不适用.

在无外来能源的前提下, M_2 与 M_1 物体表面温度逐渐趋于一致.非同温系统成为同温系统.此时,基尔霍夫定律才能适用.所需时间与两个物体的温差和热惯量有关.也值得指出,非同温成为同温,绝对不可能在瞬间完成.当 $T_2 = T_1$ 时,该系统成为同温系统, $R_{n2} = R_{n1} = 0$, 这时 M_2 物体吸收的能量等于发射的能量.这时基尔霍夫定律才能成立.

如果混淆界面的热量平衡和辐射平衡,在计算机模拟中往往会出错.有一种蒙德卡罗模拟方法误把非同温系统当作同温系统.这种错误的思路主要是在进行逆向蒙德卡罗模拟方法时,确定非同温系统的辐射温度方向性和能量值时造成的.所谓逆向蒙德卡罗模拟,他们把光束或光子来回反弹到最终逸出的方向作为光束、光子的入射方向,即逆向模拟.这一束光子或光束进入非同温系统后,在预先模拟好的非同温物体结构中来回反弹.模拟的光子或光束经过多次反弹,能量值变化仅仅按照物体表面的反射率和吸收率进行计算,直到它们变为零.如果这光子或光束的轨迹点仍然在这系统中,被认为这点就是模拟起始点.当变为零之前已经逸出系统,这个光束与光子不算入该方向上.

这种方法误认为非同温系统中的模拟只需考虑物体吸收率和反射率,而在模拟轨迹中模拟高低温物体相互作用所造成的量值变化无需考虑,结果造成高温物体发射给低温物体的辐射能量等于低温物体发射给高温物体的辐射能,即低温物体吸收的等于发射的.在非同温系统中采用的模拟方法与同温系

统的完全一样.显然,这种逆向蒙德卡罗模拟,与客观实际不相符合,他们把光子或光束模拟的轨道中,每次离开高温物体和离开低温物体的发射能量的改变一概没有考虑进去.

另一种不准确思路发生在非同温系统正向蒙德卡罗模拟方法中.主要忽略了高低温物体互相作用的差异.该方法同样力图模拟地物热辐射传输的方向性.所谓正向蒙德卡罗模拟,他们把非同温系统内的任一点作为光子的起始点,并将不同温度转化为不同的光子数,在预先模拟的系统结构中来回反弹.在不同方向计数逸出的光子数.他们与上述逆向模拟方法不同的是,承认在非同温系统中基尔霍夫定律不成立.但是将表达高温物体与低温物体输送辐射能差值的光子强行假设逸出这非同温系统,也就是认为低温物体没有从高温物体上获取比自身发射更多的辐射能量.因此这种蒙德卡罗的模拟也背离了客观实际.

非同温系统不是不能进行蒙德卡罗模拟,而是在模拟中必须遵循上述基本方程,定量表达高低温物体之间的复杂的相互作用:必须考虑被模拟非同温系统的整个物体结构和温度框架.应该既考虑热辐射的反射又要考虑被作用体的热发射,模拟路程中可能增温和降温将不规则交替出现,土壤和植被系统中辐射的反射方向不是镜面反射而是漫反射等.例如, Sapritsky 等对非同温腔体的蒙德卡罗模拟的方法是正确的^[15].

3.2 两种所谓偏离基尔霍夫定律的实质分析

(1) 存在垂直表面温度梯度所引起的偏差. Salisbury 等在实验室里以精密的装置进行了比辐射率测定,他们认为在实验条件下,有一些被加热的具有非均匀温度梯度的物体将偏离基尔霍夫定律的期望值 6%^[10].首先,我们不主张采用所谓偏离基尔霍夫定律 6% 的说法.在适用基尔霍夫定律的同温系统中是不能测定物体的比辐射率的,因为所有物体均成为假黑体.即被测物体发射辐射与同温黑体发射辐射的差值完全由反射同温的环境辐射值所等效补偿.而能够测定比辐射率的环境均是非同温系统.因而基尔霍夫定律是不适用的.根据上述基本方程,我

们理解他们所谓偏离基尔霍夫定律的百分比是被测表面偏离净辐射通量等于零状态的差值的百分比。也就是被测物体表面的热量平衡其他分量对其表面净辐射通量的补偿值的百分比。实质上,从基本方程分析,表面垂直方向有温度梯度,表明在颗粒表面有热传导,即存在热量传输,这热量将从非同温物体相互作用的差额中获取或给予非同温物体。表面温度也将升高,其增温速度取决于方程解(11)式。

(2)半透明表面物体所造成的偏差。当物体表面具有半透明的外壳,并能够透过热辐射时,不同温度的核和外壳将共同作为热辐射发射源。这种情况已经形成了两层能量界面:外壳表面和核表面。前者可以存在热量平衡各个分量,也就是可能有净辐射通量、潜热通量、显热通量和热传导通量。后者只有净辐射通量和热传导。垂直物体表面方向存在非均匀温度分布。从理论上分析,涉及到Plank定律的尺度效应和等效比辐射率的确定^[16,17]。Korb, Salisbury等在野外非同温条件下测定了新雪、霜、火山爆发附近的火山灰等具有半透明外壳物体的比辐射率。认为表观比辐射率将偏离基尔霍夫定律的5%左右。所谓偏离似乎是考虑与不考虑表面的温度梯度之间的差异。实质上是考虑两个热量平衡界面和一个界面的差异。

根据基本方程,即热量平衡角度分析,表面垂直方向有两层界面,在推算外壳层的比辐射率时应考虑外壳表面的热量平衡各个分量,其中它还应该考虑与核表面存在的热传导以及存在辐射传输,其过程较复杂。然而,只要精确分析两个界面的热量平衡,并从净辐射通量中分离出反射辐射和透射辐射,半透明外壳表面的比辐射率仍然可以准确测定。因此,没有必要花更多的精力去证明和计算在这种非同温系统偏离基尔霍夫定律的百分比。

3.3 非同温系统中比辐射率测定方法的准则

在上节简单的非同温系统中 M_2 与 M_1 表面温度趋于一致时,该系统就成为同温系统。 M_2 与 M_1 表面温成为假黑体,也就是从实际效果上被测物体已经成为黑体,比辐射率不能测定。只有在非同温系统中才能测定比辐射率。而在非同温系统中基尔霍夫定律不适用。那么是否在基尔霍夫定律不适用的非同温系统中

就不能通过热红外波段反射率来推算比辐射率呢?答案是否定的。完全没有必要因为非同温系统中基尔霍夫定律不适用而感到束手无策。基尔霍夫定律的价值之一是严格地建立了一个环境条件,将不透明物体的反射率 ρ 表示为 $(1-\varepsilon)$, $\varepsilon+\rho=1$,从而可以通过反射率的测定可以推算比辐射率。这就是目前广泛采用的一种比辐射率测定方法。

众所周知,反射率和比辐射率是物体的固有特性参数,除了随物体本身的温度变化而有些微小变化外,不应该随着外界热辐射环境的变化而变化。如下观点是成立的:

(i) 物体表面固有的反射率和比辐射率从同温系统变化到非同温系统,其量不变;

(ii) 在非同温系统中的任何物体表面的发射能量与热红外波段发射率即比辐射率是不同概念的物理量,不因为发射能量不等于吸收能量,该物体的比辐射率就发生变化;

(iii) 在非同温系统中,只要能够准确地测量出热红外波段反射率,也就是只要能正确地分离物体的反射辐射与发射辐射,仍然可以通过反射率 ρ 的测量去推算比辐射率^[1-5,12]。

问题是如何能够正确地分离物体的反射辐射与发射辐射?上节从理论分析和实际观测都证实了非同温系统中低温物体得到高温物体的能量而必然增温这一事实,而增温会影响到反射辐射与发射辐射的准确分离,也就是会影响到比辐射率的测量精度。现在将根据基本方程的解(11)式和(12)式的增温或降温规律来审核和补偿以前所提出的比辐射率测定方法。

3.4 非同温系统中比辐射率测定的补偿途径

首先回顾运用测定反射率来推算比辐射率的方法原理,计算公式为:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{sam}(\lambda, \vartheta) &= 1 - \frac{Q_2(\lambda, \vartheta) - Q_1(\lambda, \vartheta)}{E_p(\lambda, T_p) - E_{sky}(\lambda, T_{sky})} \quad (13) \\ &= 1 - \rho_{sam}(\lambda, \vartheta),\end{aligned}$$

其中 $\varepsilon_{sam}(\lambda, \vartheta)$ 为被测样品(或地物)的比辐射率, $Q_1(\lambda, \vartheta)$, $Q_2(\lambda, \vartheta)$ 为热辐射计在环境温度分别为 T_p ,

T_{sky} 所测量到的被测样品的出射辐射度, $E_p(\lambda, T_p)$, $E_{sky}(\lambda, T_{sky})$ 分别为温度 T_p , T_{sky} 时的辐射照度. 计算(13)式是在两次不同温度的环境下被测物表面温度不变化前提下获得的. 然而由(11)和(12)式可知, 被测物表面温度肯定是变化的, 其变化量取决于相互作用时间, 热量平衡的总体效果及被测物的热惯量. 从(12)式计算出的增温速度和增温量可以归纳出两种情况:

第 1 种情况, 非同温相互作用的辐射差值恰好通过显热通量和潜热通量所抵销. $\sigma \varepsilon_s T_s^4 - \sigma \varepsilon_{sky} T_{sky}^4 = \left(1 + \frac{1}{B}\right) \frac{\rho_a C_p (T_s - T_a)}{r_a}$, 这种情况启发我们, 辐射增温可以通过调节显热通量和潜热通量得到补偿. 也就是通过通风等措施, 可以解决的棘手的辐射增温或降温问题. 这种补偿方法称为通风补偿法, 适合在实验室的黑体筒方法^[1,2]和 CO_2 激光测定方法^[3].

第 2 种情况,

$$\sigma \varepsilon_s T_s^4 - \sigma \varepsilon_{sky} T_{sky}^4 \neq \left(1 + \frac{1}{B}\right) \frac{\rho_a C_p (T_s - T_a)}{r_a},$$

非同温相互作用的辐射差值不能通过显热通量和潜热通量所抵销. 这种情况通常在野外比辐射率测定方法时出现, 被测物的显热通量和潜热通量变化比较复杂, 不易人为调节. 这种情况又有两种可能性. 一种可能性是被测地物的热惯量非常大, 在传感器的响应时间内所增加或降低的温度幅度非常小, 远小于仪器的误差. 就北京小汤山试验的数据表明, 红外测温仪的响应时间是 0.7 s, 按照图 3 的降温或增温速率即使在 2 倍的仪器响应时间 1.4 s 内, 被测土壤的增温或降温幅度为 0.036°C. 因此在这种场合, 比辐射率测定不补偿是可行的. 另一种可能性是, 当被测物的热惯量不是非常大, 获得的净辐射通量又非常大, 增温或降温幅度大, 必须进行补偿. 又不便运用通风法进行补偿. 为此, 下文设计了另一种补偿方法.

在方程(12)式中, 把具有下行辐射的整层大气作为一种特殊的物体与被测地物一起, 构建了一个非同温系统. 也就是 $T_{sam} \neq T_p$, $T_{sam} \neq T_{sky}$. 为了有别于上文的符号, 对于具体某个物体或影像图中某一个像

元, 以 i 下标表示. 通常, 在运用改变环境辐射照度测定比辐射率的方法中, 有如下两个方程式: 第 1 个在天空冷辐射环境下, 被测物表面辐射方程式为

$$Q_{1i} = \varepsilon_i B(T_{s1i}) + (1 - \varepsilon_i) E_{sky}(T_{sky}), \quad (14)$$

第 2 个在室温的环境辐射照度下, 被测物表面辐射方程式为

$$Q_{2i} = \varepsilon_i B(T_{s2i}) + (1 - \varepsilon_i) E_p(T_p), \quad (15)$$

其中 Q_{1i} , Q_{2i} 分别为传感器测定到被测物的两次不同环境下的红外出射辐射度, 当假设 $B(T_{s1i}) = B(T_{s2i})$, 就获得与(13)类似的方程:

$$\varepsilon_i = 1 - \frac{Q_{2i} - Q_{1i}}{E_p(T_p) - E_{sky}(T_{sky})} = 1 - \rho_i, \quad (16)$$

但是由于非同温系统中被测物的增温和降温作用, $B(T_{s1i}) \neq B(T_{s2i})$, $B(T_{s1i}) = B(T_{s2i}) + \Delta T$, 这种情况下不能获得(16)式. 由于任何传感器均有响应时间, 传感器改变环境辐射照度后, 第 1 次响应被测物的表面温度的读数应该是下式:

$$Q_{1i} = \varepsilon_i B(T_{s1i} + \Delta T_{12i}) + (1 - \varepsilon_i) E_{sky}(T_{sky}), \quad (17)$$

其中 ΔT_{12i} 是传感器测量响应周期里, 从改变环境辐射照度的瞬间时刻 1 到传感器完全响应时刻 2 被测物的表面温度的变化值. 让被测物继续在是环境辐射照度下保持一段传感器测量响应时间, 温度将继续变化(降温或增温) ΔT_{23i} , 然后, 立即将被测物回到第 1 时刻的环境, 设法将被测物表面温度造成温度变化 ΔT_{34i} 成为 ΔT_{12i} , ΔT_{23i} 的逆过程.

如果从 1 状态到 2 状态是降温过程, 例如利用天空冷环境测定地物比辐射率的方法, 那么再继续保持一段从 2 状态到 3 状态的降温过程后, 立即进行从 3 状态到 4 状态的增温过程 ΔT_{34i} . 这时刻的传感器所测到被测物热红外辐射的读数为应该有下式表达:

$$Q_{2i} = \varepsilon_i B(T_{s1i} + \Delta T_{12i} + \Delta T_{23i} - \Delta T_{34i}) + (1 - \varepsilon_i) B(T_p). \quad (18)$$

图 2 表明, 被测物在冷环境下表面温度的平衡过程时间远大于传感器响应时间. 红外测温仪的响应时间为 0.7 s. 被测物的表面温度的平衡过程时间通常要 200 s. 虽然平衡过程中被测物表面温度变化是非线性函数, 但是, 在比较短的传感器响应时间里, 可以认为是线性函数. 可使第 3 个和第 4 个过程的降温

和增温幅度相同, (应该大于传感器响应时间) 可以使得 $\Delta T_{23i} = \Delta T_{34i}$ 上述两个方程联解后就能使(16)式成立. 如果从1状态到2状态是增温过程, 例如利用CO₂激光测定比辐射率的方法, 那么再进行一次从2状态到3增温过程 ΔT_{23i} 后, 立即进行从3状态到4状态的降温逆过程 ΔT_{34i} , 使第3个和第4个过程的增温和降温幅度相同, 同样可以使得 $\Delta T_{23i} = \Delta T_{34i}$.

这种温度补偿方法比通风的补偿方法复杂. 通过最近的多次实践表明, 延时补偿法也是有效的^[17].

实践表明, 对于我们以前提出的利用冷天空环境下自动开闭布篷的比辐射率测定方法^[6]以及利用CO₂激光测的方法^[3], 应该根据具体情况而定. 当土壤植被为主要被测物时, 热惯量较大, 温度变化在仪器的误差范围之内, 可以不进行上述的延时补偿法. 当金属板等比辐射率低的物体, 热惯量又较小, 可以采取上述的通风或延时补偿法进行补偿. 有利于进一步提高比辐射率的测定精度.

4 结语

本文遵循热量平衡原理, 建立了非同温系统中物体之间相互作用的基本方程. 方程的解揭示了地物表面温度变化过程和规律, 并以实验进行了验证. 根据此规律, 论述了在定量热红外遥感中的实践意义.

(1)关于基尔霍夫定律的适用性. 在自然条件下, 同温系统是很难达到的. 在非同温系统中高温物体发射给低温物体的辐射能量, 肯定要比低温物体发射给高温物体的能量要多. 因此基尔霍夫定律不适用. 根据基本方程, 无论在实验室还是自然条件下, 任何不考虑热量平衡只考虑辐射传输是不符合客观实际的. 不考虑高低温物体之间的复杂的相互作用的蒙德卡罗模拟是不恰当的.

地物表面垂直方向有温度梯度, 表明在颗粒表面存在热量传输, 这热量将从非同温物体相互作用的差额中获取或给予非同温物体. 地物表面辐射不平衡. 这是它偏离基尔霍夫定律的实质.

当地物表面有能够透过热辐射的外壳层时, 表面垂直方向有两层界面, 在推算外壳层的比辐射率时应同时考虑外壳表面和核表面的热量平衡各个分量. 外壳表面不仅与核表面存在热传导而且存在热辐

射传输. 一个界面的辐射平衡与两个界面的热量平衡的差别是它偏离基尔霍夫定律的实质.

(2)关于非同温系统中比辐射率的测定. 当某物体从同温系统变化到非同温系统时, 其反射率和比辐射率不变. 因此, 在非同温系统中, 只要能够准确地测量出反射率, 仍然可以通过反射率的测量去推算比辐射率. 在非同温系统中任何表面某时刻发射的能量值与比辐射率不能等同视之, 不因为发射能量不等于吸收能量, 该物体的比辐射率就发生变化.

因为同温系统中, 由于同温环境使被测物成为假黑体, 被测物的比辐射率是无法测定的. 因此在所有测定比辐射率的环境中, 均应属于非同温系统. 既然不同温, 就必然会产生被测物的增温与降温现象. 根据基本方程及非同温物体表面温度变化规律指出: 热惯量非常大的地物可以不进行补偿, 否则应该进行补偿. 新提出的两种补偿方法: 通风法和延时法, 基本可以解决非同温系统所造成的增温和降温问题.

从同温系统的辐射平衡作为推算比辐射率依据发展到非同温系统以热量平衡为推算依据, 这是对基尔霍夫定律的修正和发展.

参 考 文 献

- 1 Buettner C D, Kern K J K. The determination of infrared of emissivities of terrestrial surface. *Journal of Geophysical Research*, 1965, 70: 1327~1337
- 2 张仁华, 田国良. 常温比辐射率测量. *科学通报*, 1981, 26(5): 297~300
- 3 Zhang R H. A proposed approach to determine the infrared emissivities of terrestrial surfaces from airborne or spaceborne platforms. *International Journal of Remote Sensing*, 1988, 9(3): 591~595
- 4 Li Z L, Becker F. Feasibility of land surface temperature and emissivity determination from AVHRR data. *Remote Sens. of Environment*, 1993, 43: 67~85
- 5 李召良, Petitcolin F, 张仁华, 等. 一种中红外和热红外数据反演地表比辐射率的物理算法. *中国科学, E 辑*, 2000, 30(增刊): 23~33
- 6 Tang X Z, Zhang R H, Sun X M, et al. New instrument for determination of directional emissivity and distribution principle of directional emissivity of some major of ground objects. *Proceedings of the IEEE-IGARSS-02*, 2002. 898~901
- 7 Li Zhao-Liang, Becker F, Stoll M P, et al.. Evaluation of six

- methods for extracting relative emissivity spectral from thermal infrared images. *Remote Sensing of Environment*, 1999, 69: 197~214 [\[DOI\]](#)
- 8 张仁华, 孙晓敏, 李召良, 等. 地物热辐射方向性影响主因子的揭示—提高辐射温度方向性观测精度的新途径及数据剖析. *中国科学, E 辑*, 2000, 30(增刊): 39~44
- 9 陈良富, 庄家礼, 柳钦火, 等. 行播作物热辐射方向性规律研究. *中国科学, E 辑*, 2000, 30(增刊): 89~98
- 10 Salisbury W J, Wald A, D'Aria D M. Thermal infrared remote sensing and Kirchoff's law 1, Laboratory measurements. *Journal of Geophysical Research*, 1994, 99(B6): 11897~11911 [\[DOI\]](#)
- 11 Baltes H P. On the validity of Kirchoff's law of heat radiation for a body in a nonequilibrium environment. *Horth-Holland, E Wolf, Progress in Optics*, 1976, 8: 269~304
- 12 Korh A R, Salisbury W J, D'Aria D M. Thermal infrared remote sensing and Kirchoff's law 2, field measurements. *Journal of Geophysical Research*, 1999, 104 (7): 15339~15350 [\[DOI\]](#)
- 13 Badenas C. Comments on Kirchoff's law in thermal infrared remote sensing. *International Journal of Remote Sensing*, 1997, 18(1): 229~231 [\[DOI\]](#)
- 14 Brunt D. *Physical and Dynamical Meteorology*. Cambridge : Cambridge University Press, 1944
- 15 Sapritsky V I, Prokhorov A V. Spectral effective emissivities of nonisothermal cavities calculated by the Monte Carlo method. *Applied Optics*, 1995, 34(25): 5645~5652
- 16 李小文, 王锦地, Strahler A H. 非同温黑体表面上布朗克定律的尺度效应. *中国科学, E 辑*, 1999, 29(5): 422~426
- 17 Zhang R H, Li Z L, Tang X Z, et al. Study of Emissivity Scaling and Relativity of Homogeneity of Surface Temperature. *International Journal of Remote Sensing*, 2004, 25(1): 245~259 [\[DOI\]](#)