

〈系统与设计〉

## 红外热成像系统作用距离预测方程计算误差探析

何 恒, 白廷柱

(北京理工大学光电学院 光电成像技术与系统教育部重点实验室, 北京 100081)

**摘要:** 理论上讨论了能量传输过程中辐射出射度差和温差之间的关系, 探讨了红外热成像系统作用距离方程小温差条件下近似计算的本质, 分析了近似计算所产生的误差受温差大小、背景温度和工作波长影响的情况。基于 MRTD 的定义和红外热像仪成像的原理, 在前述探析的基础上, 提出更为符合红外热成像物理过程的作用距离方程计算方法, 并实例计算了给定条件下的作用距离。计算结果表明, 本文提出的计算方法更为符合辐射能量实际传输情况, 具有更好的精度。

**关键词:** 红外热成像; 温差; MRTD; 计算误差; 作用距离

中图分类号: O432; TN215

文献标识码: A

文章编号: 1001-8891(2015)09-0713-06

## Calculation Error Analysis of the Distance Equation for Infrared Imaging System

HE Heng, BAI Ting-zhu

(Key Laboratory of Photoelectronic Technology and System, Ministry of Education of China,  
Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

**Abstract:** The paper theoretically discusses the relationship between the radiant exitance difference and temperature difference in the energy transmission, the nature of the approximate calculation under the condition of small temperature difference, and the error affected by approximate calculation influenced of the size of temperature difference, background temperature and wavelength. It also puts forward a calculation method which is more accord with the physical process of the infrared thermal imaging system adjusted by the definition of MRTD and the theory of the infrared imaging system. On this basis, the paper calculates the range of the given conditions. The results show that such method of calculation tallies more with the actuality and has better accuracy.

**Key words:** infrared thermal imaging, temperature difference, MRTD, calculation error, operation range

### 0 引言

红外热成像系统以其独有的优势在战场上得到越来越广泛的应用, 然而系统的战术性能受着系统本身性能、目标特性、大气环境等多方面因素的影响。因此, 探讨不同气象条件下的红外热成像系统的作用距离性能<sup>[1]</sup>非常必要。最小可分辨温差 (MRTD) 是综合评价热成像系统温度分辨力和空间分辨力的重要参数, 它不仅包含系统特征, 也包含了观察者的主观因素。因此, 目前对扩展源目标的作用距离进行预测均采用表征系统静态性能的 MRTD 法<sup>[2]</sup>。

通过 MRTD 对扩展源目标进行视距估算的基本

要求是: 对空间频率为  $f$  的目标, 其与背景的实际温差在经过大气传输到达热成像系统时, 应仍大于或等于该成像系统对应频率的  $\text{MRTD}(f)$ , 同时目标对系统的张角应大于或等于探测水平所要求的最小视角。在很多文献中<sup>[3-5]</sup>, 均利用零视距时目标与背景的视在温差与路径大气透过率的乘积来计算入瞳处的视在温差, 即:

$$\Delta T = \Delta T_0 \cdot \tau(R) \geq \text{MRTD}(f) \quad (1)$$

式中:  $\Delta T$ 、 $\Delta T_0$  分别为热成像系统入瞳处和零视距时目标与背景的视在温差;  $\tau(R)$  为热成像系统工作波段内, 沿目标方向  $R$  距离行程上大气传输的平均大气透过率。

收稿日期: 2015-08-05; 修订日期: 2015-08-26.

作者简介: 何恒 (1991-), 男, 湖北省鄂州人, 硕士研究生, 主要研究方向为红外成像系统性能评价。E-mail: henryheng@163.com.

通讯作者: 白廷柱 (1955-), 男, 北京人, 教授, 主要研究方向为光电成像技术、红外仿真、紫外通信等。E-mail: tzhubai@bit.edu.cn.

根据大气透过率的定义,大气透过率反映的是大气对辐射能量的衰减,并不是对温差的衰减。文献[4]指出,在对小温差目标图像进行探测时,可以近似认为辐射功率差与温差成正比,此时(1)式才是成立的;而在对大温差目标进行探测时,随着温差的增大,通过(1)式计算所产生的误差将逐渐变大。

很多文献对这个问题进行了研究。白渭雄<sup>[6]</sup>等根据斯蒂芬-玻尔兹曼定律中黑体辐射总功率与黑体温度四次方成比例关系得到新的表达式。事实上,斯蒂芬-玻尔兹曼定律是针对全波段总辐射功率的关系,而实际探测器对红外辐射的响应有一定的波段范围。在某一特定波段( $\lambda_1, \lambda_2$ )内,黑体辐射出射度与温度四次方很难满足比例关系<sup>[7]</sup>。陈立学<sup>[8]</sup>通过在  $3 \sim 5 \mu\text{m}$ 、 $8 \sim 12 \mu\text{m}$  波段和  $220 \sim 320 \text{ K}$  的常温范围内,满足  $c_2 \gg \lambda T$ ,以及小温差条件下采用微分代替差分的思想,得到了一个新的温差衰减的表达式。但是从其近似条件可以看出,其用到了小温差近似,这也就意味着在温差很大或背景温度和工作波段发生变化时,其误差仍然会很大。金伟其<sup>[9]</sup>等在计算中设定了一个阈值,并根据温差是否达到阈值对小温差和大温差分开处理,这种方法虽然可以减小大温差情况下的计算误差,但依然无法避免小温差情况下计算误差大的问题。

本文详细分析了小温差条件下近似计算的原理,以及这种近似计算所产生的误差与温差大小、背景温度和工作波长影响的情况。根据 MRTD 的含义可知, MRTD 实际上反映的是系统对红外辐射能量差异的分辨能力,本文基于这一概念,提出了可以完整描述红外辐射能量传输物理过程的作用距离预测方程。

## 1 辐射出射度差与温差

根据大气透过率的定义可得:

$$\tau(R) = \frac{Q}{Q_0} = \frac{M}{M_0} \quad (2)$$

式中:  $Q_0$  和  $M_0$  分别为目标发射的辐射通量和辐射出射度;  $Q$  和  $M$  为经大气衰减后的数值。

由(2)式可得:

$$M = M_0 \tau(R) \quad (3)$$

若分别以  $M_t$  和  $M_b$  来表示红外热成像系统入瞳处目标和背景的辐射出射度,则有:

$$\begin{cases} M_t = M_{t0} \cdot \tau(R) \\ M_b = M_{b0} \cdot \tau(R) \end{cases} \quad (4)$$

式中:  $M_{t0}$  和  $M_{b0}$  分别表示零视距时目标与背景的辐射出射度。两式相减可得:

$$\Delta M = \Delta M_0 \cdot \tau(R) \quad (5)$$

式中:  $\Delta M$ 、 $\Delta M_0$  分别表示红外热成像系统入瞳处和零视距目标与背景的表现辐射出射度差,  $\Delta M = M_t - M_b$ ,  $\Delta M_0 = M_{t0} - M_{b0}$ 。

当  $\Delta M$  和  $\Delta T$  满足比例关系时,即满足:

$$\begin{cases} \Delta M_0 = K \cdot \Delta T_0 \\ \Delta M = K \cdot \Delta T \end{cases} \quad (6)$$

式中:  $K$  为比例系数。将(6)式代入(5)式,即可得到(1)式。

根据普朗克公式:

$$M(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(c_2 / \lambda T) - 1} \quad (7)$$

式中:  $c_1$  为第一辐射常数,  $c_1 = 2\pi hc^2 = 3.7418 \times 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ;  $c_2$  为第二辐射常数,  $c_2 = hc/k = 1.4388 \times 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}$ ;  $k$  为玻尔兹曼常数;  $c$  为光速。可得:

$$\Delta M = M(\lambda, T_b + \Delta T) - M(\lambda, T_b) = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda(T_b + \Delta T)}\right) - 1} - \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_b}\right) - 1} \quad (8)$$

由(8)式可知,在波长  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ , 背景温度  $T_b = 300 \text{ K}$ ,  $\Delta T = 0 \sim 50 \text{ K}$  时,  $\Delta M - \Delta T$  的关系如图 1。

由图 1 可知,在所计算的温差范围内,  $\Delta M$  与  $\Delta T$  之间呈非线性关系,只有在温差比较小时,方可近似为线性关系。

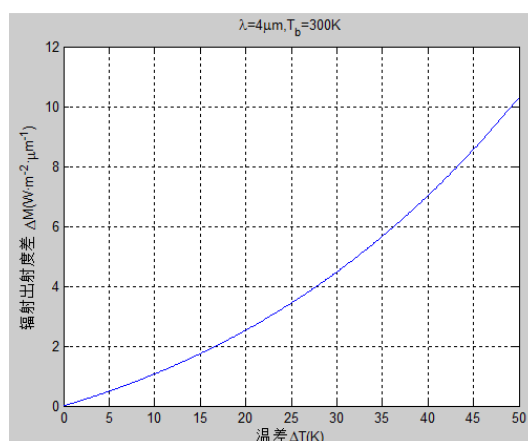


图 1  $\Delta M - \Delta T$  关系曲线

Fig.1 Relation curve between  $\Delta M$  and  $\Delta T$

在小温差条件下,可以用微分代替差分:

$$\frac{\Delta M}{\Delta T} \approx \frac{\partial M(\lambda, T)}{\partial T} \quad (9)$$

即:

$$\Delta M \approx \frac{\partial M(\lambda, T)}{\partial T} \cdot \Delta T \quad (10)$$

比较(10)式和(6)式可以看出, (9)式给出的恰

恰是比例系数的计算方法。

考察图 1 可知, 曲线是经过原点的, 因此, 可以考虑用  $\Delta T=0 \text{ K}$  处的切线斜率作为比例系数。

由(8)式可得:

$$\left. \frac{\partial \Delta M(\lambda, T_b, \Delta T)}{\partial \Delta T} \right|_{\Delta T=0} = \frac{c_1 c_2}{\lambda^6 (T_b + \Delta T)^2} \cdot \frac{\exp(c_2 / \lambda(T_b + \Delta T))}{(\exp(c_2 / \lambda(T_b + \Delta T)) - 1)^2} \bigg|_{\Delta T=0} = \frac{c_1 c_2}{\lambda^6 T_b^2} \cdot \frac{\exp(c_2 / \lambda T_b)}{(\exp(c_2 / \lambda T_b) - 1)^2} = \left. \frac{\partial M(\lambda, T)}{\partial T} \right|_{T=T_b} \quad (11)$$

结合上述相关公式可知, 在小温差条件下,  $\Delta M$  和  $\Delta T$  近似满足比例关系, 比例系数正是  $\Delta M-\Delta T$  的关系曲线在  $\Delta T=0 \text{ K}$  处切线的斜率, 即:

$$\Delta M = \frac{\partial M(\lambda, T)}{\partial T} \Delta T = \frac{c_1 c_2}{\lambda^6 T^2} \frac{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)}{\left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1\right)^2} \Delta T \quad (12)$$

因此, 小温差条件下的近似实际上就是用  $\Delta M-\Delta T$  关系曲线在  $\Delta T=0 \text{ K}$  处的切线来近似这条曲线。下面分析这种近似计算产生的误差受温差大小、背景温度和工作波段的影响情况。

在  $\lambda=4 \mu\text{m}$ ,  $T_b=300 \text{ K}$ ,  $\Delta T=0 \sim 50 \text{ K}$  时,  $\Delta M-\Delta T$  的关系曲线和近似直线如图 2 所示。

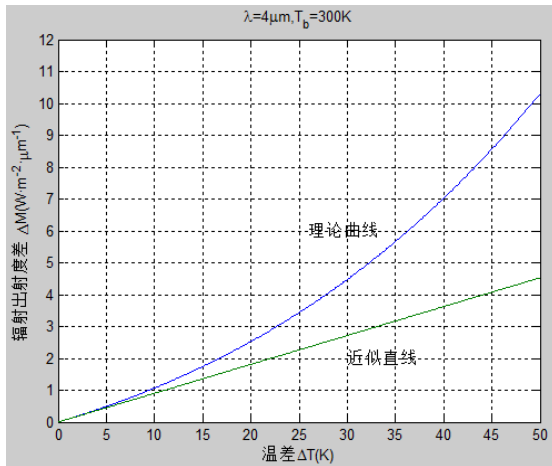


图 2  $\Delta M-\Delta T$  关系曲线和近似直线

Fig.2  $\Delta M-\Delta T$  relation curve and the approximate straight line

由图 2 可以看出, 在温差较小时, 近似直线非常接近理论曲线; 而在温差比较大时, 近似直线已经严重偏离理论曲线。

误差百分比随温差变化的曲线如图 3 所示。

由图 3 可以看出, 在温差为 5 K 以内时, 这种近似所产生的误差在 10% 以内, 而当温差为 50 K 时, 误差已经高达 55% 以上。

误差百分比随背景温度和波长的变化如图 4 所示。

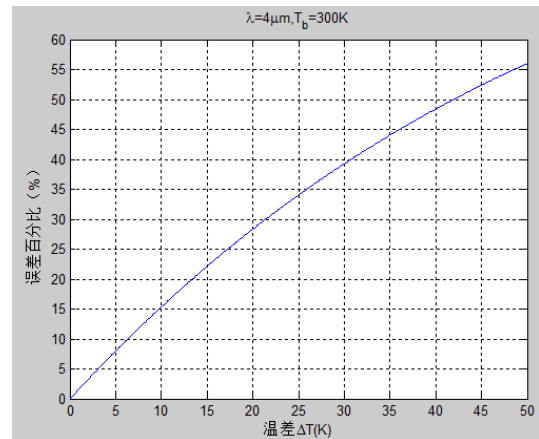
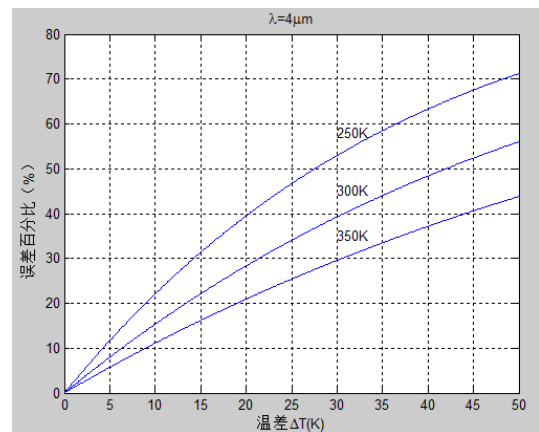
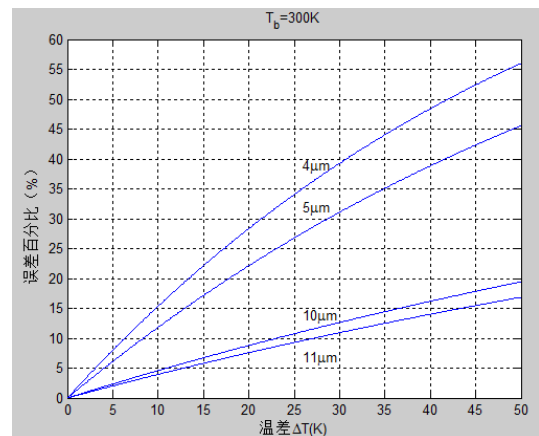


图 3 误差百分比

Fig.3 The percentage error



(a) 背景温度的影响



(b) 波长的影响

图 4 背景温度与波长的影响

Fig.4 The influence of background temperature and wavelength

通过图 4 可以看出, 在波长一定的情况下, 随着背景温度的降低, 按照线性近似计算所产生的误差越来越大; 在背景温度一定的情况下, 随着波长的减小, 按照线性近似计算所产生的误差越来越大, 并且在  $3 \sim 5 \mu\text{m}$  波段的误差明显大于  $8 \sim 12 \mu\text{m}$  波段。这说明

在  $3\sim 5\mu\text{m}$  波段, 辐射出射度差对温差更敏感, 利用(1)式计算所产生的误差也就更大; 而在  $8\sim 12\mu\text{m}$  波段, 温差为  $10\text{K}$  时的误差为  $5\%$ , 也就是说温差小于  $10\text{K}$  时可以认为是小温差, 可以用(1)式来进行近似计算, 这也就是文献[9]中  $8\sim 12\mu\text{m}$  波段的温差阈值取  $10\text{K}$  的原因所在。

进一步研究发现,  $\Delta M$  和  $\Delta T$  满足比例关系时, (1)式也不成立。假设零视距时背景温度为  $T_{b0}$ , 经过大气衰减后, 入瞳处的背景温度为  $T_b$ , 由(12)式可知:

$$\begin{cases} \Delta M_0 = \frac{c_1 c_2}{\lambda^6 T_{b0}^2} \cdot \frac{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_{b0}}\right)}{\left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_{b0}}\right) - 1\right)^2} \cdot \Delta T_0 \\ \Delta M = \frac{c_1 c_2}{\lambda^6 T_b^2} \cdot \frac{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_b}\right)}{\left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_b}\right) - 1\right)^2} \cdot \Delta T \end{cases} \quad (13)$$

$T_b$  是  $T_{b0}$  通过(3)式和普朗克公式计算得到的, 由于大气的衰减, 两者并不相等, 故而, 大气条件越差, 两者的差值就越大。

在  $\lambda=4\mu\text{m}$ ,  $T_b=220\sim 320\text{K}$  时, 比例系数与背景温度的关系如图5所示。

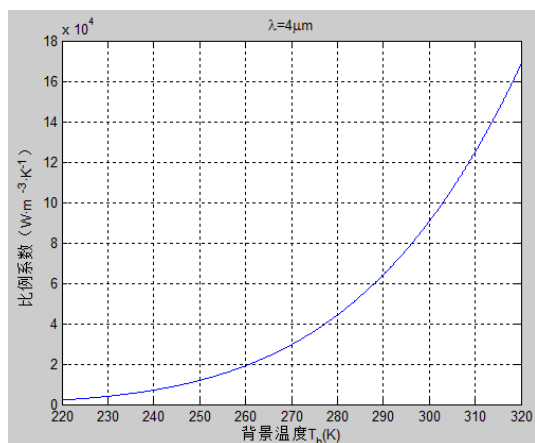


图5 比例系数与背景温度的关系

Fig.5 The relationship of scaling factor and background temperature

由图5可知, 比例系数与背景温度之间是非线性关系, 因此将(13)式代入(5)式并不能得到(1)式。所以, (1)式需要在小温差条件近似的基础上做第2次近似, 即认为比例系数是相等的。

通过以上分析可知, 用(1)式计算所产生的误差来源于2个方面: 小温差条件下的近似和比例系数相等的近似。第1次近似的误差随着温差的增大、背景温度的降低、工作波长的减小而增大; 大气衰减越厉害,

第2次近似的误差越大。

这里需要指出的是, 以上分析是定性的分析, 给出的是误差大小随温差大小、背景温度和工作波长变化的影响情况, 具体数值并不代表最后算得的作用距离的实际误差大小, 并且以上关于辐射的计算都是对单一波长进行的。由相关数学知识可知, 取积分运算以上规律也是成立的。

## 2 作用距离方程的修正

根据基于 MRTD 的作用距离预测的基本要求可以得到以下关系式:

$$\begin{cases} \frac{1}{2f} \leq \frac{\theta}{N_e} = \frac{h}{N_e R} \\ \Delta T \geq \text{MRTD}(f) \end{cases} \quad (14)$$

式中:  $f$  为目标的空间特征频率;  $h$  为目标高度;  $N_e$  为按约翰逊准则发现、定位、识别和认清目标所需的等效条带数 (半周期);  $R$  为目标的距离;  $\Delta T$  为热成像系统入瞳处目标与背景的表现温度差;  $\text{MRTD}(f)$  为热成像系统的最小可分辨温差。

式(14)取等号时的  $R$  即为系统的作用距离, 第1个方程给出了空间频率的计算方法, 按照约翰逊准则,  $N_e$  是在  $50\%$  观测概率下得到的条带数, 在实际观测任务中, 需要根据观测任务概率要求对条带数进行修正; 第2个方程给出了作用距离计算方法, 关于该方程也需要进行一系列的修正。首先  $\Delta T$  是目标与背景的表现温差, 文献[9]中给出了具体的计算方法, 按照这种方法可以将黑体和灰体统一起来; 其次对于 MRTD, 根据目标形状要对条带长宽比进行修正, 根据实际观测情况要对阈值信噪比进行修正, 根据工作温度要对温度进行修正等[4]。本文只对温度修正进行深入探讨。

MRTD 综合评价了热成像系统的温度分辨力和空间分辨力, 还反映了观察者的影响因素, 其中关于温度的分辨力是用噪声等效温差 (NETD) 来表现的, 而 MRTD 对温度的修正也是通过 NETD 来反映的。NETD 的普遍表达式是[2]:

$$\text{NETD} = \frac{4F^2 \sqrt{\Delta f_n}}{\sqrt{A_d n_s} \tau_0 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D^*(\lambda) \frac{\partial M(\lambda, T_b)}{\partial T} d\lambda} \quad (15)$$

式中:  $F$  是光学系统的  $F$  数;  $\Delta f_n$  是噪声等效带宽;  $A_d$  是探测元面积;  $n_s$  是串联元数;  $\tau_0$  是系统光学透过率;  $D^*(\lambda)$  是峰值比探测率。

在 NETD 的推导过程中, 用到了上文中小温差条件下的近似公式, 由于热探测器的噪声等效温差在  $100\text{mK}$  左右, 第二代光探测器在  $20\text{mK}$  左右, 所以

这种近似的误差是非常小的。

对于光子型探测器, 进行近似处理后可以得到<sup>[2]</sup>:

$$\text{NETD} = \frac{4F^2 \sqrt{\Delta f_n} \lambda_p T_b^2}{\sqrt{A_d n_s} \tau_0 D^*(\lambda_p) c_2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M(\lambda, T_b) d\lambda} \quad (16)$$

式中:  $\lambda_p$  为峰值响应波长;  $D^*(\lambda_p)$  为探测器峰值响应的归一化探测率;  $c_2$  为第二辐射常数。

实验室中测量的 NETD 通常是在常温 ( $T_s=300$  K) 下进行的, 根据以上表达式, 实际工作温度为  $T_b$  时的 NETD 应为:

$$\text{NETD}(T_b) = \frac{T_b^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M(\lambda, T_s) d\lambda}{T_s^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M(\lambda, T_b) d\lambda} \text{NETD}(T_s) \quad (17)$$

而 MRTD 的一般表达式为:

$$\text{MRTD}(f) = \frac{\pi^2}{4\sqrt{14}} \frac{\text{NETD} \cdot \text{SNR}_{\text{DT}}}{\text{MTF}_s(f) \text{MTF}_{\text{eye}}(f)} \left( \frac{\alpha\beta}{\tau_d t_e f_p \Delta f} \right)^{1/2} \quad (18)$$

式中:  $\text{SNR}_{\text{DT}}$  为阈值信噪比;  $\text{MTF}_s(f)$ 、 $\text{MTF}_{\text{eye}}(f)$  分别为系统和人眼传递函数;  $\alpha$ 、 $\beta$  分别为水平和垂直方向的瞬时视场;  $\tau_d$  为电子积分时间;  $t_e$  为人眼积分时间;  $f_p$  为帧频;  $\Delta f$  为噪声等效带宽。

所以, MRTD 对温度的修正关系为:

$$\text{MRTD}(T_b) = \frac{T_b^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M(\lambda, T_s) d\lambda}{T_s^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M(\lambda, T_b) d\lambda} \text{MRTD}(T_s) \quad (19)$$

文献[9]指出, 当目标与背景的温差比较大时, 系统对目标与背景的响应辐射功率差用小温差近似的误差很大, 必须用实际响应辐射功率差来表示, 因而提出如下方法修正前述关系, 即:

$$\frac{W_s}{W_T(T_b)} \tau(R) \geq \frac{W_T(T_s)}{W_T(T_b)} \text{MRTD}(f, T_s) \quad (20)$$

其中:

$$W_s = \begin{cases} \Delta T_0 W_T(T_b) & \Delta T_0 \leq \Delta T_a \\ \Delta M_0 & \Delta T_0 > \Delta T_a \end{cases} \quad (21)$$

$$W_T(T_b) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D^*(\lambda) \frac{\partial M(\lambda, T)}{\partial T} \bigg|_{T=T_b} d\lambda \quad (22)$$

式中:  $\Delta T_a$  是阈值温差, 对于  $8 \sim 14 \mu\text{m}$  波段, 可取为 10 K。

该方法的本质是对小温差和大温差进行分开处理: 当温差比较小时, 还是采用公式(1), 并对 MRTD 进行温度修正; 当温差比较大时, 也用小温差近似公式, 而且这种近似的误差不受背景温度和温差大小的影响。所以, 文献[9]中的方法可以有效的减小大温差条件下的误差, 但是小温差条件下依然有很大的误差, 并且需要对大小温差分开处理。

结合 MRTD 的定义和热成像系统的成像原理,

MRTD 对应的温度分辨力, 本质上反映的是热成像系统对某一条件下的能量分辨力, 也就是 MRTD 对应的是最小可分辨辐射出射度  $\Delta M_{\text{MRTD}}$ , 因此(14)式应改写为下式才更符合实际的物理过程:

$$\begin{cases} \frac{1}{2f} \leq \frac{\theta}{N_e} = \frac{h}{N_e R} \\ \Delta M = \Delta M_0 \cdot \tau(R) \geq \Delta M_{\text{MRTD}} \end{cases} \quad (23)$$

$\Delta M$  和  $\Delta M_{\text{MRTD}}$  通过下式计算:

$$\begin{cases} \Delta M = \tau(R) \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (M(\lambda, T_b + \Delta T) - M(\lambda, T_b)) d\lambda \\ \Delta M_{\text{MRTD}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (M(\lambda, T_b + \text{MRTD}) - M(\lambda, T_s)) d\lambda \end{cases} \quad (24)$$

为了估算较远的距离, 通常热像仪的 MRTD 都选择的比较小, 这样便满足小温差近似的条件, 由(12)式和(24)式有:

$$\Delta M_{\text{MRTD}} = \text{MRTD} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D^*(\lambda) \frac{\partial M(\lambda, T)}{\partial T} \bigg|_{T=T_s} d\lambda \quad (25)$$

因此(23)式可以近似为:

$$\begin{cases} \frac{1}{2f} \leq \frac{\theta}{N_e} = \frac{h}{N_e R} \\ \Delta M \geq \text{MRTD} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D^*(\lambda) \frac{\partial M(\lambda, T)}{\partial T} \bigg|_{T=T_s} d\lambda \end{cases} \quad (26)$$

式(26)和式(20)在大温差条件下的公式是一样的。通过上文的分析可知, 误差的大小取决于波长和该波段下系统的 MRTD 值, MRTD 越小, 误差也就越小。所以文献[9]的方法在大温差条件下的计算误差与温差大小和背景温度无关。

### 3 计算实例

上文分析了文献[9]中的方法, 提出一种更符合实际物理过程的计算关系, 下面通过实例计算来比较两种方法的结果。

作用距离方程是一个超越方程, 通常采用迭代的方法进行求解。首先估算出解的范围( $R_1, R_2$ ), 再通过半分法求解出作用距离, 以式(21)为例的求解流程图如图 6。

计算中利用的是 Catherine-GP 红外热像仪, 它使用的是 SOFRADIR 288×4 元 HgCdTe 探测器, 其性能参数如表 1 所示。

观测任务为: 大气条件为中纬度夏季海平面, 能见度 23 km, 利用 Modtran 进行大气透过率的计算。目标尺寸为  $16 \text{ m} \times 2 \text{ m}$  (小船大小), 温差为 10 K。观测水平遵循 50% 概率下的约翰逊准则 ( $N_e$  为对应观测水平的条带周期数), 对 220~320 K 的常温范围的计算结果如表 2 所示 ( $R_1$  是基于本文方法的预测距离,

$R_2$  是基于文献[9]方法的预测距离)。

从表 2 可以看出,无论在何种观测水平下,背景温度比较低的时候,文献[9]中方法的计算结果误差相对较大,这与上文中误差大小随背景温度改变的影响规律一致。亦即,文献[9]中的方法依然无法避免低温背景小温差情况下计算误差较大的问题,本文方法则可较好地避免该问题。

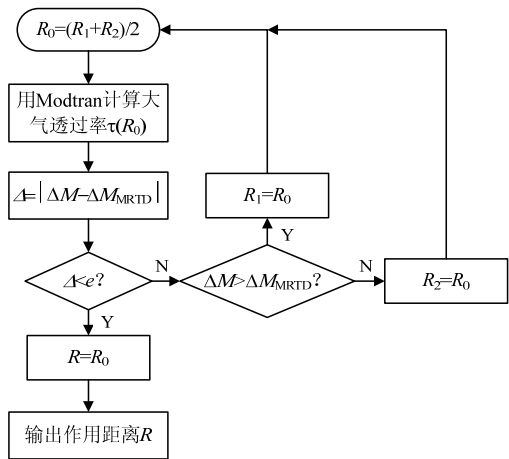


图 6 作用距离求解流程图

Fig.6 Solution flow chart of distance function

表 1 Catherine-GP 红外热像仪性能参数

光学系统		探测器 (SPRITE)	
F 数	1.7	探测元长/ $\mu\text{m}$	28
$D/\text{mm}$	125	探测元宽/ $\mu\text{m}$	25
透过率	0.8	探测器元数	$288\times 4$
帧频/ $\text{Hz}$	25	峰值响应波长/ $\mu\text{m}$	8.4
扫描效率	0.8	$D^*/(\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1})$	$2.3\times 10^{11}$
水平视场/ $\text{rad}$	0.1571	工作波段/ $\mu\text{m}$	$7.5\sim 10.5$
垂直视场/ $\text{rad}$	0.1178		

表 2 计算结果

Table 2 Calculation results

观测级别	背景温度	$R_1/\text{km}$	$R_2/\text{km}$	误差
探测( $N_e=1$ )	220 K	6.90	5.76	16.5%
	300 K	11.33	11.17	1.4%
	320 K	12.04	12.05	0.8%
识别( $N_e=4$ )	220 K	1.73	1.44	16.8%
	300 K	2.83	2.79	1.4%
	320 K	3.02	3.01	0.1%
辨别( $N_e=6$ )	220 K	1.15	0.96	16.5%
	300 K	1.89	1.86	1.6%
	320 K	2.02	2.01	0.5%

4 结论

本文针对以往的相关分析和预测进行了一定程

度的简化,对实际计算具有较大误差的问题,从 MRTD 的含义出发,立足于 MRTD 实际上反映的应该是系统对能量差异的分辨能力,并基于此提出更为符合实际物理过程的作用距离预测方程计算方法。实例计算表明,本文方法不仅解决了文献[9]中低温背景小温差条件下计算误差较大的问题,且可以对小温差和大温差统一处理。

参考文献:

[1] 刘泽文. 水面平台红外成像探测系统工作效能预测方法研究[D]. 北京: 北京理工大学, 2011.  
LIU Ze-wen. Application research for the performance prediction of ship-based IRimager detector[D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 2011.

[2] 白廷柱, 金伟其. 光电成像原理与技术[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 2006: 518.  
BAI Ting-zhu, JIN Wei-qi. The principle and technology of photoelectric imaging[M]. Beijing: Beijing Institute of Technology press, 2006:518.

[3] Rosell F, Harvey G. The fundamentals of thermal imaging systems[R]. NRL Report 8311, May 1979, AD-A073763.

[4] 金伟其, 张敬贤, 高稚允, 等. 热成像系统对扩展源目标的视距估算[J]. 北京理工大学学报, 1996, 16(1): 25-30.  
JIN Wei-qi, ZHANG Jing-xian, GAO Zhi-yun, et al. Range estimation of thermal imaging system for extended source target[J]. Journal of Beijing Institute of Technology, 1996, 16(1): 25-30.

[5] 苏佳伟, 石俊生, 汪炜樵. 距离对红外热像仪测温精度影响及提高[J]. 红外技术, 2013, 35(9): 587-590.  
SU Jia-wei, Shi Jun-sheng, Wang Wei-se. Experimental study of infrared thermal imagers about influence of distance for temperature measurement accuracy and method of improving accuracy[J]. Infrared Technology, 2013, 35(9): 587-590.

[6] 白渭雄, 付全喜, 焦光龙, 等. 对 NETD 表达的红外热像仪探测距离的讨论[J]. 激光与红外, 2007, 37(12): 1270-1273.  
BAI Wei-xiong, FU Quan-xi, JIAO Guang-long, et al. The discussion of detection range of the infrared thermal imaging based on NETD[J]. Laser and Infrared, 2007, 37(12): 1270-1273.

[7] 邓明德, 尹京苑, 刘西垣, 等. 黑体辐射公式的积分分解及应用[J]. 遥感信息, 2002(1): 2-10.  
DENG Ming-de, YIN Jing-yuan, LIU Xi-yuan, et al. The integral solution and application of the black-body radiation equation[J]. Remote Sensing Information, 2002(1): 2-10.

[8] 陈立学. 辐射温差大气传递的简化模型[J]. 应用光学, 1996, 17(4): 39-41.  
CHEN Li-xue. The simple model of radiation temperature difference transitive in the atmosphere[J]. Applied Optics, 1996, 17(4): 39-41.

[9] 金伟其, 高稚允, 胡士凌, 等. 热成像系统视距估算中景物辐射特性的研究[J]. 北京理工大学学报, 1995, 15(4): 393-398.  
JIN Wei-qi, GAO Zhi-yun, HU shi-ling, et al. The study of the scenery radiation characteristics in the stadia estimate of thermal imaging system[J]. Journal of Beijing Institute of Technology, 1995, 15(4): 393-398.