

# 一种实用化实时测温系统激光光源的最佳选择\*

刘玉芳<sup>1)</sup> 施德恒<sup>1,2)</sup> 陈玉科<sup>2)</sup> 李振新<sup>1)</sup> 郭峰<sup>2)</sup>

(<sup>1)</sup>河南师范大学物理系,河南,新乡,453002;

<sup>2)</sup>空军第一航空学院基础部,河南,信阳,464000)

**摘要** 基于 Kirchhoff 定律和测温系统的各主要技术参数(激光光源的能量、波长、探测器的灵敏元面积及光学系统的相对孔径等)与各主要技术指标(温度分辨力、温度灵敏度、相对温度灵敏度及测温精度)之间的关系.对利用激光并采用钽酸锂热释电探测器作光电转换器件的实用化实时测温系统的激光光源进行了优化选择.实验表明,在测温范围 400℃~1200℃内,采用所选择的激光器作为该实时测温系统的激光光源,其测温精度均符合设计要求.

**关键词** 辐射测温,热释电探测器,测温灵敏度,测温精度,半导体激光器.

## LASER SOURCE OPTIMIZATION OF A PRACTICAL REAL-TIME TEMPERATURE MEASUREMENT SYSTEM\*

LIU Yu-Fang<sup>1)</sup> SHI De-Heng<sup>1,2)</sup> CHEN Yu-Ke<sup>2)</sup> LI Zhen-Xin<sup>1)</sup> GUO Feng<sup>2)</sup>

(<sup>1)</sup>Department of Physics, Henan Normal University, Xinxiang, Henan 453002, China;

<sup>2)</sup>Department of Foundation, The First Aeronautical College of Air Force, Xinyang, Henan 464000, China)

**Abstract** Based on the Kirchhoff law, according to the relationships between various technical parameters (energy and wavelength of laser source, area of sensitive unit of detector, relative aperture of optical system, etc.) and main specifications (temperature resolving power, temperature measurement sensitivity, relative sensitivity and accuracy), an optimal laser source of the practical real-time temperature measurement system employing laser diode and LiTaO<sub>3</sub> pyroelectric detector is proposed. Experimental results of laser show that temperature measurement accuracy is suitable for requirements in the temperature range of 400℃~1200℃.

**Key words** temperature measurement by radiation, pyroelectric detector, temperature measurement sensitivity, temperature measurement accuracy, laser diode.

### 引言

与被动式辐射测温系统<sup>[1-3]</sup>相比,由于主动式辐射测温系统<sup>[4-6]</sup>使用了激光器或红外辐射源作为系统的测量光源,因而都能实时、准确地测出被测目标的真实温度,且都具有较高的精度和灵敏度.

研究表明,在采用钽酸锂热释电探测器作光电转换器件并使用激光器作测量光源的测温系统中,不同的激光光源对其测温灵敏度、测温精度、及测温范围都有不同程度的影响.因此需对其进行最优化选择.

### 1 系统结构与测温原理

如图 1 所示,激光器与检测探测器对称地置于待测目标表面法线的两侧,并使其夹角尽量小.当无激光束进入检测探测器时,检测探测器接收到的仅是待测目标的辐射能  $P_1$

$$P_1 = \frac{\pi}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \tau_0 A \eta \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_\lambda \tau_\lambda L_\lambda d\lambda, \quad (1)$$

式(1)中, $D$ 为入射光瞳直径; $f'$ 为光学系统的焦距; $\tau_0$ 为大气的衰减系数; $A$ 为探测器的灵敏元面积; $\eta$ 为调制盘的调制系数; $\varepsilon_\lambda$ 为温度为  $T$  的待测目标在波长  $\lambda$  处的发射率; $L_\lambda$ 为温度为  $T$  的黑体在波长  $\lambda$

\* 河南省科技攻关计划(批准号 001120321)资助项目  
稿件收到日期 2002 - 11 - 20, 修改稿收到日期 2003 - 06 - 10

\* The project supported by the Science and Technology of Henan Province(No. 001120321)  
Received 2002 - 11 - 20, revised 2003 - 06 - 10

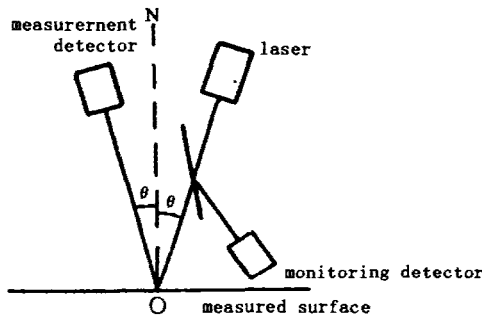


图1 激光器与探测器的放置方法  
Fig. 1 Positioning method of lasers and detectors

处的辐出度;  $\tau_\lambda$  为光学系统对波长为  $\lambda$  的光的总透过率.

当有激光束进入检测探测器时,检测探测器接收到的能量  $P_2$  则由待测目标反射的激光能量及待测目标辐射的红外能量二部分组成

$$P_2 = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_\lambda \tau_\lambda L_\lambda d\lambda + \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \gamma \beta \tau_\lambda E_\lambda d\lambda, \quad (2)$$

式(2)中,  $\gamma$  为待测目标表面的反射率;  $\beta$  为待测表面镜面反射特性的光学校正系数;  $E_\lambda$  为入射待测表面的单色激光能量.

由 Kirchhoff 定律, 可以得出

$$\gamma = 1 - \varepsilon_\lambda. \quad (3)$$

在极窄的波段(带宽  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 10\text{nm}$ )内, 可以认为  $\varepsilon_\lambda$  及  $\tau_\lambda$  均与波长无关. 文献[5]也已指出, 对于同一待测面,  $\beta$  是一常数. 据此可将式(1)和式(2)简化为

$$P_1 = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \varepsilon_\lambda \tau_\lambda \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\lambda d\lambda, \quad (4)$$

$$P_2 = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \varepsilon_\lambda \tau_\lambda \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\lambda d\lambda + \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \gamma \beta \tau_\lambda \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda d\lambda, \quad (5)$$

由式(4)和式(5)可以导出

$$\varepsilon_\lambda = 1 - \frac{4f'^2(P_2 - P_1)}{\pi D^2 \tau_0 A \eta \tau_\lambda \beta P_3}, \quad (6)$$

其中

$$P_3 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda d\lambda. \quad (7)$$

式(7)为入射待测目标表面的激光能量, 由监测探测器监测得到. 再结合黑体辐射公式

$$L_\lambda = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} [\exp(hc/\lambda kT) - 1]^{-1}, \quad (8)$$

在极窄的波段内, 并利用式(4), 即可导出

$$P_1 = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \varepsilon_\lambda \tau_\lambda hc^2 \lambda^{-5} \cdot \Delta\lambda \cdot [\exp(hc/\lambda kT) - 1]^{-1}, \quad (9)$$

据此可以导出温度的表达式

$$T = \frac{hc}{\lambda k} \cdot \left\{ \ln \left[ 1 + \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \tau_\lambda hc^2 \lambda^{-5} \cdot \Delta\lambda \cdot \frac{\varepsilon_\lambda}{P_1} \right] \right\}^{-1}, \quad (10)$$

式(10)中,  $h$  为 Planck 常数,  $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$ ;  $k$  为 Boltzmann 常数,  $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ ;  $c$  为光速,  $c = 2.998 \times 10^8 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ . 其中, 式(6)中的  $\frac{f'^2}{D^2 \tau_0 A \eta \tau_\lambda \beta}$  及式(10)中的  $\left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \tau_\lambda$  由标定给出.

## 2 激光光源的最优化选择

### 2.1 基于测温精度的分析

由误差传递公式, 上式的标准误差可写作

$$\sigma_\tau = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial \varepsilon_\lambda}\right)^2 \cdot \sigma_{\varepsilon_\lambda}^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial P_1}\right)^2 \cdot \sigma_{P_1}^2}, \quad (11)$$

利用式(10), 可将式(11)进一步化简成

$$\sigma_\tau \approx \frac{\lambda k T^2}{hc} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta \varepsilon_\lambda}{\varepsilon_\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_1}{P_1}\right)^2}, \quad (12)$$

下面推导  $\Delta \varepsilon_\lambda / \varepsilon_\lambda$  的表达式. 式(6)的标准测量误差可写作

$$\sigma_{\varepsilon_\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\partial \varepsilon_\lambda}{\partial P_1}\right)^2 \cdot \sigma_{P_1}^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon_\lambda}{\partial P_2}\right)^2 \cdot \sigma_{P_2}^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon_\lambda}{\partial P_3}\right)^2 \cdot \sigma_{P_3}^2}, \quad (13)$$

化简后, 得到

$$\sigma_{\varepsilon_\lambda} = \frac{4}{\pi} \cdot \left(\frac{f'}{D}\right)^2 \cdot \frac{1}{\tau_0 A \eta \tau_\lambda \beta} \cdot \frac{1}{P_3} \cdot \sqrt{(\Delta P_1)^2 + (\Delta P_2)^2 + (P_2 - P_1)^2 \left(\frac{\Delta P_3}{P_3}\right)^2}, \quad (14)$$

利用式(6)还可以得出

$$\left. \begin{aligned} (P_2 - P_1)^2 \left(\frac{\Delta P_3}{P_3}\right)^2 &= \left[ \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \tau_\lambda \beta \cdot (1 - \varepsilon_\lambda) \right]^2 (\Delta P_3)^2 \\ \Delta P_2 &= \Delta P_1 + \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \varepsilon_\lambda \tau_\lambda \beta (1 - \varepsilon_\lambda) \Delta P_3 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

假定检测探测器接收到的待测目标表面反射的激光能量[大小为  $\frac{4}{\pi} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \gamma \beta \tau_\lambda \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda d\lambda$ ] 为其接收

到的红外能量  $P_1$  的  $\alpha$  倍,即

$$\frac{4}{\pi} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \tau_0 A \eta \gamma \beta \tau_\lambda \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda d\lambda = \alpha P_1,$$

也就是

$$\frac{4}{\pi} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \tau_0 A \eta \gamma \beta (1 - \varepsilon_\lambda) P_3 = \alpha P_1,$$

或

$$\alpha \cdot \Delta P_1 = \frac{4}{\pi} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \tau_0 A \eta \gamma \beta (1 - \varepsilon_\lambda) \Delta P_3, \quad (16)$$

将式(15)和式(16)代入式(14)中,化简后有

$$\sigma_{\varepsilon_\lambda} = \sqrt{2} (1 - \varepsilon_\lambda) \frac{\sqrt{1 + \alpha + \alpha^2}}{\alpha} \cdot \left| \frac{\Delta P_1}{P_1} \right|, \quad (17)$$

将式(17)代入(12)中,有

$$\sigma_T = \frac{\lambda k T^2}{hc} \cdot \sqrt{2 \left( \frac{1 - \varepsilon_\lambda}{\varepsilon_\lambda} \right)^2 \cdot \frac{1 + \alpha + \alpha^2}{\alpha^2} \cdot \left| \frac{\Delta P_3}{P_3} \right| + \left| \frac{\Delta P_1}{P_1} \right|}. \quad (18)$$

以抛光的钢铸件(温度 370 ~ 1040℃,  $\varepsilon_\lambda = 0.52 \sim 0.56$ )作为测量对象. 对于实际的测量系统,  $P_1$ 、 $P_3$  的测量误差都不大于 1%. 为分析不便,不妨取  $\left| \frac{\Delta P_1}{P_1} \right| = 1\%$ 、 $\left| \frac{\Delta P_3}{P_3} \right| = 1\%$ ,  $\varepsilon_\lambda = 0.54$ , 则式(18)可化为

$$\frac{\sigma_T}{T} = \frac{\lambda k T}{hc} \cdot \sqrt{\frac{2.45\alpha^2 + 1.45\alpha + 1.45}{\alpha^2}} \cdot 10^{-2}. \quad (19)$$

下面进行定量分析. 不妨取  $\lambda = 2.00 \mu\text{m}$ . 在不同的温度下按式(19)作出的  $\sigma_T/T \sim \alpha$  关系曲线,如图 2 所示. 由图 2 可以看出,(1)被测温度相同时,  $\alpha$  越小,则  $\sigma_T/T$  越大,反之,则  $\sigma_T/T$  越小. 由此可见,

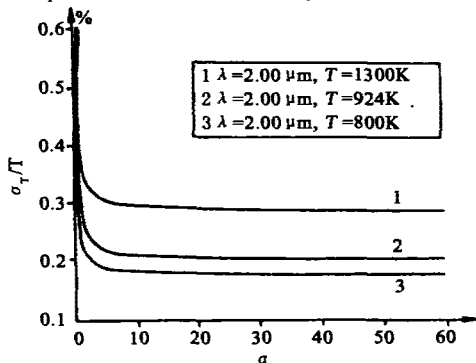


图 2 | 测温精度  $\sigma_T$  随比值  $\alpha$  的变化曲线  
Fig. 2 curves of temperature measurement errors  $\sigma_T$  versus  $\alpha$

$\alpha$  取值要大,也就是说光源的能量越高越好;(2)  $\alpha$  大到一定程度时( $\alpha > 15$ ),  $\sigma_T/T$  则基本不随  $\alpha$  的变化而变化. 综合(1)和(2)可以得出,激光光源的能量应较高( $\alpha > 10$ ),但太高的激光能量( $\alpha > 50$ )又无实际意义.

针对实际的测温系统,应在较高及较低两种温度下进行实验. 表 1 给出了采用波长为  $2.00 \mu\text{m}$  的 InGaAs/1 半导体激光器作为光源,以抛光的钢铸件作为测量对象,分别在 1215K 及 673K 的温度下进行测量时得到的  $\sigma_T/T$  随  $\alpha$  的变化数据. 由表 1 显见,当  $\alpha$  的值较大时,进一步增大  $\alpha$  不会引起  $\sigma_T/T$  的显著变化. 也就是说,只需  $\alpha > 15$ ,即可基本满足温度的测量精度对光源能量的要求.

表 1  $\lambda = 2.00 \mu\text{m}$  时,  $\sigma_T/T$  随  $\alpha$  的变化的实验结果  
Table 1 Experimental results about  $\sigma_T/T$  versus  $\alpha$  at  $\lambda = 2.00 \mu\text{m}$

T	$\alpha$	5.1	10.8	15.5	26	30.5
		$\sigma_T/T$	0.279%	0.274%	0.270%	0.268%
T=673k	$\alpha$	6.3	11.7	16.2	29.7	39.8
		$\sigma_T/T$	0.156%	0.152%	0.149%	0.148%

### 3.2 基于温度分辨力的考虑

高温下,当黑体的温度  $T$  改变  $\Delta T$  时,波长  $\lambda$  处的辐出度  $L_\lambda$  的改变量  $\Delta L_\lambda$  可表述为

$$\Delta L_\lambda = \int_T^{T+\Delta T} \frac{\partial L_\lambda}{\partial T} dT, \quad (20)$$

当  $\Delta T$  很小时,式(20)可简化成

$$\Delta L_\lambda = \left( \frac{\partial L_\lambda}{\partial T} \right) \cdot \Delta T. \quad (21)$$

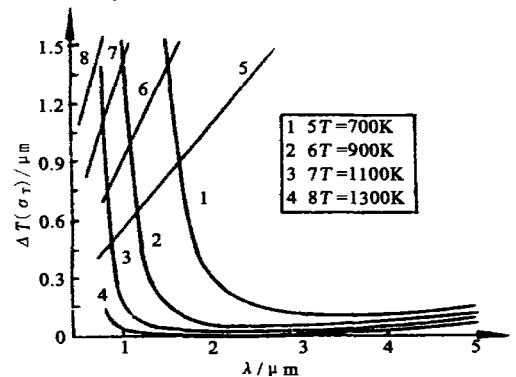


图 3 在不同的温度  $T$  下,系统的温度分辨力  $\Delta T$  及标准测量误差  $\sigma_T$  随工作波长  $\lambda$  的变化曲线  
Fig. 3 Temperature resolving power  $\Delta T$  and standard measurement error  $\sigma_T$  versus working wavelengths  $\lambda$  at different temperatures  $T$

由式(8)得

$$\frac{\partial L_\lambda}{\partial T} = \frac{2\pi h^2 c^3}{k} \cdot \frac{\exp(hc/\lambda kT)}{\lambda^6 T^2 [\exp(hc/\lambda kT) - 1]^2}, \quad (22)$$

根据式(4),可以导出当温度  $T$  改变  $\Delta T$  时,系统接收到的辐射能变化量为

$$\Delta P_1 = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \varepsilon_\lambda \tau_\lambda \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Delta L_\lambda d\lambda, \quad (23)$$

在极窄的波段内,可近似认为  $\Delta L_\lambda$  不随  $\lambda$  的变化而变化. 据此,可将式(23)简化为

$$\Delta P_1 = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 \tau_0 A \eta \varepsilon_\lambda \tau_\lambda \Delta L_\lambda \cdot \Delta \lambda. \quad (24)$$

只有当系统接收到的辐射能的变化量  $\Delta P_1$  不小于钽酸锂热释电探测器的噪声等效功率 NEP 时,才能引起系统的响应. 即

$$\Delta P_1 \geq \text{NEP}, \quad (25)$$

其中

$$\text{NEP} = \frac{V_s}{V_N} \cdot \frac{\sqrt{A \cdot \Delta f}}{D^*}, \quad (26)$$

式中  $\frac{V_s}{V_N}$  为信噪比,在推算系统的温度分辨力时,取

$\frac{V_s}{V_N} = 1$ ;  $D^*$  为探测器的探测率;  $\Delta f$  为后续的选频放大器的带宽.

将式(21)、式(22)、式(24)及式(26)代入式(25)中,可以导出

$$\Delta T = \frac{2kT^2 \lambda^6 \sqrt{A \cdot \Delta f}}{\pi^2 h^2 c^3 \tau_0 A \Delta \lambda \eta \tau_\lambda D^* \varepsilon_\lambda (D/f')^2 \cdot [\exp(hc/\lambda kT) - 1]^2 \exp(hc/\lambda kT)}. \quad (27)$$

上式中的  $\Delta T$  即为系统的温度分辨力.

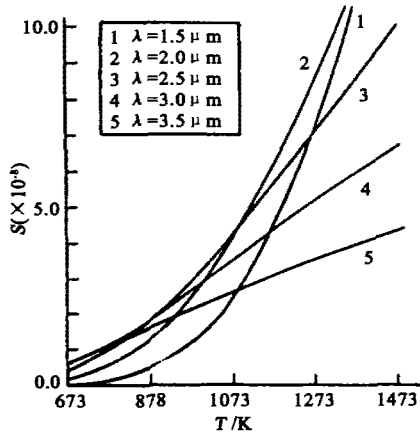


图4 不同波长下的温度灵敏度  $S$  随被测温度  $T$  的变化曲线

Fig.4 Sensitivity  $S$  versus temperatures  $T$  at different wavelengths  $\lambda$

对于实际的测量环境,可取大气的衰减系数  $\tau = 0.80$ ,光学系统的光的总透过率  $\tau_\lambda = 0.50$ ,钽酸锂热释电探测器的探测率  $D^* = 7.0 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ ,探测器的灵敏元面积  $A = \pi(0.1/2)^2 \text{ cm}^2$ ,调制盘的调制系数  $\eta = 0.80$ ,实际系统所用的窄带干涉滤光片的光谱带宽  $\Delta \lambda = 10 \text{ nm}$ ,选频放大器的带宽  $\Delta f = 10 \text{ Hz}$ ,光学系统的焦距  $f' = 15 \text{ cm}$ ,入射光瞳直径  $D = 10 \text{ mm}$ ,并以抛光的钢铸件(温度  $370 \sim 1040^\circ \text{C}$ ,  $\varepsilon_\lambda = 0.52 \sim 0.56$ )作为测量对象(为讨论方便,  $\varepsilon_\lambda$  取平均值:  $\varepsilon_\lambda = 0.54$ ).

按式(27)作出的系统温度分辨力随光源波长(也即仪器的工作波长)的变化曲线如图3中的1~4所示;按式(19)作出的系统标准测量误差随波长的变化曲线,如图3中的5~8所示.

由曲线1~4可见,对同一温度进行测量时,波长越短,其温度分辨力的值就越大,系统对被测温度变化的反应就越不灵敏.但这并不意味着波长越长,系统对温度变化的反应就越灵敏.由曲线的变化趋势可明显地看出,系统的温度分辨力随波长的变化存在着一个极值点,且这个极值点的位置随被测温度的不同而变化较大.

由曲线5~8可以看出,波长越短,则其标准测量误差就越小,因此单从测量误差出发,则要求系统的波长应尽量短.图中,曲线1~3与曲线5~7的交点分别为  $(1.6549 \mu\text{m}, 0.88 \text{ K})$ 、 $(1.1084 \mu\text{m}, 0.97 \text{ K})$  和  $(0.8246 \mu\text{m}, 1.08 \text{ K})$ . 曲线8与曲线4在给定的范围内没有交点.由于只有当  $\Delta T$  的值小于  $\sigma_T$  的值时,这2个技术参数才都有意义,因此在对  $700 \text{ K}$ 、 $900 \text{ K}$  和  $1100 \text{ K}$  的温度进行测量时,只有当系统的波长分别长于  $1.6549 \mu\text{m}$ 、 $1.1084 \mu\text{m}$  和  $0.8246 \mu\text{m}$  时,

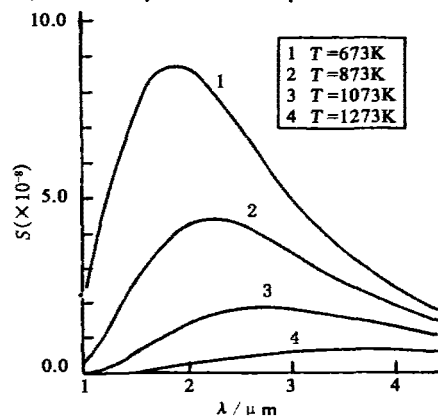


图5 不同被测温度下的温度灵敏度  $S$  随波长  $\lambda$  的变化曲线

Fig.5 Sensitivity  $S$  versus wavelengths  $\lambda$  at different temperatures  $T$

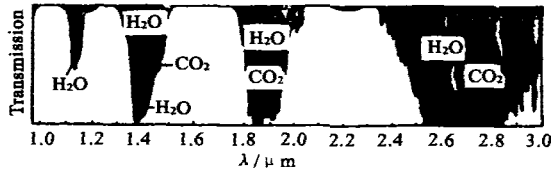


图6 1.0~3.0μm内的大气透射谱

Fig. 6 Atmospheric transmittance spectra at sea level over a 300m path indicating windows for radiation thermometer operation within 1.0~3.0μm

系统才能正常工作。

基于上述分析可以得出,供系统优化选择的光源波长范围是有限的.光源波长不是越长越好,也不是越短越好。

### 2.3 基于测温灵敏度的考虑

当无激光束入射待测表面时,钽酸锂热释电探测器输出的电信号的强度  $V(T)$  可写成<sup>[7]</sup>

$$V(T) = R(\lambda)P_1, \quad (28)$$

式中  $R(\lambda)$  为光电探测器的光谱响应度,定义为探测器输出的电压信号的强度与探测器接收到的光辐射通量之比值。

对本仪器而言,二次仪表的测温灵敏度由  $V(T) \sim T$  曲线的灵敏度、电路的放大倍数及 A/D 芯片的分辨率所决定.由于  $V(T) \sim T$  曲线是测温的基础,因此为保证二次仪表的测温灵敏度,必须优化系统参数以保证  $V(T) \sim T$  曲线的温度灵敏度。

为分析上的方便,同时也不失一般性,可取  $R(\lambda) = 1$ .于是,式(17)可简化成

$$V(T) = P_1. \quad (29)$$

如果将温度每变化  $1^\circ\text{C}$  时,探测器输出的信号电平的变化量定义为  $V(T) \sim T$  曲线的温度灵敏度  $S^{[8,9]}$ .则有

$$S = \frac{\Delta V(T)}{\Delta T}, \quad (30)$$

据此利用  $\Delta\lambda$  很小这一近似条件,并结合式(22),容易导出某一点的温度灵敏度

$$S = \frac{\pi}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \tau_0 A \eta \varepsilon_\lambda \tau_\lambda \cdot \frac{2\pi h^2 c^3}{k}$$

表2 温度分辨率及测温精度的实验结果及其与计算结果的比较

Table 2 Experimental data and calculation results about temperature resolving power and measurement errors

temperature/K		701	848	954	1038	1279
temperature resolving power/K	experimental data	0.32	<0.1	<0.1	<0.1	<0.1
	calculation results	0.319	0.078	0.0388	0.025	0.01
measurement errors/K	experimental data	1.0	1.5	1.9	2.1	2.4
	calculation results	1.06	1.81	2.29	2.32	3.53

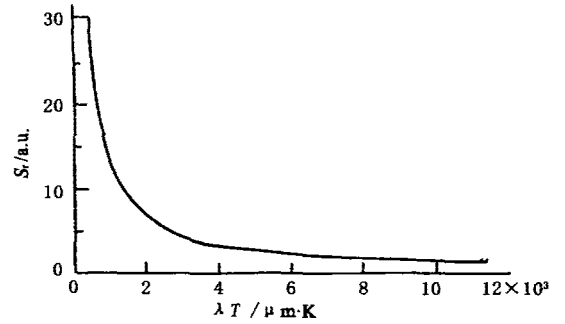
图7 相对温度灵敏度  $S_r$  随  $\lambda T$  的变化曲线

Fig. 7 Curve of relative sensitivity  $S_r$  versus  $\lambda T$

$$\cdot \frac{\exp(hc/\lambda kT)}{\lambda^6 T^2 [\exp(hc/\lambda kT) - 1]^2} \cdot \Delta\lambda. \quad (31)$$

仍以前述抛光的钢铸件作为测量对象.在不同波长下按式(31)作出的温度灵敏度随被测温度的变化曲线,以及在不同的被测温度下作出的温度灵敏度随波长的变化曲线,分别如图4和图5所示。

由图4和图5可见,(1)在同一波长、不同的温度下进行测量,则被测温度越高, $V(T) \sim T$  曲线的温度灵敏度就越高,反之,则越低;(2)在不同波长、同一温度下进行测量,则  $V(T) \sim T$  曲线的温度灵敏度随工作波长的变化明显地存在着一个极值点,且这个极值点在仪器的测温范围内大至位于  $1.8 \sim 3.0\mu\text{m}$  之间。

### 2.4 基于大气窗口的考虑

图6给出了  $1.0 \sim 3.0\mu\text{m}$  内海平面  $300\text{m}$  长度的路径上大气的透射光谱曲线<sup>[7]</sup>.由图8显见,在  $1.0 \sim 3.0\mu\text{m}$  范围内,仅在  $1.0 \sim 1.1\mu\text{m}$ 、 $1.3 \sim 1.8\mu\text{m}$ 、 $2.0 \sim 2.4\mu\text{m}$  区域内,才能避开  $\text{H}_2\text{O}$ 、 $\text{CO}_2$  等的光谱吸收。

结合3.1、3.2及3.3节得出的结论,系统的工作波长若介于  $2.0 \sim 2.4\mu\text{m}$  之间,则既能满足系统对温度分辨率及标准测量误差的要求,又能使  $V(T) \sim T$  曲线的温度灵敏度处于最佳位置。

### 2.5 基于相对温度灵敏度的考虑

为进行进一步的分析,定义当待测温度每变化 $1^{\circ}\text{C}$ 时, $V(T) \sim T$ 曲线的相对变化量为其相对温度灵敏度 $S_r$ <sup>[8,9]</sup>

$$S_r = \left(\frac{\Delta V}{V}\right) / \left(\frac{\Delta T}{T}\right), \quad (32)$$

据此可以导出某一温度点处 $V(T) \sim T$ 曲线的相对温度灵敏度

$$S_r = \frac{hc}{k} \cdot \frac{1}{\lambda T} \cdot \frac{\exp(hc/\lambda kT)}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}. \quad (33)$$

以 $S_r$ 为纵坐标、以 $\lambda T$ 为横坐标作出的 $S_r \sim \lambda T$ 曲线,如图7所示.

由图7可以看出,当 $\lambda T < 2898 \mu\text{m} \cdot \text{k}$ 时, $S_r \sim \lambda T$ 曲线十分陡峭,也即 $S_r$ 随 $\lambda T$ 的变化十分灵敏.这说明,当 $\lambda$ 确定时,只要被测温度 $T$ 有微小的变化,就能引起 $S_r$ 较大的变化.

为阐明相对温度灵敏度与波长的关系,将式(32)改写成

$$\Delta T = T \Delta V(T) / [V(T) S_r]. \quad (34)$$

式(34)表明,当干扰光造成探头输出的电信号波动 $\Delta V(T)$ 时,因该光干扰引起的温度波动为 $T \Delta V(T) / [V(T) S_r]$ .因此,相对温度灵敏度 $S_r$ 越高,则 $\Delta T$ 越小,也即测量结果越准确.

本仪器要求准确测量的温度范围为 $400^{\circ}\text{C} \sim 1200^{\circ}\text{C}$ ,因此只要系统的工作波长 $\lambda < = \frac{2898}{1473} \approx 2 \mu\text{m}$ ,其 $S_r \sim \lambda T$ 曲线就可以处在十分灵敏的区域.

基于上述分析,并结合2.1~2.4节得出的结论和目前市场上可供的半导体激光光源的情况,作者认为,对 $400^{\circ}\text{C}$ 以上的温度进行测量时,工作波长选择在 $\lambda = 2.00 \mu\text{m}$ 处是比较合适的.再结合3.1节中对光源能量的要求,在本文的测温范围内,InGaAs/I半导体激光器能满足需要.

仍以前述抛光的钢铸件作为测量目标.采用一只波长为 $2.00 \mu\text{m}$ 的InGaAs/I半导体激光器作为激光光源进行测温实验,得到的实验结果如表2所列.为便于比较,将按式(19)计算出来的、在相应温度下的标准测量误差及式(27)计算出来的温度分

辨力的值同时列于表2中.显见,实验结果与理论结果相符,从而证明了本文对激光光源选择的正确性.

### 3 结论

本文按照测温系统的各主要技术参数与各主要技术指标之间的关系,合理的确定了系统的激光光源,从而既保证了系统的温度分辨力及测温灵敏度,又保证了系统的测温精度.

### REFERENCES

- [1] Khan M A, Allemand C, Eagar T W. Noncontact temperature measurement I: interpolation based techniques. *Rev. Sci. Instrum.*, 1991, **62**(2): 392—402
- [2] Hahn J W, Rhee C. Reference wavelength method for a two-color pyrometer. *Applied Optics*, 1987, **26**(24): 5276—5279
- [3] Hunter G B, Allehand C D, Eagar T W. Multiwavelength pyrometer *Opt. Eng.*, 1985, **24**(6): 1081—1085
- [4] Krivtsum V, Grass B, Hergenroder R, et al. Temperature measurement of liquids by differential absorption of two diode laser: Application of contactless optical detection in isotachophoresis. *Applied Spectroscopy*, 2001, **55**(9): 1251—1258
- [5] SHI De-Heng, HUANG Guo-Qing, LIU Yu-Fang, et al. A real-time temperature measurement system using laser and pyroelectric detector. *Chinese Journal of Instrument* (施德恒, 黄国庆, 刘玉芳, 等. 一种利用激光并采用热电器件实现的实时测量系统. *仪器仪表学报*), 2003, **24**(6):
- [6] Fan C H, Longtin J P. Laser-based measurement of temperature or concentration change at liquids surfaces. *Journal of Heat Transfer, Transactions ASME*, 2000, **122**(4): 757—762
- [7] Dewitt D P. Inferring temperature from optical radiation measurement. *Opt. Eng.*, 1986, **25**(4): 596—601
- [8] WANG Yong, LIAO Yan-Biao, XIN Jun, et al. Optimization of a practical birefringence fiber-optic temperature sensor. *Acta Optica Sinica* (王勇, 廖延彪, 辛军, 等. 实用化双折射式光纤温度传感器系统最佳设计. *光学学报*), 1999, **19**(1): 87—92
- [9] XIN Jun, FENG Qi-Bo, LIN Tie-Sheng, et al. wavelength optimization of a high-precision noncontact dual-wavelength fiber-optic pyrometer. *Chinese Journal of Lasers* (辛军, 冯其波, 林铁生, 等. 高精度双波长非接触光纤高温计的波长最优设计. *中国激光*). 1999, **A26**(2): 121—126