

文章编号: 0253-2239(2006)07-1097-5

微机电系统红外脉冲光源调制特性的研究*

吴飞蝶 纪新明 王建业 周 嘉 黄宜平 包宗明

(复旦大学微电子系, 上海 200433)

摘要: 针对微机电系统热激发红外光源的动态特性, 采用一种新的计算方法。即通过建立光源在不同初始温度下升温与加电时间、功率之间的关系, 定量估算不同脉冲频率下辐射功率的调制深度。该方法可以计算调制深度大情况下的动态特性。就其中两个重要影响因素加电方式和发射率分别进行讨论, 得到: 饱和功率相同的前提下, 采用恒压源供电方式相比恒流源供电和恒定功率供电响应时间更小, 从而更有利于改善光源的动态调制特性; 相同条件下, 选择高发射率的光源材料也有利于缩短上升时间。结合计算结果, 对一个微型铂金薄膜红外光源的频响特性进行了验证测试, 测试结果与计算分析符合较好。

关键词: 微机电系统红外光源; 调制特性; 电调制; 供电方式

中图分类号: TN211; TN212 文献标识码: A

Study on Modulation Characteristic of Micro-Electromechanical System Infrared Radiation Source

Wu Feidie Ji Xinming Wang Jianye Zhou Jia Huang Yiping Bao Zongming

(Microelectronics Department, Fudan University, Shanghai 200433)

Abstract: A new calculation method is adopted aiming at the dynamic characteristic of a thermal induced micro-electromechanical system (MEMS) infrared radiation source. By calculating the temperature rise dependent on power supply time and power with different initial temperature, the modulation depth of radiation source under different pulse frequencies is quantitatively reckoned. This method is capable of calculating the dynamic characteristics with large modulation depth. The influence of power supply mode and material emissivity is discussed in detail. The results show that adopting constant voltage source obtains a shorter response time than by adopting constant current source or constant power source under the same saturated power condition, thus it is more advantageous for dynamic modulation characteristic improvement. Also, high emissivity material reduces the rise time without regard to other parameters change. Combining the calculated result, a test experiment is carried out to study the frequency response characteristic of a MEMS Pt thin film infrared source, and the experimental result fits the calculation well.

Key words: micro-electromechanical system infrared radiation source; modulation characteristic; electrical modulation; power supply mode

1 引 言

红外气敏传感系统微型化、集成化的发展趋势使得可直接调制的宽波段微机电系统红外辐射光源有着广泛的应用前景^[1,2]。在多组分气体监控、半动态红外成像中, 一般选用热激发红外光源, 以满足较宽波长覆盖范围的要求。上世纪 80 年代末以来, 国内外很多科研院所和公司在这一领域展开了研究^[3~5]。此类应用的红外光源不仅需要达到一定的

辐射功率, 还要达到一定的调制频率, 两者直接决定了一个光源的性能, 以及能否在系统中实用化。因而研究该类型光源的调制特性, 改进光源调制特性具有重要价值。

热激发电调制光源的工作机理是利用脉冲电功率激发电阻丝升温, 红外辐射增加; 通过电阻丝向周围环境的散热(包括传导、对流、辐射), 在脉冲低电平得到相对低温, 红外辐射降低, 从而实现辐射信号

* 上海市科技攻关“微机电系统”重大专项课题“气敏传感器”(02d111029)资助课题。

作者简介: 吴飞蝶(1981~), 女, 浙江瑞安人, 复旦大学电子系硕士研究生, 主要从事微机电系统红外传感器研究。

E-mail: feidie.wu@hotmail.com

收稿日期: 2005-08-17; 收到修改稿日期: 2005-11-13

调制。微机电系统光源热惯量小的特点使其有可能在较大的脉冲频率范围内实现辐射信号的调制。

2 热激发光源

热激发红外光源的辐射类似于黑体辐射。辐射功率与光源绝对温度 T 满足斯特藩-玻尔兹曼 (Stefan-Boltzmann) 定律^[6] $W = A\epsilon\sigma T^4$ (单位为 W), 其中 A 为光源辐射面积, ϵ 为辐射材料发射率, $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ 为斯特藩-玻尔兹曼常量。关于光源可调制频率的计算, 目前一般采用在脉冲周期内辐射能量一阶近似于该时间段内薄膜升温存储的能量^[3~8] 的方法计算, 这里的频率定义为一定温度调制范围 ΔT 所对应的时间 θ 的倒数。计算过程中认为光源发热薄膜厚度足够小且温度分布均匀, 从而薄膜通过双面辐射自冷却, 并且忽略了传导和对流散热。

对于双面辐射光源, 相应 ΔT 温升有辐射功率变化 $\Delta W = 8A\epsilon\sigma T_m^3 \Delta T$, 辐射能量变化近似为 $\Delta E_r = \Delta W\theta$; 该时间段内薄膜升温 ΔT 存储能量为 $\Delta E_s = c_p \rho d A \Delta T$ 。由 $\Delta E_r = \Delta E_s$ 得到关系式:

$$\theta = c_p \rho d / (8\epsilon\sigma T_m^3), \quad (1)$$

其中 T_m 、 ΔT 分别为所计算温度范围内的高温值和温度调制范围, A 为光源单面辐射面积, c_p 、 ρ 、 d 分别为发热薄膜的比热、密度和厚度。对于复合薄膜光源, 应有 $c_p \rho d = \sum_i c_{pi} \rho_i d_i$, 其中 i 表示不同膜层数, ϵ 、 σ 的定义与前面相同。由于辐射自冷却条件下, 辐射功率和热惯量都与面积 A 成一次关系, 所以在 (1) 式中面积 A 没有表现。过程中, 假定 $\Delta T \ll T$, 有微分形式 $\Delta W = 8A\epsilon\sigma T^3 \Delta T$ 成立; 当 $\Delta T \ll T$ 不再成立时, 存在误差较大, 且计算结果只表示光源可调制频率, 无法与可用调制深度对应。

由 $\Delta E_r = 2 A\epsilon\sigma T_m^4 \theta$, $\Delta E_s = c_p \rho d A \Delta T$, 结合 $\Delta E_r = \Delta E_s$ 得到改进的计算结果^[8] 为

$$\theta > c_p \rho d \Delta T / (2\epsilon\sigma T_m^4), \quad (2)$$

上式给出了 ΔT 与脉冲持续时间 θ 的关系。但是对于 ΔT 较大的情况, 直接用 T_m 表示 $(T_m - \Delta T)$ 到 T_m 之间的温度将引起较大的误差, 使得 ΔE_r 的表达需要改进, 从而 (2) 式也不再成立。

上述两个公式可以表征热激发光源的一些主要特征, 如减小器件的尺寸 (从而减小热质量)、提高发射率、提高温度有助于调制频率的提高等等。但是上述计算过程对应 ΔT 非常小条件下的辐射功率变化, 所得时间仅与 ΔT 温度变化范围相对应。如果

温度在比较大的范围变化, 比如应用于系统中 (如器件作为红外光声、红外吸收传感器中的红外光源), 需要光源有较大的调制深度, 则上述公式将不再适用。另外, (1) 式、(2) 式只是给出一个定性结果, 实际应用时, 由于探测器有不同的频率响应, 因而需要对不同脉冲频率下的调制深度进行定量估算, 以指导光源的设计加工, 即需要对光源在不同温度 (辐射量) 之间调制所需要的时间进行计算。

3 理论计算

为简化计算, 我们仍然忽略传导和对流散热, 采用与前述理论一样的假设, 认为光源温度分布均匀, 发射率、比热等参量不随温度变化, 并且假设环境温度保持 T_0 不变。

根据冲量定理法思想^[9], 可以把持续作用的加热 (或散热) 功率看成许许多多前后相继的“瞬时”功率作用, 把持续作用功率引起的升温 (或降温) 看作所有“瞬时”功率引起的升温 (或降温) 的叠加。加电过程中, 光源温度 T 和时间 θ 之间满足以下微分方程:

$$c_p \rho d A dT = \left\{ P_{in} - \left[(T - T_0) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + G \right] \right\} d\theta, \quad (3)$$

其中 A 为光源的面积; R_1 、 R_2 分别为光源向周围环境导热时的传导和对流热阻, 对于双面辐射源, 辐射功率

$$G \approx 2\epsilon\sigma A (T^4 - T_0^4), \quad (4)$$

根据假设忽略传导和对流散热, 则脉冲频率足够低的条件下, 对于恒定功率输入, 有

$$P_{in} = 2A\epsilon\sigma (T_{max}^4 - T_0^4) \quad (5)$$

其中 T_{max} 为持续加热条件下光源的稳态温度。光源经过 $d\theta$ 时间的加热, 光源升温 dT 满足

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} (P_{in} - G) d\theta = \int_{T_1}^{T_2} c_p \rho d A dT, \quad (6)$$

将 (4) 式、(5) 两式代入 (6) 式, 积分得到光源温度从 T_1 上升到 T_2 所需时间:

$$\theta_{1,2} = \gamma \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+t_2}{1+t_1} \frac{1-t_1}{1-t_2} \right) + \arctan t_2 - \arctan t_1 \right], \quad (7)$$

其中 $t_1 = T_1 \beta$, $t_2 = T_2 \beta$,

$$\gamma = \frac{c_p \rho d \beta^3}{\epsilon\sigma}, \quad \beta = \left(\frac{2A\epsilon\sigma}{P_{in} + 2A\epsilon\sigma T_0^4} \right)^{1/4}.$$

由于计算过程考虑了从室温到饱和温度的整个升温过程, 结论可应用于大的动态范围, 与实际应用时对应的大的温度 (辐射) 调制范围相对应, 因而更

具实用性。升温过程中,传导、对流散热与温度成一次关系,而辐射散热与温度成四次方关系。一般情况下,低温时有传导、对流散热大于辐射散热,而随着温度上升,辐射很快占据主导地位,因而高温下可以只考虑辐射散热;而低温情况下,光源与周围环境的温差较小,虽然传导、对流散热强于辐射散热,但是与输入的加电功率相比,仍然是微不足道的,因而认为升温过程中可以忽略传导、对流散热的影响。但是,同样的方法不能用来计算下降时间。这是因为,降温过程中,只存在散热而无加电功率,尤其是在温度比较低的情况下,辐射与传导、对流散热相比不再具有优势,因而如果继续采用忽略传导、对流的假设,是不合理的。上述的计算结果不仅给出了光源本身材料、厚度、比热等因素对调制频率的影响,这一点与前述公式是一致的,还给出了不同输入功率下平衡温度,以及对应的辐射功率;给出不同的功率对应的升温时间,以及加电过程中不同时刻对应的光源温度值,从而能够较好地估计不同脉冲加电频率下的辐射调制深度。

以上计算都是基于输入电功率保持恒定的条件下进行的。实际应用时,脉冲高电平阶段一般采用恒流源或恒压源方式供电。通常材料的电阻率随温度变化,有

$$\rho = \rho_0 [1 + \alpha(T - T_0)], \quad (8)$$

其中 ρ, ρ_0 分别为温度 T, T_0 时材料的电阻率, α 为电阻率温度系数,对于金属材料一般有 $\alpha > 0$ 。因而在加电过程中,光源的电阻值将随着温度的升高而上升,从而引起加电功率的变化。对于恒流源供电的情况下,加电功率随着温度的升高而上升;恒压源供电的情况下则相反。记初始温度 T_0 , 饱和温度 T_{\max} , 饱和电功率为 P , 用 $P_I(T), P_U(T)$ 分别表示采用恒流源和恒压源供电模式时不同温度下的功率,则有: $P_I(T) = P[1 + \alpha(T - T_0)]/[1 + \alpha(T - T_{\max})]$ 和 $P_U(T) = P[1 + \alpha(T_{\max} - T_0)]/[1 + \alpha(T - T_0)]$ 。

利用上述分析结合(7)式对一段面积 $A = 4.5 \times 10^{-6} \text{ mm}^2$, 厚 $d = 300 \text{ nm}$ 的铂电阻丝在一定功率作用下的升温情况进行计算: $c_p \rho \approx 2.8 \times 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$, $\alpha \approx 1.26 \times 10^{-3} / \text{K}$, 取 $\epsilon = 0.1$ 并假设保持不变(实际上铂金的发射率随温度和波长变化,见参考文献[10])。排除物理上的限制,假设铂金能够承受任意高温的情况下,采用饱和电功率为 0.5 W 的条件分别就恒定功率源、恒压源、恒流源供电模式进行了计算,得到温度、辐射功率随时间变化的曲线分别如图 1、图 2 所示。

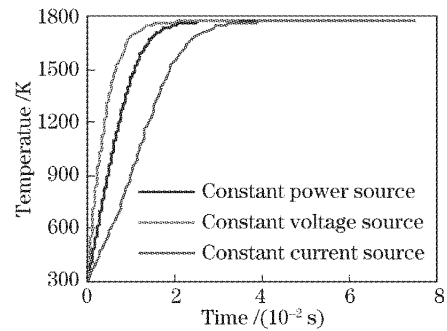


图 1 三种供电方式下温度随时间变化关系

Fig. 1 Temperature versus time with three different power supply modes

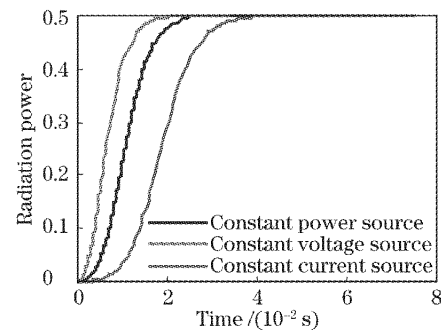


图 2 三种供电方式下辐射功率随时间变化关系

Fig. 2 Radiation power versus time with three different power supply modes

从图 1 三条曲线的对比中,可以看到,升温初始阶段,电阻丝阻值较小,三种供电模式的电功率值差别较大,有恒压源 > 恒定功率 > 恒流源,从而该阶段,三者的升温速度相差较大。这一时段,由于总体温度较低辐射散热功率小,有效加电功率大,表现为三种模式下升温曲线斜率都比较大。随着温度升高,尤其光源接近饱和温度时,升温过程逐渐缓慢。主要是辐射散热功率随温度成四次方关系增长缘故,随着温度的升高,散热功率迅速增大,从而导致升温缓慢。表现在辐射功率-时间关系图上,由于辐射功率与绝对温度成四次方关系,图 2 中可以看到三种供电方式下,辐射功率变化速率存在更为显著的差别。记上升时间为辐射量从最小值上升到最大辐射值的 90% 所需的时间,表 1 给出了三种供电方式下上升时间比较结果。

可见,采用恒压源供电的方式,可以大大减小升温初始阶段所需时间。对于整个上升过程而言,其所需时间也是最短的,因而相同条件下,采用恒压源供电方式可以得到更高的调制频率。换言之,在相同的调制频率下,采用恒压源供电方式可以得到更大的调制深度。

表 1 三种供电方式上升时间比较

Table 1 Rise time with three different power supply modes

Power supply mode	T_{\max}/K	Rise time /ms
Constant voltage source	1770	12
Constant power source	1770	17.2
Constant current source	1770	27.2

从(7)式中可以看到,除材料厚度、比热等因素之外,发热材料的发射率 ϵ 对升温过程的完成也存在很大的影响,与(1)式、(2)式表述的不同,发射率 ϵ 对升温时间的影响并非线性关系:相同条件下,不同的发射率将极大地影响同一公式中温度值的变化以及饱和温度值大小。

考虑发射率不同的情况。铂金的发射率较低,且与温度和波长相关;通常采用表面修饰,如表面纤维化等手段提高 ϵ ;另外可以通过在铂金表面生长一层高发射率薄膜的方法实现。由此引起的铂金热惯量的改变与具体设计相关,不属于本讨论范围,为简化起见忽略之。同样对上述的铂金电阻丝进行计算。采用恒压源模式供电,饱和功率为 0.5 W,得到不同发射率值下升温时间与温度、辐射量关系如图 3、图 4 所示,为简化计算分别取 $\epsilon=0.1$ 、0.5 和 1。

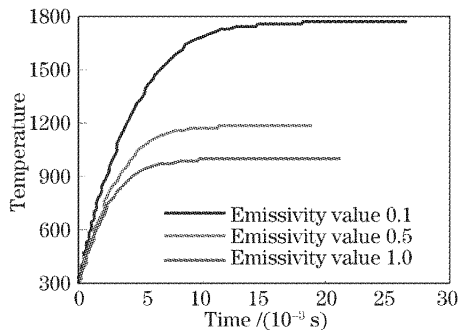


图 3 不同的发射率值对升温过程的影响

Fig. 3 Effect of emissivity value on temperature rising process

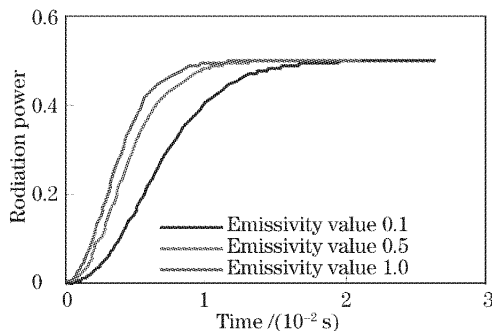


图 4 不同的发射率对辐射功率的影响

Fig. 4 Effect of emissivity value on radiation power

表 2 给出了不同 ϵ 值条件下,相同饱和辐射功

率所对应的最高辐射温度及上升时间值。通过分析上述图表可知,相同条件下提高材料的发射率,有助于减小上升时间,提高光源可调制频率;在辐射功率相同的条件下,使得光源实际温度大大降低,减小器件的热应力,从而有还利于器件寿命的延长。同时,随着光源温度降低,生成寄生热减小,器件在系统中应用的灵敏度和可靠性大大增大。

表 2 不同的发射率条件下的最高辐射温度、上升时间比较

Table 2 Comparison of maximum radiant temperature and rise time with different emissivity value

ϵ	Maximum radiant temperature /K	Rise time /ms
0.1	1770	12
0.5	1184	8.2
1.0	997	7.2

4 实验验证

我们采用微加工技术设计制作了一种铂金薄膜热激发微机电系统红外光源,对上述计算方法进行验证。光源的加工制作见参考文献[11]。该光源采用背腐结构释放薄膜,大大减小了热量经由衬底传导的损失;另一方面由于采用薄膜结构,比表面积大,加大了辐射散热能力。

本次测试过程在兵器工业部 205 所的协助下完成。测试时采用低电平为 0,高电平为恒压模式,占空比为 1 的方波信号激励光源,采用碲镉汞探测器测量辐射相对量。测试结果如图 5 示,得到器件的上升时间约为 30 ms(采用相应尺寸数据,计算结果为 22.8 ms),下降时间为 17 ms,频响特性主要受到上升时间的限制。

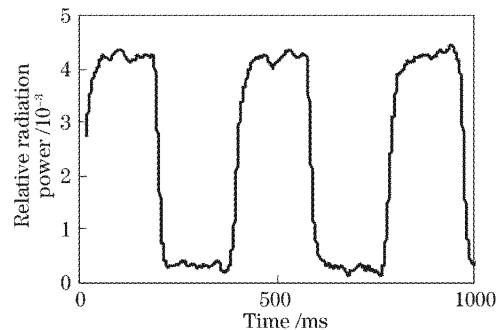


图 5 时域特性测试结果

Fig. 5 Result of relative radiation power versus time

实际设计中,由于材料本身性能的限制,不能使用在任意高的温度,并且也不可能满足温度分布均匀的要求。但是从测试得到曲线来看,采用的计算方法确实能表征调制光源的一些性质。图 6 给出了

升温过程中,时间-辐射量关系的测试与计算的比较结果,从图中可以看出,在接近最高温度的时候,升温过程变得非常缓慢,与计算结果吻合;测试结果中,升温初始阶段辐射相对量存在一个向上的脉冲,主要由于电压切换产生的。

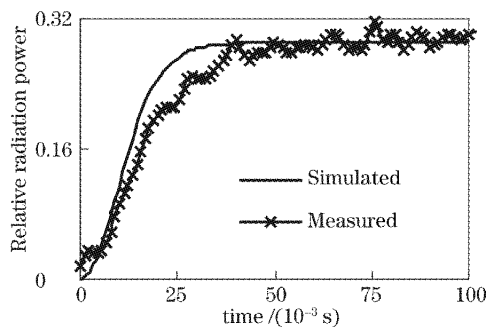


图 6 上升过程测试结果与计算结果比较

Fig. 6 Comparison of test and calculation results in the rising course

图 7 给出了频率-调制深度关系的测试与计算结果比较。上述结果中,计算得到的上升时间值较测试得到结果偏小(从而相同脉冲频率下有更大的调制度),主要是因为计算过程中,我们忽略了传导、对流散热,使得升温时间较实际过程要短。优化光源结构和封装形式减小传导、对流散热,所采用的计算方法将会与测试结果符合得更好,从而更好地用于指导器件的设计加工。显然,采用上述措施对器件功耗利用率也是非常有利的。

根据本文第二部分的讨论结果,为减小器件的上升时间,针对铂金的发射率值较小的特点,可以在光源表面生长一层高发射率的薄膜材料,并且如上所述,这对改善的寿命、能耗利用率等也是有一定作用的;而就加电功率而言,除了采用恒压源供电模式以外,还可以对高电平的值进行改进,如采用不同的方波信号叠加的形式等,或者采用改变方波信号的

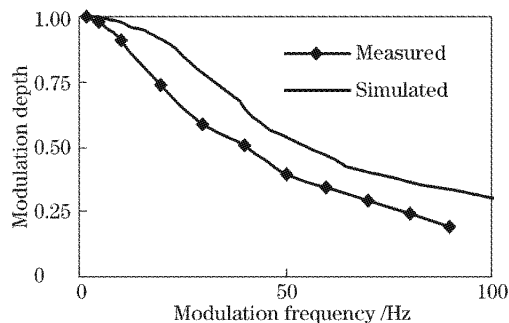


图 7 不同频率下调制深度测试结果与模拟结果比较

Fig. 7 Comparison of the tested and simulated results of modulation depth versus modulation frequency

占空比的方式,来改善器件的调制特性。当一定温度范围内,出现上升时间大于下降时间时,延长高电平的时间,减小低电平时间,使得上升时间和下降时间大致相等;反之亦然。但是上述对加电功率的改进措施将使得电路复杂、测试技术困难增加,尤其对于微型传感系统来说,采用时需要权衡利弊。

5 结 论

本文采用的计算方法能够较好的表现脉冲功率下的光源的频率调制特性,并给出主要影响因素。文章就材料的发射率和脉冲电源的供电功率两个因素进行了详细的讨论分析。计算结果与实际测量结果吻合得较好。根据理论计算结果提出了改善光源调制特性的一些便捷方法,对微型光源的设计加工、测试、使用具有一定的指导作用。

参 考 文 献

- 1 J. P. Silveira, J. Anguita, F. Briones *et al.*. Micromachined methane sensor based on low resolution spectral modulation of IR absorption radiation[J]. *Sensors and actuators B*, 1998, **48**(1~3): 305~307
- 2 M. Wolff, H. Harde. Photoacoustic spectrometer based on a Planckian radiator with fast time response[J]. *Infrared Physics & Technology*, 2003, **44**: 51~55
- 3 S. O. C. Giraud, D. G. Hasko. Mesoscale thermal infrared sources[J]. *Microelectron. Engng.*, 1998, **41/42**: 579~582
- 4 Juliana Du, Dwight Howard, Scotte D. Collins *et al.*. Micromachined silicon filament light source for spectrophotometric Microsystems [J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42**(13): 2388~2397
- 5 Li Shourong, Liang Pingzhi, Qu Xinping. Development of IR microemitter[J]. *J. Infrared and Millimeter Waves*, 2003, **22**(4): 277~280 (in Chinese)
李守荣,梁平治,屈新萍. 红外微辐射元的研制[J]. *红外与毫米波*, 2003, **22**(4): 277~280
- 6 Yang Shiming. *Fundamentals of Heat Transfer* [M]. second edition, Beijing: Higher Education Press, 2003. 144~152
杨世铭. *传热学基础* [M]. 第二版,北京:高等教育出版社, 2003. 144~152
- 7 D. C. Laine, M. Al-Jourani, S. Carpenter *et al.*. Pulsed wideband IR thermal source[J]. *IEE Proc. Optoelectron*, 1997, **144**(5): 315~322
- 8 Kanstad. Infrared radiation source and its application for gas measurement[P]. United States Patent 6, 2003. 540,690
- 9 Liang Kunniao. *Mathematical Methods of Physics* [M]. third edition, Beijing: Higher Education Press, 1998. 207~210 (in Chinese)
梁昆森. *数学物理方法* [M]. 第三版,北京:高等教育出版社, 1998. 207~210
- 10 Ge Shaoyan, Na Hongyue. *Thermal Radiation Character and Measure* [M]. Beijing: Science Press, 1989. 195~201 (in Chinese)
葛绍岩,那鸿悦. *热辐射性质及其测量* [M]. 北京:科学出版社, 1989. 195~201
- 11 Ji Xinming, Wu Feidie, Wang Jianye *et al.*. MEMS directly modulating wideband IR thermal source[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2005, **13**(2): 144~150 (in Chinese)
纪新明,吴飞蝶,王建业等. 一种可直接脉冲调制的 MEMS 红外激发源[J]. *光学精密工程*, 2005, **13**(2): 144~150