

# 参量自注入放大产生皮秒中红外脉冲\*

崔大复 张杰 陈正豪 周岳亮 吕惠宾 邓道群

(中国科学院物理研究所,北京 100080)

**摘要** 首次采用参量自注入放大方法产生了皮秒中红外超短脉冲. 该方法的优点是仅使用 1 块红外非线性晶体, 实验装置简单, 成本低. 入射光源是锁模皮秒 Nd:YAG 激光器, 用来泵浦 AgGaS<sub>2</sub> 单晶, 经过参量过程辐射 3—10 $\mu$ m 的皮秒脉冲激光. 最大红外脉冲激光输出能量为 14 $\mu$ J.

**关键词** 参量放大, 红外激光, 皮秒脉冲

中红外超短激光脉冲是研究分子、固体、表面界面、等离子体以及光化学的有力工具, 尤其有利于进行分子振动、窄带半导体和多量子阱超晶格中动力学过程的时间分辨研究<sup>[1-3]</sup>. 已有若干产生中红外超短激光脉冲的方法, 如光学自由感应衰减、半导体开关、光学参量产生、差频产生、受激拉曼散射和电磁声子散射等<sup>[4]</sup>, 其中光学参量产生(OPG)方法具有结构简单, 波长可调谐范围大等优点, 因而受到人们的高度重视. 通常 OPG 方法包括光学参量振荡(OPO)和光学参量放大(OPA)两种. 大多数红外参量放大系统均采用 2 块以上的红外非线性晶体. 例如, Elsaesser 等<sup>[5]</sup>曾用 2 块 AgGaS<sub>2</sub> 红外非线性晶体实现了 OPG, 获得 1.2—10 $\mu$ m 之间可调谐皮秒激光脉冲. 最近, Bakker 等<sup>[6]</sup>报道了用 OPA 方法产生 1.2—8.7 $\mu$ m 可调谐皮秒强脉冲, 他们的光学参量系统由 5 块非线性晶体组成, 其中包括 4 块 LiNbO<sub>3</sub> 晶体和 1 块 AgGaS<sub>2</sub> 晶体.

我们首次实现了用参量自注入放大(OPSA)方法产生中红外皮秒激光脉冲. 在此方法中, 仅使用 1 块 AgGaS<sub>2</sub> 非线性晶体, 可起到相当 2 块晶体的作用, 不但可以克服多晶方案中要求高精度同步机械转动的困难, 又可以简化实验设备, 降低成本.

AgGaS<sub>2</sub> 晶体是一种比较理想的红外非线性光学材料, 它在 0.6—1.3 $\mu$ m 光谱范围内均具有较高的透明度, 非线性系数大( $d = 43 \times$

$10^{-9}$  esu), 损伤阈值高, 化学稳定性好.<sup>[8]</sup> AgGaS<sub>2</sub> 为负单轴双折射晶体, 它的寻常光(o 光)与非寻常光(e 光)的主折射率  $n_o$  和  $n_e$  所对应的 Sellmeire 方程分别为(波长  $\lambda$  以  $\mu$ m 为单位)<sup>[7]</sup>

$$n_o^2 = 3.3970 + \frac{2.3982}{1 - 0.09311/\lambda^2} + \frac{2.1640}{1 - 950/\lambda^2}, \quad (1)$$

$$n_e^2 = 3.5873 + \frac{1.9533}{1 - 0.11066/\lambda^2} + \frac{2.3391}{1 - 1030.7/\lambda^2}.$$

如果  $\theta$  角表示光波传播方向与光轴在晶体内部的夹角, 则在这一传播方向上, e 光的折射率由下式给出:

$$n_e(\theta) = \left\{ \frac{\cos^2\theta}{n_o^2} - \frac{\sin^2\theta}{n_e^2} \right\}^{-\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

利用晶体的双折射性质, 很容易实现光学参量振荡所需要的相位匹配条件. 在光学参量过程中, 频率为  $\omega_p$  的强光(泵浦波)转换成频率为  $\omega_s$  的信号波和频率为  $\omega_i$  的闲频波, 并满足条件  $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ . 对于第一类共线相位匹配, 要求泵浦波  $\omega_p$  是非寻常光波, 而信号波  $\omega_s$  和闲频波  $\omega_i$  均为寻常光波(e $\rightarrow$ o+o).

实验中所用的光学参量振荡泵光源为美国

\* 国家自然科学基金资助项目.

1995 年 4 月 5 日收到.

Continuum 公司的 GY571C 型锁模 Nd:YAG 激光器,运转波长为  $1.06\mu\text{m}$ ,激光脉冲宽度为  $35\text{ps}$ ,重复频率为  $10\text{Hz}$ ,单次脉冲能量最大可达  $80\text{mJ}$ . 红外非线性晶体  $\text{AgGaS}_2$  购自美国 CLEVELAND 晶体公司,单晶样品尺寸为  $8\text{mm} \times 8\text{mm} \times 12\text{mm}$ ,切割角相对光轴成  $42^\circ$ ,使其可以满足第 I 类共线相位匹配条件.

产生皮秒可调谐红外激光脉冲的参量自注入放大实验装置如图 1 所示.由 Nd:YAG 激

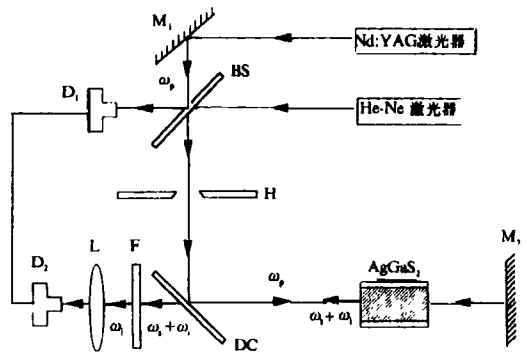


图 1 光学参量自注入放大产生皮秒可调谐红外激光脉冲实验装置

(Nd:YAG 激光器为基频泵浦光源;He-Ne 激光器为准直光源; $M_1$  和  $M_2$  为金全反射镜;BS 为分束器;H 为限制光束直径的光阑;DC 为双色片; $\text{AgGaS}_2$  为红外非线性晶体;F 为滤光片;L 为 KCl 透镜; $D_1$  和  $D_2$  为探测器)

光器发射的单脉冲泵浦波  $\omega_p$  经过分束器 BS 和小孔 H 后,到达双色片 DC,该双色片对波长为  $1.06\mu\text{m}$  的基频波全部反射,而对  $1.2-10\mu\text{m}$  波段透射率达  $95\%$  以上.由双色片反射的  $1.06\mu\text{m}$  泵浦光束从左侧进入  $\text{AgGaS}_2$  晶体,由于光学参量作用而产生信号波  $\omega_s$  和闲频波  $\omega_i$ .这种方式辐射出来的光波具有较大的发散度和较宽的谱线宽度.信号波  $\omega_s$ 、闲频波  $\omega_i$  以及未参予参量相互作用的泵浦波  $\omega_p$  到达反射镜  $M_2$  后,它们一起沿原光路又从右侧注入非线性晶体  $\text{AgGaS}_2$ .这时,信号波和闲频波中仅仅与泵浦光束重叠的部分被放大,并在向左传播的方向上产生很强的、且发散度较小的信号波和闲频波.适当转动晶体角度,使泵浦光束在晶体

内的相位匹配角  $\theta$  在  $36^\circ-54^\circ$  之间变化,就可获得  $1.2-10\mu\text{m}$  波段范围内可调谐的红外皮秒超短脉冲.它们与剩余的泵浦波同时返回到双色片 DC 以后,泵浦波被 DC 挡住,仅信号波和闲频波从 DC 透过.

在该项研究工作中,我们感兴趣的是闲频波所覆盖的  $3-10\mu\text{m}$  中红外波段.皮秒红外激光脉冲能量用 RJ-7000 热释电探测器和 HgCdTe 红外探测器检测.在双色片 DC 后面放置一个锗片滤波器,可将  $1.2-1.8\mu\text{m}$  的信号波滤掉,而  $2.2-10\mu\text{m}$  的闲频波经 KCl 透镜收集进探测器.谱线位置和线宽可用红外单色仪进行分析.实验测量结果和理论曲线如图 2 所示.当单次泵浦激光能量为  $11\text{mJ}$  时,在波长  $\lambda = 4\mu\text{m}$  附近测得的红外参量脉冲辐射能量为  $14\mu\text{J}$ ,相应的光子转换效率为  $5 \times 10^{-3}$ .

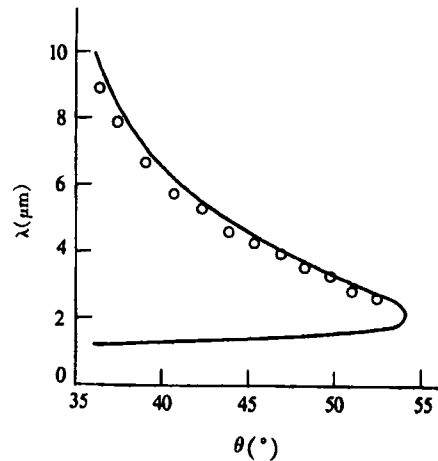


图 2  $1.06\mu\text{m}$  Nd:YAG 激光泵浦 I 类  $\text{AgGaS}_2$  参量放大器( $e \rightarrow o + o$ )的输出波长与角度调谐关系 (圆圈为闲频波的实验数据,实线是从相位匹配条件计算的结果)

若增加所用的红外非线性晶体的长度,还可以进一步增加参量输出的能量,并提高光子转换效率.如果采用飞秒激光器(如掺钛蓝宝石锁模激光器)为泵浦,则由本实验装置也可得到飞秒量级的中红外超短激光脉冲.

致谢 中国科学院物理研究所张友珑研究员为本实验提供了双色片,特此表示感谢.

### 参 考 文 献

- [1] A. G. Yodh, H. W. K. Tom, G. D. Aumiller et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **B8**(1991), 1663.
- [2] A. Seilmeier, H. J. Hübner, G. Abstreiter et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987) 1345.
- [3] M. Woerner, T. Elsaesser, W. Kaiser, *Phys. Rev. B*, **41**(1990), 5463.
- [4] 崔大复、张杰, *物理*, **23**(1994) 173.
- [5] T. Elsaesser, A. Seilmeier, W. Kaiser, *Appl. Phys. Lett.*, **44**(1984), 383.
- [6] H. J. Bakker, J. T. M. Kennis, H. J. Kop et al., *Opt. Commun.*, **86**(1991), 58.
- [7] Y. X. Fan, R. C. Eckardt, R. L. Beyer, *Appl. Phys. Lett.*, **45**(1984), 315.
- [8] G. D. Boyd, H. Kasper, J. H. McFee, *IEEE J. Quantum Electron*, **QE-7**(1971), 563.

## 热敏半导体陶瓷阻温特性的调整原理及方法研究\*

何自由 梁俊文 王恩光

(华中理工大学固体电子学系, 武汉 430074)

**摘 要** 如何有效地调整热敏半导体陶瓷的阻温特性, 是实际工作中的一大难题. 文章从固体材料结构缺陷理论的角度讨论了热敏半导体陶瓷的调阻原理及方法. 实践表明, 这些理论及方法是行之有效的.

**关键词** 热敏半导体陶瓷, 阻温特性, 调阻原理

### 1 前言

使用具有负温度系数(NTC)热敏电阻的一类汽车感温塞, 由于不同车型的仪表设计参数的差异, 虽然都有负指数变化的温度关系, 但是不具通用性. 在引进汽车感温塞国产化系列研究中, 如何有效地调整阻温特性, 确实是一大难题. 因为它不仅要求合适的室温阻值, 更要求在规定的温度范围内具有合适的阻温特性. 与阻温特性相联系的电导率  $\sigma = ne\mu = \sigma_0 e^{-B/T}$  是具有负温度系数的指数曲线(式中  $n$ ,  $e$ ,  $\mu$  分别代表载流子浓度、电荷及迁移率,  $\sigma_0$  为与载流子浓度有关的常数,  $B$  为材料常数,  $T$  为绝对温度). 按照固体材料理论, 氧化物半导体陶瓷是通过控制化学计量比偏离的程度来控制其半导体性能的. 例如, 在烧结时, 如果氧过剩, 很大可能引起金属离子的空位. 因为金属离子带正电

荷, 氧离子带负电荷, 所以金属离子缺位时, 空格点周围氧离子的负电荷得不到抵消, 将形成负电中心. 为了满足电中性的要求, 导致近邻氧离子变价而产生空穴被负电中心所束缚. 可以想象, 在空穴附近的价带电子只要获得很小的能量就可以填充到这些空穴中去, 使  $O^-$  氧离子重新变为  $O^{2-}$  氧离子. 这就是说, 当出现金属空格点时, 将在靠近价带顶上边形成受主能级. 如果氧不足, 可能产生氧离子空格点或金属填隙离子. 这两种可能情况都会在这些缺陷周围产生过剩电子, 它被其正电中心所束缚, 即在导带下面形成施主能级. 一般来说, 这些受主能级和施主能级的电离能都很小, 往往在室温范围就已基本上全部电离, 即载流子浓度  $n$  对温度的依赖性不大. 很明显, 上述电导率的指数关系不是来自载流子浓度  $n$  随温度指数变化, 而是来自载流子的迁移率  $\mu$  随温度的指数变化. 这一

\* 1995年1月9日收到初稿, 1995年3月13日收到修改稿.