

硅晶体中的二次混合与相干放大

杨 向 明

(哈尔滨工业大学应用物理系)

Two wave mixing and coherent amplification in Si crystals

Yang Xiangming

(Department of Applied Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin)

提要: 两束强度不等、波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 的脉冲激光在硅晶体中混合, 产生一个瞬态受激光栅。通过硅晶体后, 发生能量从强光束向弱光束转移的现象, 从而使弱光束的强度得到放大。得到 $\bar{G}=5$ 倍的放大率。

关键词: Si 中光束混合, 瞬态受激光栅

一、引 言

有关二波混合与相干放大的研究工作, 已在大量不同的介质中进行过, 其中大多数是具有光子折射效应的晶体, 如 LiNbO_3 、 KNbO_3 、 BaTiO_3 、 $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ 等, 并已取得了可观的放大效果, 最高达到 10^4 倍。本文实验研究两相干激光束在硅晶体中的相互作用。与前述介质相比, 半导体硅晶体有较快的响应, 对于弱红外短脉冲信号的放大更为有利。

将一弱光束作为信号光束, 一强光束作为泵浦光束, 这两束光在硅晶体中相干叠加, 产生了一个载流子的周期性的空间分布, 即受激光栅^[1,2]。载流子在硅晶体中空间分布的周期性变化, 使得折射率也相应地变化。由于入射的相干光束的自身衍射效应, 泵浦光束的能量会有一部分转移到信号光束上来, 从而使弱信号光束的强度得到放大。

这里应说明, “二波混合”指的是入射到硅晶体之前是两列波。在硅晶体内部, 由于入射光束和晶体之间的相互作用, 产生了第三列波, 即泵浦光束在信号光束方向上的一级衍射波。所以实际上在晶体内部, 是三波混合(更高级次的衍射波在实验中观察不到)。能量转移是在载流子光栅存在的瞬间发生的, 所以激光脉冲的持续时间必须小于硅晶体中载流子光栅的衰变时间, 否则能量转移就不能发生。

在硅晶体中发生的二波混合与能量转移情况与下列因素有关: 1. 两入射光束强度之比 β , 它定义为信号光束强度 I_s 与泵浦光束强度 I_p 之比, 即 $\beta = I_s/I_p$; 2. 受激光栅的空间频率 Λ^{-1} , Λ 为光栅常数; 3. 泵浦光束的强度 I_p 。本文中, 瞬态的时间平均放大率定义为

$$\bar{G} = \frac{I_s'_{\text{有受激光栅}}}{I_s'_{\text{无受激光栅}}}$$

收稿日期: 1987年4月10日。

其中 I_s 为信号光束 I_s 通过硅晶体之后的强度。在优化条件下, 得到了 $\bar{G}=5$ 倍的放大率。不仅补偿了入射的信号光束在硅晶体表面的反射损失和在硅晶体内部的吸收损耗, 而且还使信号光束得到约 50% 的净增益。

二、实 验

图 1 为实验装置示意图。调 Q 的 Nd:YAG 激光系统产生脉宽为 15ns, $\lambda=1.06\mu\text{m}$ 的脉冲激光, 由分束器 SP 分成两束, 再经反射镜 M_1 、 M_2 和 M_3 反射, 并分别经中性滤光片 N_1 和 N_2 减弱后作为信号光束(S)和泵浦光束(P), 以交角 θ 射到硅晶体上。它们改变 N_1 和 N_2 可以分别调节两光束的强度。经过晶体后的信号光束(S')由反射镜 M_4 反射到激光能量测定仪的探头上。总的激光输出能量可以由加到 Nd:YAG 激光放大器上的电压来调节。硅晶体为厚度 $d=330\mu\text{m}$ 的薄片, 沿 [111] 方向切割, 弱掺杂, 电阻率约 18cm^{-2} 。

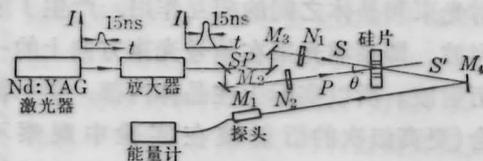


图 1 实验装置示意图

图 2 是放大率 \bar{G} 随两光束强度之比 β 变化的实验曲线。这时, 固定泵浦光束的能量密度为 $55\text{mJ}/\text{cm}^2$, 信号光束强度 I_s 的变化就相应于两光束强度之比 β 的变化。各条曲线分别对应两光束不同的夹角 θ 。由实验曲线可见, 当 θ 一定时, 在 $\beta < 0.015$ 的情况下, \bar{G} 基本上是一个常数, 不随 β 值的变化而改变。在 $\beta > 0.015$ 以后, 放大率迅速降低。在 $\beta=1$ 时, 两光束强度相等, 没有放大, 即 $\bar{G}=1$ 。如果信号光束的强度大于泵浦光束的强度, 则能量转移的方向与上述相反, 将由信号光束转向泵浦光束。可见, 两光束与硅

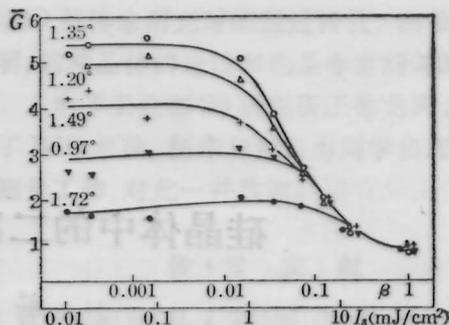


图 2 放大率 \bar{G} 随两光束强度之比 β 变化的实验曲线

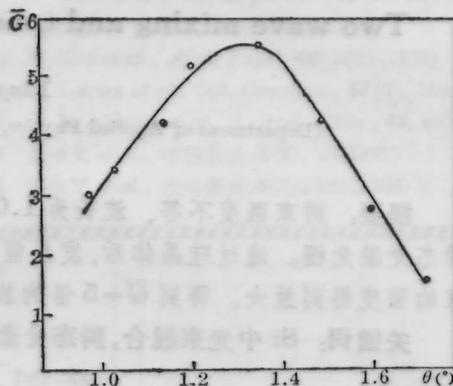


图 3 放大率 \bar{G} 与两光束交角 θ 的关系

晶体相互作用时, 能量总是由较强的光束向较弱的光束转移。

图 3 进一步阐明了放大率 \bar{G} 与两光束交角 θ 的关系。曲线显示出明显的峰值, 对于交角 θ 的变化很敏感。 θ 决定了产生的受激光栅的空间频率 Λ^{-1} , 其关系为:

$$\Lambda^{-1} = \frac{2 \sin \frac{\theta}{2}}{\lambda}$$

由于交角 θ 很小, 可近似认为

$$\Lambda^{-1} = \frac{\theta}{\lambda},$$

θ 以弧度为单位。由图中曲线可知, $\theta=1.35^\circ$ 时, 放大率 \bar{G} 取峰值, 相应的空间频率是 22.2mm^{-1} 。当交角 θ 增大, 放大率 \bar{G} 下降, 这可解释如下: 光场的周期性分布导致了半导体硅中载流子(电子-空穴对)的周期性分布, 即产生了一个载流子光栅。光栅的寿命 τ 与光栅的空间频率 Λ^{-1} 有关, 后者的倒数

$A = \frac{\lambda}{\theta}$ 为光栅常数, 这个关系式为:

$$\tau = \frac{A^2}{4\pi^2 D}$$

其中 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ 为激光波长, $D = 18 \text{cm}^2/\text{s}$ 为硅的扩散常数。对于较大的交角, 所产生的光栅的寿命将接近和小于激励激光脉冲的宽度, 使能量转移不再发生, 放大率迅速减小。对于比 1.35° 为小的角度, 放大率也降低, 其原因尚未清楚。这样小的交角对应用来讲并不方便, 为在保持一定放大率或者进一步提高放大率的情况下, 增大交角 θ 值, 可考虑使用宽度更小的激光脉冲, 如 ps 脉冲。

图 4 表示放大率 \bar{G} 与泵浦光束强度 I_P 之间的关系。固定光束交角为 1.26° , 强度之比 β 分别为 10^{-3} 和 10^{-2} 。在两种强度比例之下作出的曲线表现出相似的行为。从泵浦光束强度 $I_P = 10 \text{mJ}/\text{cm}^2$ 起, 可以观测到信号光束的明显的放大现象, 在 $I_P = 30 \sim 50 \text{mJ}/\text{cm}^2$ 范围内, 放大率达到最大值, 而且保持不变。继续增大泵浦光束的强度, 另外的非线性效应如自由载流子吸收开始增强, 使放大率呈现下降的趋势。

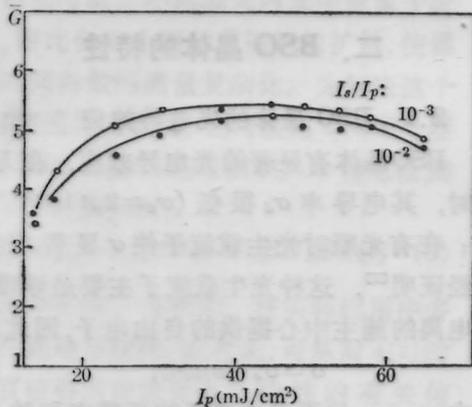


图 4 放大率 \bar{G} 与泵浦光束强度 I_P 的关系

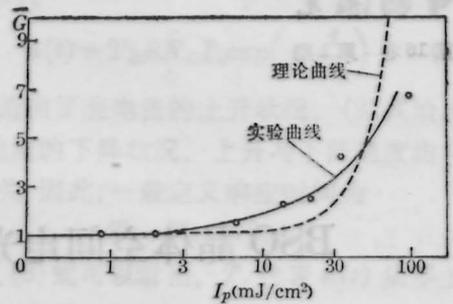


图 5 放大率 \bar{G} 在信号光束强度 I_s 保持不变时随泵浦光束 I_P 变化的情况

图 5 是在 $\theta = 1.3^\circ$, $I_s = 60 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 的恒定情况下, 放大率 \bar{G} 随泵浦光束 I_P 的变化。可见, 当 $I_P > 10 \text{mJ}/\text{cm}^2$ 以后, 放大率明显上升。由于 I_P 的数值是信号光束入射到晶体之前的数值, 所以这里没有考虑晶体表面的反射和内部吸收的影响。限于当时的实验条件, 放大率的饱和值尚未达到, 在观测范围内, 实验曲线与理论曲线^[2]大体相符。实验曲线尚可继续上升。但可预料, 继续增大泵浦光束强度, 将使材料的吸收达到饱和, 晶体表面会出现热损伤, 实验曲线(实线)不会象理论曲线(虚线)一样无限上升, 而是将稳定在一定水平上。

在实验工作中, 得到柏林工业大学光学研究所 H. J. Eichler 教授的指导和 K. Richter 博士, M. Glotz 先生的帮助, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- 1 H. J. Eichler, F. Massmann, *J. Appl. Phys.*, **53**(4), 3224(1982)
- 2 H. J. Eichler *et al.*, *Opt. Commun.*, **50**(2), 117(1984)