

GaAs 光折变晶体中的双光束 正交偏振耦合

王威礼 张含义 何雪华 让庆澜

(北京大学物理系)

1989年8月21日收到

本文报道利用红外 $1.15\mu\text{m}$ He-Ne 激光在光折变晶体 GaAs:Cr 中进行双光束耦合的理论和实验研究, 在双光束同向传播耦合时, 我们推得了耦合方程的解, 在 GaAs 立方晶体的电磁波耦合中分别仔细考虑了垂直与平行于入射面的偏振情况。

主题词 GaAs, 光折变, 偏振耦合

一、引言

在电光晶体中光致折射率变化的光折变效应其主要特点是在室温和毫瓦功率的连续运行激光下实现。因此, 在光学全息存储、数据处理和相位共轭等方面具有潜在的实用价值, 是许多科学工作者极为关注的研究课题, 早期主要集中在耦合系数较大的铁电晶体, 由于它只适用于可见波段和较慢的响应时间限制了许多实用的可能性, 最近几年在化合物半导体 GaAs^[1]、InP^[2] 和 CdTe^[3] 中分别观察到二波和四波混频, 其优点是适用于 $0.95-1.35\mu\text{m}$ 红外波段, 与半导体激光管和接收器配合将可用于超大规模集成光学中作为光学互连器, 由于化合物半导体的高迁移率, 使其响应速度快, 因此, 化合物半导体的红外光折变效应研究愈来愈受到重视。

GaAs 晶体具有闪锌矿结构, 它属于具有非中心对称的 $\bar{4}3m$ 立方晶系, 由于电光系数的张量特性, 使 GaAs 晶体在双光束耦合过程中, 两束光的互相垂直偏振分量之间可以实现正交耦合, 即一束光的水平偏振 $\hat{\mathbf{p}}$ 分量可以与另一束光的垂直偏振 $\hat{\mathbf{s}}$ 分量互相耦合和能量转移, 因此在图象放大和空间调制过程中可抑制背景, 从而提高信噪比, 本文将介绍 GaAs 晶体中正交偏振耦合的基本原理和实验的验证。

二、理论分析

现在分析两束相干的偏振光在 GaAs 晶体内的耦合过程, 光束与晶体的相对配置如图 1 所示, 两束光的电场矢量分别可表示为:

$$E_A = (\hat{\mathbf{s}}A_s + \hat{\mathbf{p}}_A t_p) \exp(-i\mathbf{k}_A \cdot Z) \quad (1)$$

$$E_B = (\hat{\mathbf{s}}B_s + \hat{\mathbf{p}}_B B_p) \exp(-i\mathbf{k}_B \cdot Z) \quad (2)$$

其中 \mathbf{k}_A 和 \mathbf{k}_B 是两束光的波矢量, $\hat{\mathbf{s}}$ 是垂直于入射面的单位偏振矢量, $\hat{\mathbf{p}}_A$ 和 $\hat{\mathbf{p}}_B$ 分别是平行于入射面而垂直于波矢量的单位偏振矢量, A_s, A_p, B_s 和 B_p 分别是两束光 A 和 B 沿各偏振方向的分量。

光致折射率的过程是两相干光束形成干涉图样的亮区激发载流子(电子或空穴), 经漂移和扩散运动向暗区移动。由于局部区域破坏和不满足电荷中性, 从而在晶体内部产生空间电场, 通过电光效应又调制了晶体的折射率, 形成折射率相位光栅, 晶体中感应的介电常数变化为^[4]:

$$\Delta\epsilon = -\epsilon_0\epsilon_1[(A_s B_s^* + A_p B_p^* \cos\theta) \exp(-i\mathbf{k} \cdot Z + \phi) + c.c.] / I_0 \quad (3)$$

其中 ϵ_0 是真空介电常数, ϕ 是介电常数变化引起的折射率变化光栅和相干光场的干涉图样之间的位相差, 它由晶体的性质决定, 在立方晶体时 $\phi = \pi/2$, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_B - \mathbf{k}_A$ 是两束光相干后形成的光栅矢量, θ 是两束光之间的夹角, $I_0 = A_s^* A_s + A_p^* A_p + B_s^* B_s + B_p^* B_p$ 是两束光的总光强, ϵ_1 是一个 3×3 的张量, 对属于 $\bar{4}3m$ 点群对称的立方晶体, 由于 $\gamma_{231} = \gamma_{312} = \gamma_{123} = \gamma_{41}$, 它有以下的形式:

$$\epsilon_1 = n^4 \gamma_{41} \begin{bmatrix} 0 & E_z & E_y \\ E_z & 0 & E_x \\ E_y & E_x & 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

为了研究正交偏振耦合, 即光束 A 的 $\hat{\mathbf{s}}$ 偏振分量和光束 B 的 $\hat{\mathbf{p}}$ 偏振分量或光束 A 的 $\hat{\mathbf{p}}$ 偏振分量和光束 B 的 $\hat{\mathbf{s}}$ 偏振分量之间的耦合。晶体的切割和实验配置如图 1 所示, 两

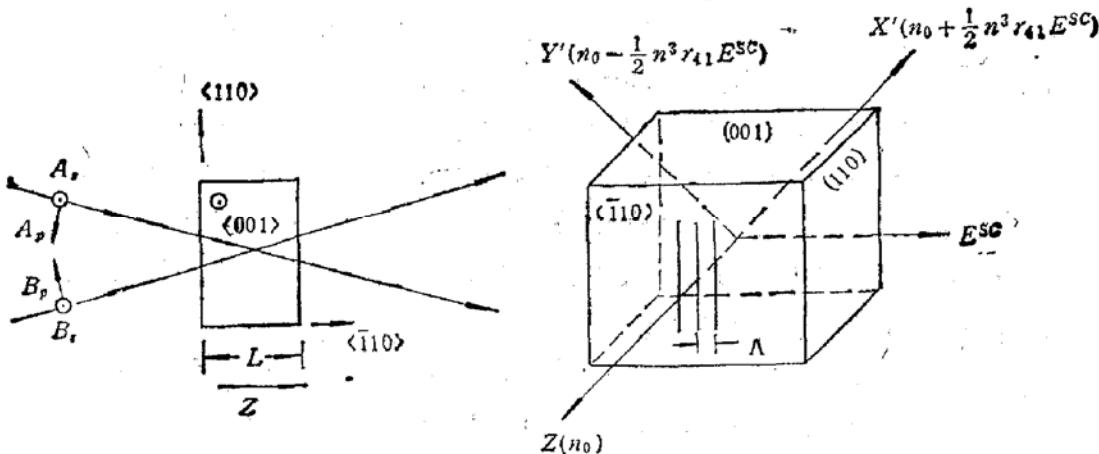


图 1 GaAs:Cr 中双光束正交偏振耦合实验配置图

束光的入射面平行于(001)晶面, 单位偏振矢量 $\hat{\mathbf{s}}$ 是垂直于(001)晶面, 而单位偏振矢量 $\hat{\mathbf{p}}_A$ 和 $\hat{\mathbf{p}}_B$ 是在(001)晶面内, 按动量守恒要求光栅矢量应该沿<110>晶向, 空间电场方向平行于光栅矢量, 在直角坐标系中的各分量为:

$$E_x = \frac{1}{\sqrt{2}} E^{sc}$$

$$E_y = \frac{1}{\sqrt{2}} E^{sc}$$

$$E_z = 0$$

代入 ϵ_1 张量公式(4)后, 可得

$$\epsilon_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} n^4 \gamma_{41} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} E^{sc} \quad (5)$$

为了得到双光束耦合后光束 B 的两个偏振分量, 可由麦克斯韦方程组得以下两个耦合方程^[5]:

$$\frac{d}{dz} B_s = \frac{i}{2M} (\langle \hat{s} | \Gamma | \hat{s} \rangle A_s + \langle \hat{s} | \Gamma | \hat{p}_A \rangle A_p) (A_s^* B_s + A_p^* B_p \cos \theta) / I_0 \quad (6)$$

$$\frac{d}{dz} B_p = \frac{i}{2M} (\langle \hat{p}_B | \Gamma | \hat{s} \rangle A_s + \langle \hat{p}_B | \Gamma | \hat{p}_A \rangle A_p) (A_s^* B_s + A_p^* B_p \cos \theta) / I_0 \quad (7)$$

其中 $\Gamma = \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_1$, ω 是光束的圆频率, μ 是晶体的导磁率, $M = (2\pi/\lambda)n \cos(\theta/2)$, λ 是光束的波长。 $\langle \hat{s} | \Gamma | \hat{s} \rangle$ 和 $\langle \hat{p}_B | \Gamma | \hat{p}_A \rangle$ 是平行偏振耦合系数为

$$\langle \hat{s} | \Gamma | \hat{s} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \omega^2 \mu \epsilon_0 n^4 \gamma_{41} (001) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} E^{sc} = 0$$

$$\langle \hat{p}_B | \Gamma | \hat{p}_A \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \omega^2 \mu \epsilon_0 n^4 \gamma_{41} (\cos 145^\circ - \theta/2) \sin(45^\circ - \theta/2) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(45^\circ + \theta/2) \\ \sin(45^\circ + \theta/2) \\ 0 \end{pmatrix} = 0$$

$\langle \hat{s} | \Gamma | p_A \rangle$ 和 $\langle \hat{p}_B | \Gamma | \hat{s} \rangle$ 是正交偏振耦合系数为

$$\langle \hat{s} | \Gamma | \hat{p}_A \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \omega^2 \mu \epsilon_0 n^4 \gamma_{41} (001) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(45^\circ + \theta/2) \\ \sin(45^\circ + \theta/2) \\ 0 \end{pmatrix} E^{sc}$$

$$= \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 n^4 \gamma_{41} E^{sc} \cos(\theta/2)$$

$$\langle \hat{p}_B | \Gamma | \hat{s} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \omega^2 \mu \epsilon_0 n^4 \gamma_{41} \begin{pmatrix} \cos(45^\circ - \theta/2) \\ \sin(45^\circ - \theta/2) \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} (0 \ 0 \ 1) E^{sc}$$

$$= \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 n^4 \gamma_{41} E^{sc} \cos(\theta/2)$$

把以上偏振耦合系数结果代入耦合方程(6)和(7), 可以得到简化了的方程组为:

$$\frac{d}{dz} B_s = \tau A_p (A_s^* B_s + A_p^* B_p \cos \theta) / I_0 \quad (8)$$

$$\frac{d}{dz} B_p = \tau A_s (A_s^* B_s + A_p^* B_p \cos \theta) / I_0 \quad (9)$$

其中 $\tau = \left(\frac{\pi}{\lambda}\right) n^3 \gamma_{41} E^{sc}$ 是耦合增益系数, 耦合方程组(8)和(9)的解为:

$$B_s(L) = \{[b B_s(0) + a B_p(0)] \exp[(b + c) \tau L] + [c B_s(0) - a B_p(0)]\} / (b + c) \quad (10)$$

$$B_p(L) = \{c[bB_s(0) + aB_p(0)]\exp[(b+c)\gamma L] - b[cB_s(0) - aB_p(0)]\}/[a(b+c)] \quad (11)$$

其中 $a = |A_p|^2 \cos \theta / I_0$, $b = A_p A_s^* / I_0$ 和 $c = A_s A_p^* \cos \theta / I_0$, $B_s(0)$ 和 $B_p(0)$ 分别是光束 B 在晶体入射面 $Z = 0$ 处两个偏振电场矢量的振幅, 以下我们对两种情况进行分析和讨论:

(1) $B_p(0) = 0$ 和 $B_s(0) \neq 0$, 即光束 B 的偏振沿矢量 \hat{s} 方向, 利用弱耦合条件 $\gamma L \ll 1$ 后, 方程解(10)和(11)可得

$$B_s(L) = B_s(0)(1 + b\gamma L) = B_s(0)[1 + (A_p A_s^* / I_0)\gamma L] \quad (12)$$

$$B_p(L) = B_p(0)(bc/a)\gamma L = B_p(0)(|A_p|^2 / I_0)\gamma L \quad (13)$$

相应地、在晶体出射面 $Z = L$ 处可得沿偏振矢量 \hat{s} 和 \hat{p} 方向的光强分别为:

$$I_{Bs}(L) = I_{Bs}(0)(1 + \gamma L \sin 2\phi) \quad (14)$$

$$I_{Bp}(L) = I_{Bp}(0)(\sin \phi)^4 (\gamma L)^2 \quad (15)$$

其中 $I_{Bs}(0)$ 是光束 B 在晶体入射面 $Z = 0$ 处的光强, 其偏振方向是沿矢量 \hat{s} 方向, ϕ 是光束 A 偏振面的方位角, 它是光束 A 的偏振方向与入射平面或矢量 \hat{p} 之间的夹角。

(2) $B_s(0) = 0$ 和 $B_p(0) \neq 0$, 即光束 B 的偏振沿矢量 \hat{p} 方向, 同样地利用弱耦合条件 $\gamma L \ll 1$, 方程解(10)和(11)分别为:

$$B_s(L) = aB_p(0)\gamma L = B_p(0)(|A_p|^2 \cos \theta / I_0)\gamma L \quad (16)$$

$$B_p(L) = B_p(0)(1 + c\gamma L) = B_p(0)[1 + (A_s A_p^* \cos \theta / I_0)\gamma L] \quad (17)$$

相应地, 在晶体出射面 $Z = L$ 处可得沿偏振矢量 \hat{s} 和 \hat{p} 方向的光强为:

$$I_{Bs}(L) = I_{Bp}(0)(\cos \phi)^4 (\cos \theta)^2 (\gamma L)^2 \quad (18)$$

$$I_{Bp}(L) = I_{Bs}(0)(1 + \gamma L \sin 2\phi \cos \theta) \quad (19)$$

由此可见、以上两种情况是光束 B 的偏振方向分别沿矢量 \hat{s} 或 \hat{p} 时, 改变光束 A 偏振面的方位角 ϕ 所得到的规律, 它们具有相似的形式, 只有当光束 B 的偏振方向沿矢量 \hat{p} 时, 由于光束 A 和 B 的两个偏振分量 \hat{p}_A 和 \hat{p}_B 之间的夹角为 $(180^\circ - \theta)$, 因而方程解公式(18)和(19)中引入了 $\cos \theta$ 因子。

三、实验装置和测量结果

图 2 画出了实验装置的原理图, 从 He-Ne 激光器发出的红外 $1.15 \mu\text{m}$ 光束经偏振面旋转器 BR 可以获得光束偏振面沿矢量 \hat{s} 或矢量 \hat{p} 方向, 经 $f = 1\text{m}$ 的长焦距透镜 L 和分束片 BS 后, 分别得到光束 A 和 B , 它们以夹角 θ 相交并会聚于掺 Cr 的 GaAs 晶体内, 晶体的尺寸为 $4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$, 电阻率 $\rho = 2.2 \times 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$, 迁移率 $\mu = 4830 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$, 光束 A 经 $\lambda/2$ 波片可以变换光束的偏振方向, 光束 A 和 B 的功率密度分别为 100 mW/cm^2 和 10 mW/cm^2 , 光束 A 经斩波器 C 调制, 其调制频率为 1KHz , 格兰稜镜作检偏器放于 InGaAs/InP 探测器 D 的前方, 用以测量透射光束 B 沿矢量 \hat{s} 和 \hat{p} 方向的偏振分量, 由探测器得到的光电转换信号经电流前置放大器 CA 和锁定放大器 LIA, 可以测得光束 B 的 $I_{Bs}(L)$ 和 $I_{Bp}(L)$ 交流分量。

图 3 分别给出了入射光束 B 的偏振方向沿矢量 \hat{s} 和 \hat{p} 方向情况下, 经双光束耦合后

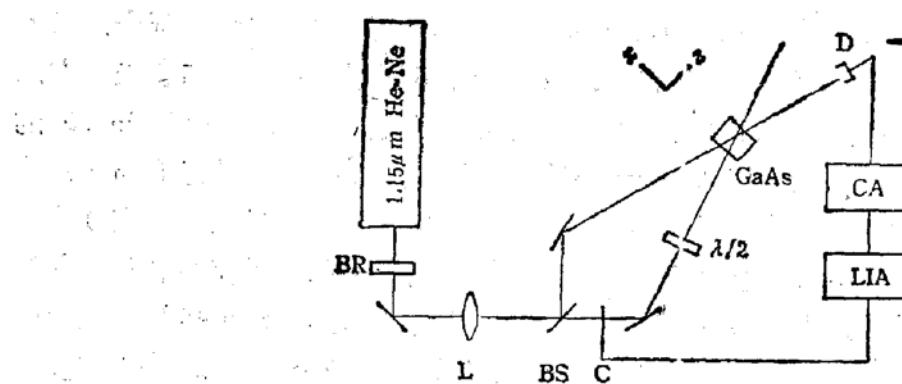


图2 双光束耦合实验装置原理图

BR 偏振面旋转器, L 透镜, BS 分束片, C 轮波器, D-InGaAs/InP 探测器,
CA 电流前置放大器, LIA 锁定放大器

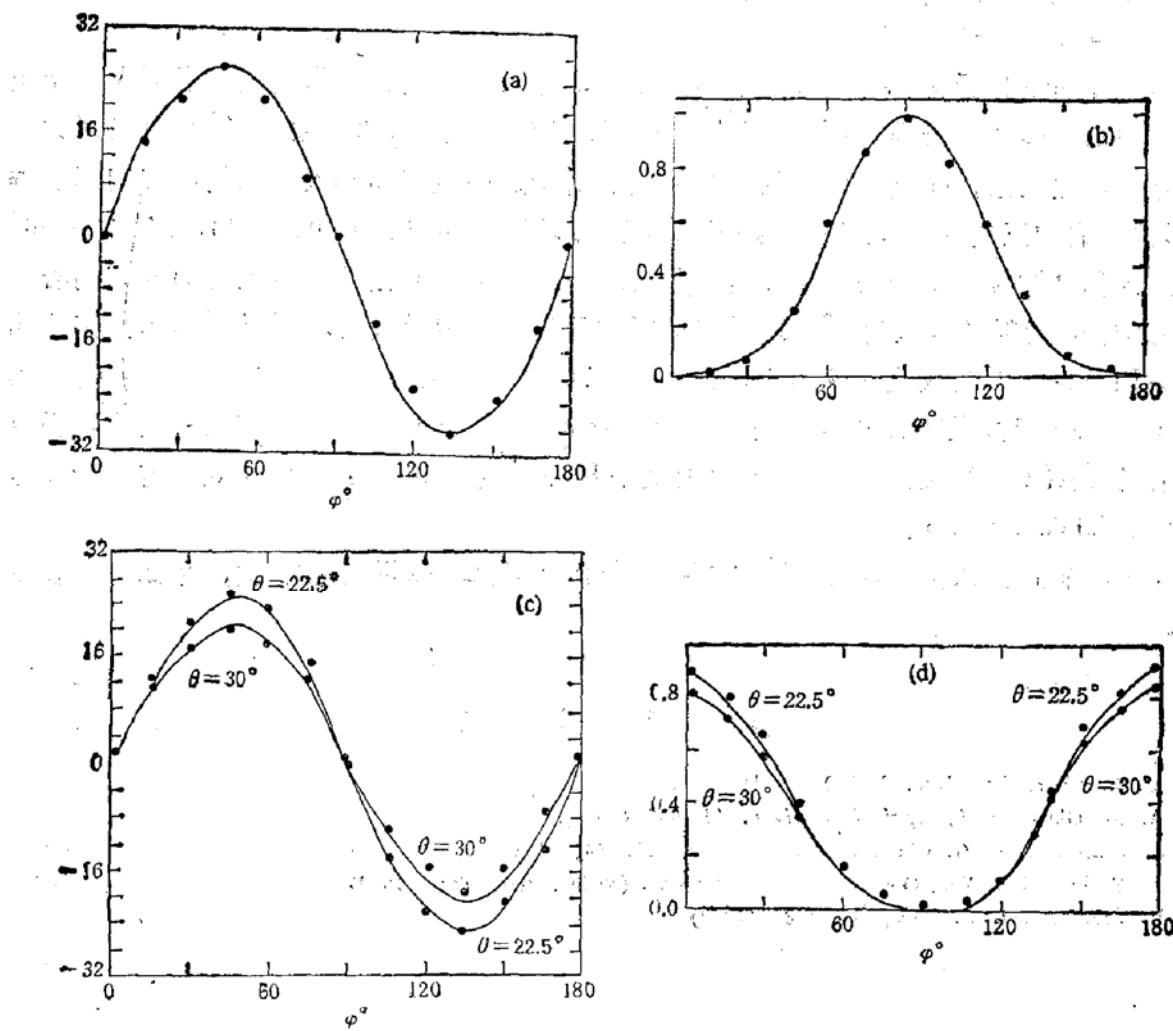


图3 实验测量结果与理论曲线

- (a) $B_p(0) = 0, B_s(0) \neq 0$ 时, 光束 B 的 \hat{S} 偏振分量 $\hat{I}_{BS}(L)$ 与光束 A 的偏振方位角 ϕ 的关系
- (b) $B_p(0) = 0, B_s(0) \neq 0$ 时, 光束 B 的 \hat{P} 偏振分量 $\hat{I}_{BP}(L)$ 与光束 A 的偏振方位角 ϕ 的关系
- (c) $B_s(0) = 0, B_p(0) \neq 0$ 时, 光束 B 的 \hat{P} 偏振分量 $\hat{I}_{BP}(L)$ 与光束 A 的偏振方位角 ϕ 的关系
- (d) $B_s(0) = 0, B_p(0) \neq 0$ 时, 光束 B 的 \hat{S} 偏振分量 $\hat{I}_{BS}(L)$ 与光束 A 的偏振方位角 ϕ 的关系

注: 图3(a),(b),(c),(d) 横坐标 ϕ° 均为 ϕ°

透射光束 B 沿矢量 \hat{s} 和 \hat{p} 方向的偏振分量和光束 A 偏振面方位角 ϕ 的函数关系。实验测

量数据显示了其结果与理论分析的 $\sin 2\phi$ 、 $(\sin \phi)^4$ 和 $(\cos \phi)^4$ 函数关系相符合。当入射光束 B 的偏振方向沿 \hat{s} 矢量, 经双光束耦合后, 透射光束 B 可以存在沿 \hat{s} 和 \hat{p} 矢量方向的偏振分量, 两者的数值大小与光束 A 偏振面的方位角 ϕ 有关, $\tilde{I}_{BS}(L)$ 具有 $\sin 2\phi$ 的函数形式, 分别在 $\phi = 45^\circ$ 有极大值和 $\phi = 135^\circ$ 有极小值, $\tilde{I}_{BP}(L)$ 具有 $(\sin \phi)^4$ 的函数形式, 分别在 $\phi = 0$ 和 180° 有极小值和 $\phi = 90^\circ$ 有极大值。当入射光束 B 的偏振方向沿 \hat{p} 矢量, 经双光束耦合后透射光束 B 因正交耦合也产生和同时存在沿 \hat{s} 和 \hat{p} 矢量方向的偏振分量。此时 $\tilde{I}_{BP}(L)$ 具有 $\sin 2\phi$ 的函数形式, 分别在 $\phi = 45^\circ$ 有极大值和 $\phi = 135^\circ$ 有极小值, $\tilde{I}_{BS}(L)$ 有 $(\cos \phi)^4$ 的函数形式, 在 $\phi = 0^\circ$ 和 180° 有极大值和 $\phi = 90^\circ$ 有极小值, 此外 $I_{BS}(L)$ 和 $I_{BP}(L)$ 的数值还与两光束之间的夹角 $\cos \theta$ 有关, 如图 3(c) 和 3(d) 所示, 分别对应 $\theta = 22.5^\circ$ 和 $\theta = 30^\circ$ 。实验测量的数值为透射光束 B 的各交流偏振分量, 因此从图 3(a) 和 3(b) 则可得 $\gamma L = 0.036$, 相应的耦合增益系数 $\gamma = 0.09 \text{ cm}^{-1}$ 。

经以上理论分析和实验测量结果可以看出, 在 GaAs 立方晶体内只有当两入射光束 A 和 B 的相同偏振分量同时存在, 即 $A_s(0)$ 和 $B_s(0)$ 或 $A_p(0)$ 和 $B_p(0)$ 可以形成光致折射率相位光栅, 而该光栅的张量特性使衍射光的偏振方向和入射光偏振方向相互垂直, 形成所谓的正交耦合, 所以在第一种情况 ($B_s(0) = 0$ 和 $B_p(0) \neq 0$), 当 $\phi = 90^\circ$ 时光束 A 和 B 的偏振均沿矢量 \hat{s} 方向, 形成的光致折射率光栅使衍射光的偏振方向沿矢量 \hat{p} 方向, 即衍射光与入射光的偏振方向相互垂直并达到最大值, 所以 $\tilde{I}_{BP}(L)$ 实验测量结果和理论分析的数值均应为峰值。在第二种情况 ($B_s(0) = 0$ 和 $B_p(0) \neq 0$), 当 $\phi = 0$ 和 180° 时, 光束 A 和 B 的偏振均沿矢量 \hat{p} 方向, 此时与入射光偏振方向相互垂直的衍射光 $\tilde{I}_{BS}(L)$ 为最大值。显然以上结果和分析也适用于具有 $\bar{4}3m$ 点群对称的立方晶体, 如 CdTe 和 GaP。

GaAs 样品由中国科学院半导体研究所和北京有色金属研究院提供, 在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] M. B. Klein, *Opt. Lett.*, **9**, 350 (1984).
- [2] A. M. Glass, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 948 (1984).
- [3] J. Strait and A. M. Glass, *J. Opt. Soc. Am.*, **B3**, 342 (1986).
- [4] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals* (Wiley, New York, 1984).
- [5] P. Yeh, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4**, 1382 (1987).

Cross-Polarization Two-Beam Coupling in Photorefractive GaAs Crystals

Wang Weili, Zhang Heyi, He Xuehua and Rang Qinglan

(Department of Physics, Peking University)

Abstract

In this paper, we describe the theoretical and experimental studies on the cross-polarization coupling of two-beam in a photorefractive GaAs crystal using infrared $1.15\mu\text{m}$ He-Ne laser. Exact solution of coupled mode equations is obtained for the case of codirectional coupling. The photorefractive coupling of polarized electromagnetic waves for the perpendicular and parallel to the incident plane in GaAs cubic crystal is considered in detail. The theoretical results are in good agreement with the experimental results.

Key words GaAs, Photorefractive, Polarization coupling