

共享光栅对各向异性散射光锥的增强

刘思敏 张国权 张光寅 许京军 刘军民 门丽秋

(南开大学物理系, 天津 300071)

(1994年5月12日收到)

在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中双光束对称入射几何配置下观察到由共享光栅对多种各向异性散射光锥的增强(5—10倍),提出了由两组三波、四波混合共享光栅的六波、八波混合理论模型。理论计算与实验结果符合很好。

PACC: 4240;4280F

1 引言

各向异性散射光锥已在多种光折变晶体 (BaTiO_3 , 多种掺杂的 LiNbO_3 , LiTaO_3 , KNbO_3 以及 KNSBN 等) 中观察到^[1-13]。它是由入射光对满足相位匹配条件的正交偏振的散射光的光放大,通常是入射光、反射光与散射光之间三波或四波混合的结果。由于散射光锥的空间分布区域较广,其强度一般较弱,给观测带来不便。

本文使用两束等强度的异常偏振光对称入射到 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体薄片的 xy 和 xz (或 yz) 平面上的几何配置。利用对称入射时其中一束入射光和另一束入射光在晶体第二界面上的反射光彼此反平行的有利条件,在每种相互作用中均同时存在两组彼此平行、光栅波矢数值相等的共享光栅,它们是由一束入射光和另一束入射光在晶体第二界面上的反射光分别和散射光写入的光栅。由于每束入射光在读出时可同时读出和另一束入射光的反射光共享的两组光栅,这样就明显增强了各向异性散射光锥。当入射平面为 xz 或 yz 平面时,我们的实验比较了单光束入射和双光束对称入射时所观察到的三组各向异性散射光锥的强度。后者比前者约增强5—10倍。利用此增强,当入射平面为 xy 平面时,我们观察到一组新的各向异性散射光锥。

利用共享光栅对衍射光的增强,可望应用于弱光放大和光学信息处理。

2 实验结果

实验装置如图1所示。一束约20mW的He-Ne激光经分束器和 $\lambda/2$ 片分为等强度的两束异常偏振激光,对称入射到 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体薄片(x 片或 y 片,约1mm厚)上。当入射平面为 xz 或 yz 平面时,空气中入射角 θ 在 8° — 25° 范围内时,在前向和背向屏上均可同时观察到三种不同类型的各向异性(即寻常偏振光)散射环,如图2(a)所示,即:

- (1) 与两透射光斑(前向)或两反射光斑(背向)相切的 e 光圆环同心的较大直径的 o 光圆环 I;

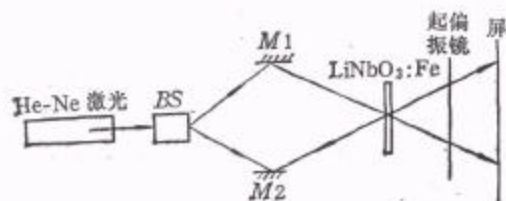


图 1 实验装置

光圆环 I;

- (2) 两对称的椭圆环 II_1, II_2 ;
(3) 对称的双曲线 III_1, III_2 .

当入射角 θ 改变时, 环的尺寸和位置随 θ 角而单向、连续变化. 当 $\theta = 12.6^\circ$ 时, 椭圆环与双曲线恰好相切(见图 2(b)), 这时在波矢图上对应着两入

射光所写的光栅波矢 k_x 向左、右两侧平移一个波矢 k_x 后恰好位于其 o 圆波矢面上. 以上三组散射环沿 c 轴方向强度均为零.

为了比较双光束对称入射与单光束入射时这三组各向异性散射光锥的强度关系, 并验证共享光栅的理论模型, 我们做了两束入射光依次对称入射的实验: 在 $\theta = 12.6^\circ$ 时, 在双光束对称入射到 xz 或 yz 平面的几何配置下, 首先挡住其中一束入射光, 使另一束入射光单独入射, 待此束入射光一侧的前向和背向逐渐出现越来越强并逐渐达到饱和的三个各向异性散射环(见图 2(c))时, 让另一束入射光也射入晶体, 在这第二束入射光一侧的前向和背向便立即出现与第一束入射光一侧完全对称的三个各向异性散射环(它们与由第二束入射光单独入射时所出现的三个环完全重合), 而且随着辐照时间的增长, 这三组散射环均逐渐增强, 最后达到饱和. 其强度分布与两束入射光同时入射时相同(即与图 2(b) 相同). 比较图 2(b) 与 (c), 可以看到, 第 I 组与第 III 组散射光锥双光束对称入射比单光束入射时增强了约 10 倍, 第 II 组散射光锥增强了约 5 倍(这两张照片在照相、显影及印相时均严格控制在相同条件下进行).

当入射平面为 xy 平面时, 散射光锥强度较入射平面为 xz 或 yz 平面时要强. 在 $\theta = 12.7^\circ$ 时(与入射平面为 xz 或 yz 平面时 $\theta = 12.6^\circ$ 的情况相对应), 除观察到以上三种各向异性散射光锥外, 在同一侧的椭圆环和双曲线之间(即 II_1 与 III_1 之间, II_2 与 III_2 之间), 还观察到一组不同曲率的椭圆环 IV_1 和 IV_2 (见图 2(d)). 这一组椭圆环以前未见报道过.

当入射光为寻常偏振光 (o 光) 时, 无论单光束或双光束入射, 均能出现类型 I 和类型 III 的环-线结构, 这与 $BaTiO_3$ 晶体的结果一致^[9]. 这些实验结果否定了文献[13]中关于“对于不同性(正或负)单轴晶体, 只能存在一种各向异性衍射的圆环图样 ($e \rightarrow 0$ 衍

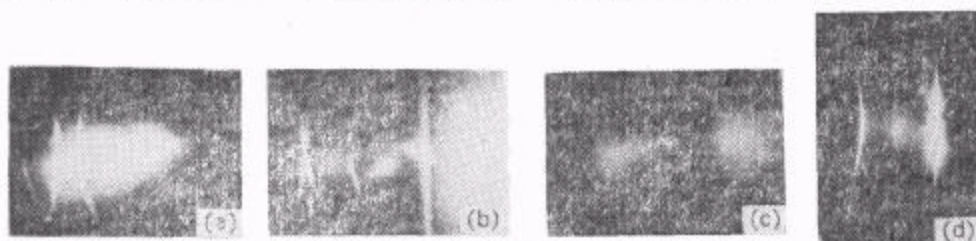


图 2

- (a)–(c) 为入射平面为 xz 或 yz 平面时, 入射光为 e 光, 在前向屏上观察到的各向异性散射环; (a) 与 (b) 为双光束对称入射, 其中 (a) $\theta = 15^\circ$; (b) $\theta = 12.6^\circ$; (c) 为单光束入射, $\theta = 12.6^\circ$; (d) 为入射平面为 xy 平面时, 当 $\theta = 12.7^\circ$ 时双光束对称入射在前向屏上观察到的各向异性散射环

射或 $o \rightarrow e$ 衍射) ”的结论。

3 讨 论

对于异常偏振光入射, 无论入射平面是 xz (或 yz 平面) 还是 xy 平面, 图 2 所示三种各向异性散射环都是共同的。在单光束入射时, 在 BaTiO_3 晶体中也曾观察到^[9], 在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中, 当用氩离子激光束 ($\lambda = 4880 \text{ \AA}$) 以异常偏振光入射 ($\theta_i = 14^\circ \pm 2^\circ$), 在光强大于 200 mW/mm^2 时, 我们也曾观察到微弱的各向异性线-环结构^[6]。在本工作中对于在很宽的人射角范围内均出现的这三种各向异性散射环的归属, 我们与文献 [9] 的意见基本一致, 认为它们分别为图 3(a), (b), (c) 波矢图中相互作用的结果。不同的是, 我们使用双光束对称入射, 在每种相互作用中均存在两对共享光栅, 这导致三种环的强度明显增强。现对三种散射光锥的形成机制解释如下:

(1) I 是由每束入射光及其在晶体第二界面上的反射光分别与散射光构成的四组四波混频相互作用的结果, 如图 3(a) 所示, 即

$$\begin{aligned} k_{i1} - k_{r1} &= k'_{i1} - k_{r1} = k_{e1}; \\ k'_{i2} - k_{r2} &= k_{i2} - k_{r2} = k'_{e1}; \\ k_{e1} &= -k'_{e1}. \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} k'_{i1} - k_{r1} &= k_{i1} - k_{r1} = k_{e2}; \\ k_{i2} - k_{r2} &= k'_{i2} - k_{r2} = k'_{e2}; \\ k_{e2} &= -k'_{e2}. \end{aligned} \quad (2)$$

由于每束入射光(或入射光在晶体第二界面上的反射光)作为读出光时可同时读出彼此共享的两组光栅, 因此具有共享光栅的每两组四波混合又共同构成一组八波混合。(1) 和 (2) 式中的具有共享光栅的每两组四波混合又各构成一组八波混合。在入射平面内各向异性散射光锥在空气中的散射角 φ 与入射角 θ 之间的关系式为

$$\varphi = \sin^{-1} [n_0^2 - 4(n_e^2 n_0^2 - n_e^2 \sin^2 \theta) / (n_e + n_0)^2]^{1/2}, \quad (3)$$

其中 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体的 $n_0 = 2.286$, $n_e = 2.200$ ^[14]。

(2) II_1 和 II_2 是由图 3(b) 所示两组三波混合共享光栅彼此互读出而构成的六波混合的结果:

$$\begin{aligned} k_{i1} - k_{r1} &= k_{i1} - k_{r1} = k_{e3}; \\ k_{i2} - k_{r2} &= k'_{i2} - k_{r2} = k'_{e3}; \\ k_{e3} &= -k'_{e3}. \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} k_{i2} - k_{r2} &= k_{i2} - k_{r2} = k_{e4}; \\ k_{i1} - k_{r1} &= k'_{i1} - k_{r1} = k'_{e4}; \\ k_{e4} &= -k'_{e4}. \end{aligned} \quad (5)$$

(4) 和 (5) 式均为两组三波混合共享光栅分别得到两组六波混合相互作用。在入射平面内散射角 α 与入射角 θ 之间满足关系式:

$$n_e^2 (2 \sin \theta - \sin \alpha)^2 + n_0^2 (2 n_e \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \theta} / n_e - \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \alpha})^2 = n_e^2 n_0^2. \quad (6)$$

(3) III_1 和 III , 是图 3(c) 所示的由两组四波混合共享光栅彼此互读出而构成的八波混

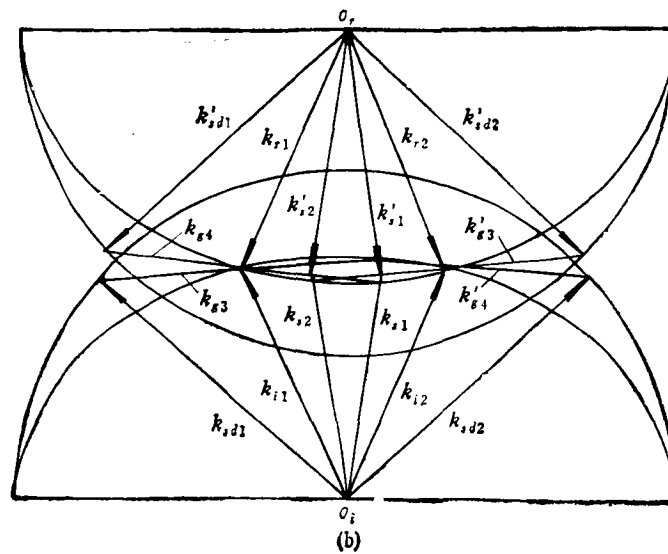
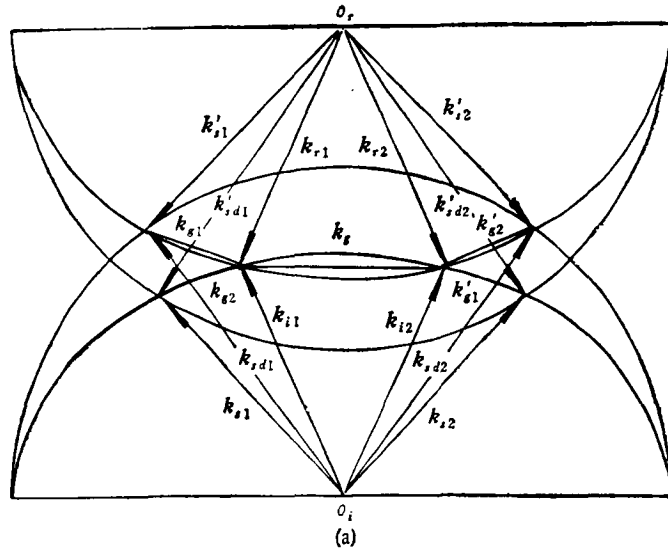
合的结果:

$$\begin{aligned} k_{i1} - k_{r1} &= k'_{d1} - k_{r1} = k_{e5}; \\ k_{r2} - k'_{i2} &= k_{d2} - k_{i2} = k'_{e5}; \\ k_{e5} &= -k'_{e5}. \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} k_{i2} - k_{r2} &= k_{d1} - k_{r2} = k_{e6}; \\ k_{r1} - k'_{i1} &= k_{d1} - k_{i1} = k'_{e6}; \\ k_{e6} &= -k'_{e6}. \end{aligned} \quad (8)$$

在入射平面内散射角 β 与入射角 θ 间的关系式为

$$\beta = \sin^{-1}\{4n_0^2 \sin^2 \theta + n_0^2 - (n_1^2 n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2) \sin^2 \theta)\} / 4n_0^2 \sin \theta. \quad (9)$$



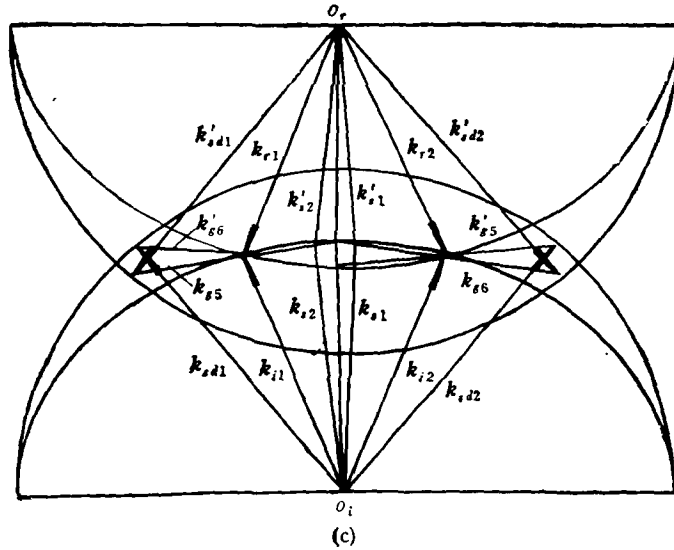


图3 形成类型 I, II, III 的各向异性散射光锥波矢图

以上各式中, $k_{i1}, k_{i2}; k_{r1}, k_{r2}$ 分别为两入射光和两反射光波矢, $k_{s1}, k_{s2}; k'_{s1}, k'_{s2}$ 分别为与两入射光和两反射光相互作用写入光栅的各向同性散射光波矢, $k_{s5}, k_{s6}; k'_{s5}, k'_{s6}$ 分别为由 $k_{i1}, k_{i2}; k_{r1}, k_{r2}$ 读出上述光栅时的各向异性衍射光波矢。由图 3 不难看出, 在每种各向异性散射光锥的产生过程中, 均存在着两组彼此平行且光栅波矢数值相等(即光栅间隔相等)的共享光栅。它们是分别由在晶体中彼此反平行的 $k_{i1}, k_{r2}; k_{i2}, k_{r1}$ 与彼此反平行的各向同性散射光 $k_{s1}, k'_{s2}; k_{s2}, k'_{s1}$ 写入的光栅, 即 k_{r1} 与 k'_{i1} 共享, k_{r2} 与 k'_{i2} 共享……由于共享光栅在晶体中是空间重迭的, 这样每束入射光及其反射光除了读出本组四波或三波混合写入的光栅外, 同时也读出了与其共享的光栅。显然, 根据 Bragg 条件, 由同一束光读出两束共享光栅的衍射光在空间必定是彼此重合的, 这就使得三种各向异性散射光锥的光强比单光束入射时明显增强。由图 2 (b) 与 (c) 的照片中三种散射环的强度比较, 第 I 和第 III 种散射环的强度 (b) 比 (c) 增强 10 倍以上, 第 II 种散射环增强约 5 倍。约 10 倍的增强与匹配放大器^[15] 的实验结果一致。但为什么第 II 种散射环只增强约 5 倍, 还有待于进一步研究。

以上三种类型的各向异性散射光锥的散射角与入射角的依赖关系的理论计算与实验测量结果相比较的曲线示于图 4 中。由图 4 看到, 二者符合很好, 这表明我们解释这三种散射光锥的理论模型的正确性。

当入射角 $\theta = 12.6^\circ$ 时是一种特殊的几何配置, 在此几何配置下, 在入射平面内由入

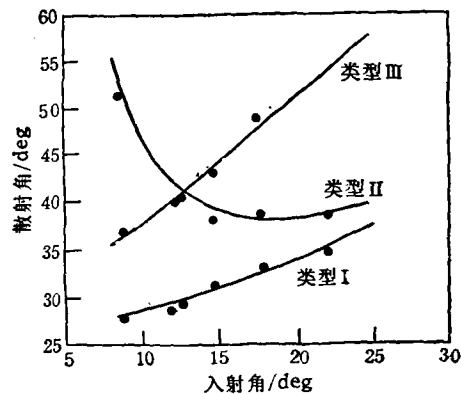


图4 三种类型的各向异性散射光锥的散射角与入射角的依赖关系 实线为理论计算曲线; 点为实验测量结果

射光及其反射光共同写入的共享光栅 k_i 和 k'_i 与由每束入射光及其反射光分别与散射光写入的共享光栅 (对于第 II 类椭圆是 k_{i3} 与 k'_{i3} ; k_{i4} 与 k'_{i4} ; 对于第 III 类双曲线是 k_{i5} 与 k'_{i5} ; k_{i6} 与 k'_{i6}) 对于第 II、III 类散射光锥而言是彼此共享的。这使得散射光锥大大增强, 并且在屏上可观察到椭圆与双曲线在沿 c 轴方向上相切于一点。(图 2(b))。这恰好证明了上述理论模型。

三种各向异性散射光锥沿 c 轴方向上强度为零的原因是因为当光栅波矢沿 c 轴方向时所有的非对角的极化率张量元 δx_{ij} ($i \neq j$) 均等于零^[4], 因而沿此方向没有各向异性散射光放大。

入射光仍为异常偏振光, 但 c 轴垂直于入射平面 (即入射平面为 xy 平面) 时, 光栅波矢 k_i 在 c 轴方向的分量为零, 即在入射平面内 $\delta x_{33} = 0$, 这种几何配置有利于 e 光向 o 光的能量转移。在图 2(d) 中除了出现上述三种类型的散射光锥外, 当 $\theta = 12.7^\circ$ 时, 我们还观察到在同一侧的椭圆环与双曲线之间有一组与其相切的不同曲率的椭圆环。我们认为它们是每束入射光及其反射光通过 $2k_i$ 光栅向另一侧的各向异性 Bragg 衍射的结果。

当入射光为 o 光时, 它只能出现类型 I 与类型 III 的环-线结构, 而不可能出现类型 II 的椭圆环结构^[9]。在类型 I 散射光锥中散射角 φ 与入射角 θ 满足关系式:

$$16(n_i^2 - \sin^2\varphi)(n_o^2 - \sin^2\theta) = (n_i^2 + 3n_o^2 - 4\sin^2\theta)^2. \quad (10)$$

类型 III 双曲线中散射角 β 与入射角 θ 满足关系式:

$$\beta = \sin^{-1}\{4n_o^2 \sin\theta \pm n_o^2 [16\sin^2\theta - 4(n_i^2 - n_o^2 + 4\sin^2\theta)(n_o^2 - n_i^2)/n_o^2]^{1/2}\} / 2(n_o^2 - n_i^2),$$

其中 $\theta < 0$ 时取“+”号, $\theta > 0$ 时取“-”号。实验结果与理论计算符合很好, 见表 1。

表 1

	θ/deg	φ/deg	β/deg
实验值	27.38	9.18	14.60
理论值	27.38	7.81	14.64

本文在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中以等强度的双光束对称入射几何配置, 观察到由共享光栅对多种各向异性散射光锥的增强。在入射平面为 xy 平面时观察到一种新的各向异性散射光锥。提出了由两组三波、四波混合共享光栅的六波、八波混合理论模型。理论计算与实验结果符合很好, 表明我们解释这三种散射光锥的理论模型的正确性。利用共享光栅增强弱衍射光在光放大和光学信息处理中具有重要意义。

- [1] D.A. Temple and C. Warde, *J. Opt. Soc. Am.*, **B3**(1986), 337.
 [2] M.D. Ewbank, P. Yeh and J. Feinberg, *Opt. Commun.*, **59**(1986), 423.
 [3] W.H. Liu, F.Z. Chen, Y.S. Qiu and T.S. Lu, *Opt. Commun.*, **64**(1987), 191.
 [4] S.G. Odoulov, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4** (1987), 1333.
 [5] D.A. Temple and C. Warde, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4** (1987), 1335.
 [6] 张光寅, 武原庆, 刘思敏, 王进雄, *中国激光*, **15**(1988), 549.
 [7] Gang Hu, Zhiguo Zhang, Yandao Jiang and Peixian Ye, *Opt. Commun.*, **71**(1989), 202.
 [8] 吴仲康, 姜绍周, 石东旗, 吕永彬, 徐玉恒, *中国激光*, **16**(1989), 714.
 [9] Y.S. Qiu, T.S. Lu, L.X. Xu and S.C. Xu, *Appl. Phys.*, **B50**(1990), 319.
 [10] U. Van Olfen, H. Hesse, G. Jäkel, E. Kräzig and S. Odoulov, *Opt. Commun.*, **93**(1992), 219.

- [11] S. Odoulov, B. Sturman, L. Holtmann and E. Krätzig, *J. Opt. Soc. Am.*, **B9**(1992), 1648.
[12] M. Horowitz and B. Fischer, *Opt. Lett.*, **17**(1992), 1082.
[13] 边少平、张景文、许克彬、姜全忠、陈焕鑫、孙大亮, 物理学报, **42**(1993), 681.
[14] 刘思敏、郭儒、凌振芳编者, 光折变非线性光学(中国标准出版社, 北京, 1992), 第 119, 142 页.
[15] T.Y. Chang, J.H. Hong, S. Campbell and P. Yeh, *Opt. Lett.*, **17**(1992), 1694.

ENHANCEMENT OF THE INTENSITY OF ANISOTROPIC SCATTERING CONES BY SHARED GRATING

LIU SI-MIN ZHANG GUO-QUAN ZHANG GUANG-YIN XU JING-JUN

LIU JUN-MIN MEN LI-QIU

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071)

(Received 12 May 1994)

ABSTRACT

The enhancement of the intensity of anisotropic scattering cones has been observed by the geometry in which two beams are incident symmetrically on a $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystal sheet. We proposed a model of six-wave and eight-wave mixing from two groups of three-wave and four-wave mixing which shared grating each other. The experimental results agree well with the theoretical analysis.

PACC: 4240; 4280F