

光折变晶体中相反通光方向光程差异的观测

郑光昭

(广东工业大学 信息工程学院, 广东 广州 510643)

摘要:报导利用 Sagnac 干涉仪检测光折变晶体对两束光波所引起的附加相位差. 实验表明: 光沿两个相反方向通过光折变晶体时存在着附加相位差; 这一附加位相差对晶体光轴方位有明显的依赖关系. 这就意味着光沿相反方向通过光折变晶体时折射率存在差异. 可将这一现象称为光折变晶体的二向相差效应, 其起因应当与光折变晶体光扇效应相同.

关键词: Sagnac 干涉仪; 光折变晶体; 附加位相差

中图分类号: O734.1; TN247

文献标识码: A

文章编号: 1007-7162(2003)04-0005-06

光折变晶体是一种新型的非线性光学材料, 在光信息技术领域中已得到广泛的应用. 光折变晶体中耦合光束之间能量转移存在着方向性^[1], 因此它是制造光学二极管的较有希望的材料. 文献^[2~4]报导了掺杂的 KNSBN 光折变晶体的光学二极管效应. 这些效应说明了光折变晶体中沿两个相反方向上具有不同的光强透过率, 从而表明在晶体中能量转移存在着方向性. 除了强度之外, 相干光的位相亦是一个重要的参量. 因此, 光折变晶体中沿两个相反方向传播的光束的位相传播是否具有方向性也是一个值得研究的问题.

最近, 作者在实验中发现, 在光折变晶体中沿两个相反方向传播的光束之间存在着由光折变晶体引入的附加光程差, 从而导致了光在两个相反方向上传播存在着附加位相差. 这一附加的相位差可称之为光折变晶体的二向相差. 实验表明, 这种二向相差与晶体光轴的方位有明显的依赖关系. 这说明了晶体中光致折射率变化也存在着方向性. 本文将报导观测光折变晶体中光在两个相反方向上传播存在着附加位相差的实验装置、实验方法、实验结果及其分析.

1 实验装置及实验方法

2.1 实验装置及原理

实验装置采用三角形 Sagnac 干涉仪, 其原理图如图 1 所示. 其中 La 为激光器, B 为分束器. 它们都安装在同一光具座上. 两个短光具座装载前表面反射镜 M₁ 和 M₂. W 为观察屏. 此外, 为了便于观察, 本实验装置中在激光器和分束器之间置一焦距较长的透镜, 使形成一束发散角很小的激光束射到分束器上; 而且把观察屏 W 置于几米之外以形成较大的干涉条纹(干涉图样尺寸为几厘米). 实验结果利用 CCD 图像记录装置记录或用胶卷拍照.

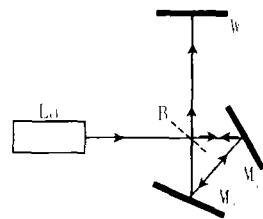


图1 Sagnac 干涉仪示意图

La—激光器; B—分束器;
M₁、M₂—反射镜; W—观察屏

收稿日期: 2003-01-14

基金项目: 广东工业大学重点学科基金资助项目(202019, XZ200102)

作者简介: 郑光昭(1945-), 男, 教授, 主要研究方向为信息光学与非线性光学.

本实验中所采用的光折变晶体 Cu:KNSBN 为山东大学晶体材料研究所提供,尺寸为 $4\text{ mm} \times 4\text{ mm} \times 5\text{ mm}$,其光轴沿 5 mm 长度方向。

Sagnac 干涉仪干涉条纹的形成基础是反射镜有微小的失调,造成两支被分开的光束以相反方向走过稍微不等的光路,从干涉条纹可以检测出两光路的差异,也就是两光路的光程差。这是干涉仪的本底光程差。在同一干涉仪的光路中置入光折变晶体,从干涉条纹的变化可以检测出相对于本底光程差的变化,从而检测出沿相反方向通过光折变晶体的两束激光在同一晶体中的光程差,也就能检测出光折变晶体对两个相反方向传播光束引入的附加位相差。

1.2 实验方法

实验步骤如下:

第 1 步,在三角形 Sagnac 干涉仪中使反射镜有微小失调,从而在观察屏上出现干涉条纹。固定实验装置,并利用图像记录装置记录此干涉条纹(称之为空载条纹)。

第 2 步,在同一干涉仪的光路中放入一光折变晶体 Cu:KNSBN,且使其光轴平行于通光方向,使两束光从两个相反方向通过该晶体。此时可在屏幕上出现变形的干涉条纹。记录此干涉条纹(称之为平行光轴条纹)。

第 3 步,在同一干涉仪的光路中把光折变晶体旋转 90° ,使其光轴与通光方向垂直,两束光从两个相反方向通过晶体。记录此时出现在观察屏上的干涉条纹(称之为垂直光轴条纹)。

第 4 步,比较空载条纹与上述两次实验记录的干涉条纹。从条纹的变化(移动)就可检测出光折变晶体在两种情况下所引入的附加光程差,从而检测出这两种情况下光折变晶体的二向相差。

第 5 步,为了进一步证实、验证光折变晶体的二向相差现象,用没有光折变效应的玻璃砖代替光折变晶体在同一干涉仪中重复上述实验,并作对比。同样记录其干涉条纹(称为载玻条纹)以做比较。

2 实验结果及其分析

2.1 实验结果

实验结果如图 2 所示,其中图 2(a)为空载干涉条纹,呈间断直线族状;图 2(b)为光轴与通光方向平行情况下的干涉条纹,呈间断双曲线族状;图 2(c)为光轴与通光方向垂直情况下的干涉条纹,呈略有错位和弯折的折线族;图 2(d)为放置玻璃砖情况下的干涉条纹,呈间断直线族状,与空载干涉条纹相同。

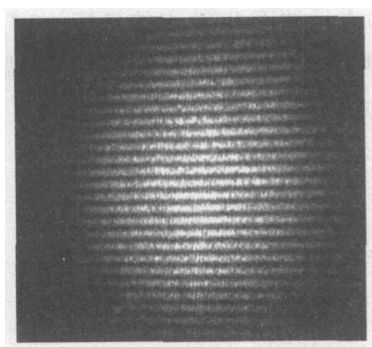
此外,我们在实验中还观察到,随着空载条纹的不同,也就是干涉仪本身初始状态的不同,上述光轴平行条纹以及光轴垂直条纹的形状也会随之相应的变化。因此,选择空载条纹呈水平方向的状态较为容易做比较。

2.2 实验结果检测原理

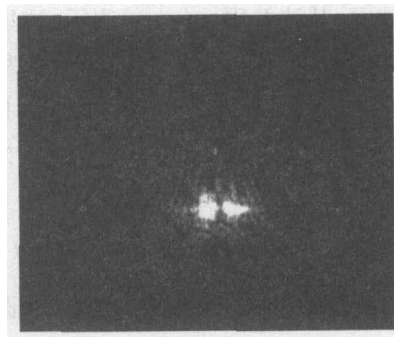
本实验结果检测原理可利用横向剪切干涉理论来分析^[3]。

横向剪切干涉测量的基本原理是通过某种方式,使得有缺陷(相对原始波面有变形)的波面相对于原始波面产生一个横向的微小剪切,则原始波面与剪切波面之间将产生干涉。

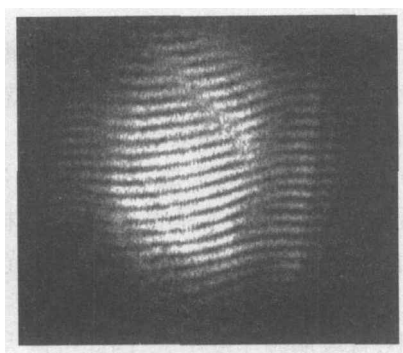
把实验光学系统等效展开如图 3 所示。其中 S_1'' 为顺时针光路的等效点光源, S_2'' 为逆时针光路的等效点光源。当 Sagnac 干涉仪光路完全对准时, S_1'' 、 S_2'' 重合,此时观察不到干涉条纹而呈明亮一片;当 Sagnac 干涉仪光路没有完全对准时, S_1'' 、 S_2'' 有所偏离,此时可观察到相应的干



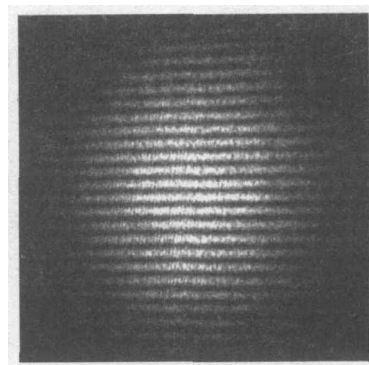
(a)空载干涉条纹



(b)光轴与通光方向平行情况下的干涉条纹



(c)通光方向垂直于光轴条件下的干涉条纹



(d)放置玻璃砖条件下的干涉条纹

图2 实验结果

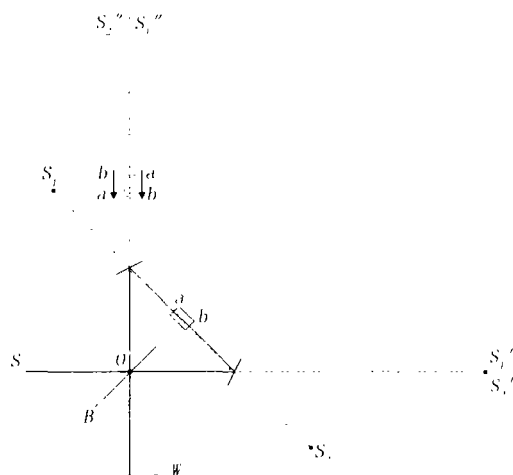


图3 Sagnac干涉仪的两个相干点源

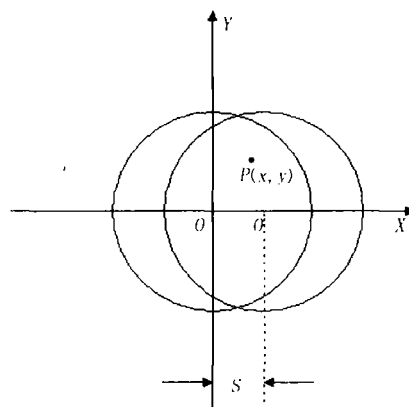


图4 波前剪切示意图

涉条纹.也就是说,Sagnac干涉仪干涉条纹是靠平面镜稍微失调而形成的.此时 S_1'' 、 S_2'' 不重合,而是相对于出射光线有横向的剪切.其干涉条纹可看作来自两个略有分离的点光源的光波干涉而形成.可用视图表示这两个略有分离的点光源的光波所形成的两个横向剪切波面,如图4所示.由于光束发散角很小,因此在远处的屏幕上可假定其波面是近似的平面,设 S_1'' 发出的光波

波面为原始波面,其波差用 $w(x, y)$ 表示,这里 (x, y) 表示波面上 P 点的坐标; S_2'' 发出的光波波面为剪切波面.若波面在 x 方向的剪切量为 S ,则两点光源的距离 S 就是其剪切量.因而剪切波面的同一点 P 的波差是 $w(x - S, y)$.两波面在 P 点的程差可用下式表示:

$$\Delta w_d = w(x, y) - w(x - S, y). \quad (1)$$

在一般情况下, S 总是一个很小的量,则有

$$\Delta w_d = \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right) S = m\lambda. \quad (2)$$

此时,两点光源出射的光波是曲率半径很大的凸形的球面波,其波差可写为

$$w(x, y) = D(x^2 + y^2). \quad (3)$$

考虑到 Sagnac 干涉仪两光路中反射次数差为偶数,从而得到两光路程差为

$$\Delta w_d = 2x \cdot D \cdot S = m\lambda. \quad (4)$$

可见:此时所得到的是一系列等间隔的直条纹.条纹的方向垂直于剪切方向.若波面沿 y 轴平移剪切,则条纹将平行于 x 轴,图 2(a)所示的空载情况下本底程差形成的条纹就是这种情况.一般情况下,干涉条纹将是一系列与 x 轴和 y 轴均不平行的直线条纹.可以认为,上述情况相当于杨氏双孔干涉在双孔连线垂直平分线上远场干涉图样.这时形成一系列直条纹,只不过由于双孔连线方位的变化而导致条纹方向的变化.显然,干涉条纹不是直条纹就意味着波面形状的改变,也就是剪切波面与原始波面不完全相同了.由此可见上述两个方向上的光程存在着差异.

在光路中置入玻璃砖的情况下,由于发散角很小,且玻璃砖厚度不大,因此可认为入射点和出射点的 (x, y) 相同,由于玻璃砖的折射率是一个常量,因而在顺时针光路(光波从 a 传到 b)和逆时针光路(光波从 b 传到 a)中所引入的程差都是相同的,两光路的程差仍可用式(4)表示.此时所得到的仍是一系列等间隔的直条纹.可见:置入玻璃砖并没有影响条纹的形状,也就是没有影响干涉效果.图 2(d)所示就是这种情况.

在光路中置入光折变晶体的情况下,其物理条件与置入玻璃砖情况相同.如果光沿两个相反方向通过时(在顺时针光路中光波从 a 传到 b ,而在逆时针光路中光波从 b 传到 a)没有折射率的差异的话,那么与玻璃砖的情况应当相同,应当得到一系列直条纹.但实验事实并非如此.在实验中得到的并非一系列直条纹,而是一系列变形的曲折条纹,而且这些条纹的形状与光轴的方位有关.这就充分说明,与玻璃砖不同,光折变晶体在顺时针光路和逆时针光路中所引入的程差是不相同的.也就是说,光折变晶体引入了附加光程差.由此可见,在光折变晶体中沿两个相反方向通过的光波具有不同的光程,也就是说具有不同的平均折射率.

为了确定光折变晶体引入的附加光程差,可将引入光折变晶体情况的干涉条纹与空载条纹作比较.在空载干涉条纹图上取坐标系 xoy ,使 x 轴与直径上的直条纹重合,且原点在圆形光斑的中心,则在点 $(0, 0)$ 处,程差 Δw_d 为 0,且该点所在条纹干涉级次 $m = 0$.接着在该干涉图的某一条纹上取点 (x, y) ,此时可由图确定其干涉级次 m ,这是本底程差在该点确定的干涉级次;再在引入光折变晶体时的干涉图上取同一点 (x, y) ,此时可由干涉图确定其干涉级次 m' ,则程差

$$\Delta w_d' = (m' - m)\lambda, \quad (5)$$

就是光折变晶体引入的附加光程差,从而可进一步确定其附加位相差.

2.3 实验结果分析

从图 2(a)及图 2(d)可以看出,放入玻璃砖的情况与空载的情况是相同的.可见在这两种情

况下,两支被分开的光束沿相反方向传播的光程的改变都是相同的.也就是说,玻璃砖的放入并没有引起两条光路光程差的改变,因而也就没有引入相对于空载情况下的附加光程差.而这是很容易理解的.由于玻璃砖是各向同性的,没有光折变效应,因此也就不可能引入附加光程差.

从图 2(b)可以看出,平行光轴条纹与空载条纹有明显的差别.也就是说,由于晶体的引入,导致了光路光程差有明显的变化.比较光轴平行条纹与空载条纹的差别,就能检测出光折变晶体所引入的附加光程差,从而检测出光折变晶体对两束沿相反方向传播的光束所引入的附加位相差.这一附加位相差可以称之为光折变晶体的二向相差.

从图 2(c)可以看出,光轴垂直条纹既与空载条纹有明显的不同,也与光轴平行条纹有明显差别.这一方面说明在这种情况下同样存在光折变晶体的二向相差,另一方面也说明光折变晶体的二向相差与晶体光轴的方位有明显的依赖关系.其依赖关系尚有待进一步的确定.

3 讨论

关于光折变晶体二向相差现象的形成机理初步探讨:

笔者认为,二向相差效应与光扇效应的起因应当相同.总的来说,它们应当是起源于光折变晶体内部结构以及性质的某种非对称性.也就是说,可以认为它们是同一物理现象的两个侧面.光扇效应是在强度方面表现出来的非对称性,而本文报道的二向相差效应则是在位相方面表现出来的非对称性.报导有关光折变晶体的光扇效应及其形成机理的文献已有很多^[6,7],这里不再赘述.笔者初步认为,导致光波在光折变晶体内部沿两个相反通光方向存在折射率差异主要是由于光致折射率光栅的非对称性,其形成机制尚有待进一步深入研究和探讨.

值得一提的是,由于光折变晶体中存在扇形散射(fanning),当二束相向传播的光束,沿晶体的光轴或垂直光轴传播时会产生能量的转换.表现为从晶体中出射的二光束的相位与强度均会发生改变.从原则上来说,这是毫无疑义的、必然的.问题在于其相位与强度的变化是否具有对称性?

首先,按晶体光学可知^[8],非线性晶体的折射率椭球是与二阶介电张量相联系的.能量守恒定律要求二阶介电张量是一对称张量.当选取主轴坐标系时,介电张量可进一步简化,由对称张量变为对角张量,除对角线上的分量 $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ 不为零外,其余非对角线上的分量均为零.而对于单轴晶体来说, $\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$,且单轴晶体的光轴一般取为 z 轴,因此其折射率椭球(或波法线椭球)应具有以光轴为对称的轴对称性.显然,当光在晶体中沿两个相反方向传播时,尽管其相位和强度在不同局部都有不同的变化,但是由于对称性而使整体的变化相同.也就是说,光在晶体中沿两个相反方向传播后,它们的变化应当是相同的.单靠各向异性的非线性传播并不能很好解释实验结果表现出来的非对称性.由此可见,实验结果表现出来的非对称性并非光在晶体中的非线性传播的必然结果,而应当是与光折变晶体具有某种光学性质的非对称性有关.

其次,由光折变理论^[9]中的光折变机理不难理解光折变晶体与一般非线性光学晶体的区别,也不难理解光折变晶体表现出来的与一般非线性光学晶体不同的非对称性现象.

虽然对于上述实验结果尚有待进一步深入分析,对其形成机理尚有待进一步深入探讨,但是实验结果说明了光折变晶体的某些特性参数(如:光致折射率)与方向(或光轴方位)有关,因此在研究光折变晶体特性参数时也应考虑这些因素(如:光轴方位等)是否会产生影响.此外,笔者认为,在研究清楚附加位相差的大小、符号对某些物理因素的依赖关系及其变化规律以后,有望用于削弱或抵消光纤陀螺中存在的非互易相差,从而提高光纤陀螺的灵敏度.因此,对于上

述二向相差现象的进一步研究无论对光折变理论的研究还是实际应用都具有一定的意义.

4 结论

从实验结果可以得出结论: 1) 同一光折变晶体中两个相反方向传播的两束光存在由晶体引入的附加光程差, 从而引入附加位相差. 可以把这一现象称之为二向相差效应. 2) 光折变晶体的二向相差效应对晶体光轴的方位有明显的依赖关系; 3) 光折变晶体的二向相差效应的形成机理尚有待进一步分析与验证. 原则上说, 其起因应归结到双光束诱导的光折变光栅的不对称性. 4) 检测光折变晶体中两个相反通光方向的附加光程差是 Sagnac 干涉仪的一种新用途.

参考文献:

- [1] T·卡拉德著. 激光演示实验[M]. 松竹丰译. 北京: 人民教育出版社, 1980. 116-119.
- [2] 赫克特 A. 赞斯著. 光学(下册)[M]. 詹达三译. 北京: 高等教育出版社, 1980. 674-676, 610-612.
- [3] 吴震编. 光干涉测量技术[M]. 北京: 中国计量出版社, 1995. 160, 501-503.
- [4] 罗先和, 张广军, 骆飞, 宋育东. 光电检测技术[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 1995. 134-135, 137-138.
- [5] 顾文郁编译. 现代光电测试技术[M]. 上海: 上海科学技术文献出版社, 1994. 51.
- [6] 黄冠夏, 郑光昭. Cu:KNSBN 晶体的光学二极管效应[J]. 激光杂志, 1996, 17(1): 14-16.
- [7] 郑光昭, 苏成悦. 光折变晶体 KNSBN 的光折变效应[J]. 内蒙古工业大学学报, 1998, 17(4): 113-116.
- [8] 雷肇棣. 物理光学导论[M]. 成都: 电子科技大学出版社, 1993. 259-294.
- [9] 于美文. 光全息学及其应用[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 1996. 263-264.

Testing Optical Path Difference of Two Beams along Opposite Directions in Photorefractive Crystal

ZHENG Guang-zhao

(Faculty of Information Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510643, China)

Abstract: It is reported to test the additional phase difference of two beams along two opposite directions in the photorefractive crystal using Sagnac interferometer. The additional phase difference is demonstrated by experiments when two beams of laser transit along two opposite directions in the photorefractive crystal. The experimental results show that the additional phase difference is dependent on the direction of optical axis of the photorefractive crystal. They mean the existence of the additional optical path difference when two beams of laser transit along two opposite directions in the photorefractive crystal. The effect may be named the effect of bilateral phase in the photorefractive crystal. Its cause may be the same as the fanning effect.

Key words: Sagnac interferometer; photorefractive crystal; additional phase difference