



基于各向异性晶体的光学微分运算

余晨 杨华 陈书圆

Anisotropic crystals based optical differential operation

Yu Chen Yang Hua Chen Shu-Yuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 054202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201184

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201184>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

应用太赫兹焦平面成像方法研究氧化镁晶体在太赫兹波段的双折射特性

Birefringence characteristics of magnesium oxide crystal in terahertz frequency region by using terahertz focal plane imaging

物理学报. 2020, 69(20): 208702 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200766>

激光器内腔频差对双折射外腔激光回馈系统输出影响的理论及实验研究

Theoretical and experimental research on influence of cavity frequency difference in birefringent laser feedback system

物理学报. 2018, 67(15): 154201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180230>

新型干涉高光谱成像系统的光束剪切特性分析

Beam shearing characteristic analysis of interferometric hyperspectral imaging system

物理学报. 2017, 66(19): 190704 <https://doi.org/10.7498/aps.66.190704>

高性能反谐振空芯光纤导光机理与实验制作研究进展

Theoretical and experimental investigation of light guidance in hollow-core anti-resonant fiber

物理学报. 2018, 67(12): 124201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180724>

GeSe₂中强各向异性偏振相关的非线性光学响应

Polarization-dependent nonlinear optical response in GeSe₂

物理学报. 2020, 69(18): 184212 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200443>

基于金属狭缝阵列的各向异性偏振分束器

Anisotropic polarization beam splitter based on metal slit array

物理学报. 2018, 67(9): 094102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172292>

基于各向异性晶体的光学微分运算*

余晨 杨华[†] 陈书圆

(湖南大学信息科学与工程学院, 长沙 410082)

(2020年7月23日收到; 2020年10月20日收到修改稿)

光学微分运算是边缘图像的光学检测核心原理, 与传统的数字图像处理方法相比, 具有效率高、结构简单且无需考虑算法和功耗等优点. 本文提出一种基于各向异性晶体的光学微分运算装置, 用定制的晶体片实现光的空间分化, 从而实现多角谱分量下的全方位边缘成像. 本文中的方案需要将光束的左右旋圆偏振分量横向分离, 再对中间部分的线偏振光进行滤波处理. 该方案主要是基于各向异性晶体的双折射效应, 整个装置整合为一条笔直的光路, 与自旋霍尔效应和超表面相比, 具备原理简单、成本较低且成像稳定的优点, 不过对晶体的厚度有较高的要求. 实验结果也较为理想地验证了此方案, 未来可望在量子观测、生物细胞和医学等领域实现一定潜在应用.

关键词: 各向异性晶体, 光学微分, 边缘成像, 双折射

PACS: 42.30.-d, 06.30.Ka, 42.25.Ja, 42.25.Lc

DOI: 10.7498/aps.70.20201184

1 引言

光作为一种天然的模拟信号, 本身携带了大量信息, 在数据处理、相位挖掘以及精密测量等方面扮演了重要角色. 数字电路与信号处理中, 为了达到相同的效果, 往往使用模拟信号更简单^[1,2], 而且模拟信号不存在量化误差, 可以更好地还原自然物理量的真实值. 所以与日益成熟的数字信号处理、数字电路技术相比较而言, 信息光学中的光学模拟计算有着巨大的发展潜力^[3-5].

传统的数字信号处理大量数据时会对功耗和复杂集成电路的设计提出较高的要求, 也存在着高频工作状态下的性能问题^[6-8]. 近些年来随着大数据和云计算的发展, 图像的信息处理伴随着对现实特征的还原和增强, 与人工智能的冗杂的算法和海量的数据吞吐不同, 基于光学的边缘图像处理方案失真度较低, 理论结构更简洁, 并且更容易实现微

型化制作和连续图像的处理.

光学边缘图像处理的关键在于实现光的空间微分. 近几年, 超表面^[9-13]和超材料广受关注, 利用合适的结构设计得到具备先进整合能力的模拟空间微分器. 有报道指出, 光自旋霍尔效应基于简单纯粹的左旋右旋圆偏振光的分化^[14-19], 能直观地实现光学全差分操作, 从而在可调入射偏振和角度的前提下进行不同程度不同方向的边缘图像处理. 这里, 我们提出一种基于各向异性晶体双折射实现光束位移的方法. 利用各向异性晶体可实现光束的偏移如图 1(a) 所示; 图 1(b) 中的四分之一波片 (quarter wave plate, QWP) 实现线偏振光到不同旋向圆偏振光的过渡. 光束分化器如图 1(c) 所示, 将一个各向异性晶体和 QWP 插入一对偏振镜组^[20,21]. 整个装置呈一条直线摆放的方式, 是一个小型化的边缘检测平台, 并且其中的器件具有可替代性, 但是相较于超表面和超材料^[22], 各向异性晶体的成本更低, 制作更为简单.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61275137) 和长沙市重点研发项目 (批准号: 190102) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: huayang@hnu.edu.cn

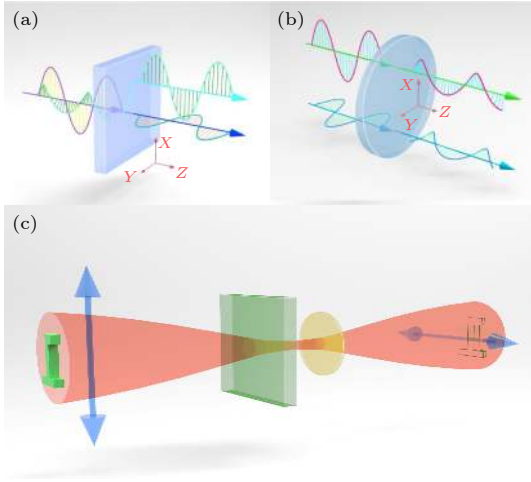


图 1 (a) 各向异性晶体的平行分束示意图; (b) $\lambda/4$ 波片将线偏振光转换为圆偏振光; (c) 基于各向异性晶体双折射的成像示意图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of parallel beam splitting of anisotropic crystals; (b) quarter wave plate converts linearly polarized light into circularly polarized light; (c) schematic diagram of imaging based on anisotropic crystal birefringence.

近年来, 光自旋霍尔效应为光学边缘微分提供了广泛的潜在应用. 我们试图探索一条无需反射的光路来实现图像的边缘处理, 并借鉴这种理论实验数据作为实验验证的指标.

在我们的工作中, 基于各向异性晶体的双折射, 偏振光在晶体内部的电场分量是相互正交的. 任意方向上分裂的光产生偏振相互正交的、具备

微弱空间移位的两道分裂, 被 QWP 处理, 形成左旋圆偏振光 (left circularly polarized light, LCP) 或右旋圆偏振光 (right circularly polarized light, RCP), 如果空间移位的距离相比较光束的束腰而言足够小, 能达到光自旋霍尔效应边缘成像的分化量级 (300 nm 左右), 那么所呈现的边缘均为 LCP 或 RCP 分量, 这就是所谓的图像边缘信息.

2 理论模型

各向异性晶体是中级晶族和低级晶族矿物的统称, 本文主要介绍石英晶体材料的单轴晶. 当一束线偏振光从空气入射到单轴晶体当中, 入射光的场分布为

$$\begin{aligned} E_{\text{in-img-lp}}(u, v) = \cos(\gamma_i) E_{\text{in,Fourier}}(u, v) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ + \sin(\gamma_i) E_{\text{in,Fourier}}(u, v) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 γ_i 是第一个格兰偏振器 (Glan laser polarizer, GLP) 的偏转角.

入射光在各向异性晶体中产生双折射现象, 分为遵循一般折射传输规律的 o 光和不遵循一般规律的 e 光 (此命名仅限于在晶体内部). 它们的分束距离受多种因素的影响, 包括晶体内部折射率和外部入射角度等. 利用惠根斯原理可知单轴晶体光轴任意取向时非寻常光折射方向的普遍计算公式:

$$\tan \beta = \frac{n_o n_e}{\Omega} \sqrt{\frac{n^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \varphi_2}{n_e^4} + \left\{ \frac{nn_o n_e \sin \alpha \cos \varphi_1 + (n_o^2 - n_e^2) \sin \theta \cos \theta \Omega}{n_o n_e [n_o^2 \cos^2 \theta + n_e^2 \sin^2 \theta]} \right\}^2}, \quad (2)$$

其中

$$\Omega = \sqrt{[n_o^2 \cos^2 \theta + n_e^2 \sin^2 \theta] \left[1 - \frac{n^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \varphi_1}{n_e^2} \right] - n^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \varphi_1};$$

φ_1, φ_2 分别为入射面、折射面与主截面之间的夹角; θ, η 分别为入射角和折射率; β 表示两道分束光在晶体内部的夹角. 类比于光自旋霍尔效应^[22]的分束距离 Δ , 各向异性晶体的加工精度基本可以做到可观的边缘检测效果.

对于一束垂直入射的平面波而言, 在晶体内的 o 光和 e 光的偏振方向相互正交, 出射之后已经实现了空间分离, 在 x, y 轴方向的对应波函数为

$$E_{x\text{-img}}(x, y)$$

$$\begin{aligned} &= \cos(\gamma_i) \mathcal{F} \{ \mathcal{F} [E_{\text{in-img-lp}}((x + \Delta), y)] \} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \cos(\gamma_i) E_{\text{in-img-lp}}((x + \Delta), y) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$E_{y\text{-img}}(x, y) = \sin(\gamma_i) E_{\text{in-img-lp}}(x, y) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

分束光通过 QWP, 波片的快轴方向与 $E_{x\text{-img}}, E_{y\text{-img}}$ 偏振方向的对应关系可选. $\lambda/4$ 波片的琼斯矩阵

给出为

$$\begin{pmatrix} \cos^2(\theta) + i\sin^2(\theta) & \cos(\theta)\sin(\theta)(1-i) \\ \cos(\theta)\sin(\theta)(1-i) & \sin^2(\theta) + i\cos^2(\theta) \end{pmatrix},$$

本文中 $\theta = \pm \frac{\pi}{4}$, 那么调制光分别输出为

$$E_{\text{out-lcp}}(x, y) = (1+i)E_{\text{in-img-lp}}((x+\Delta), y) \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$E_{\text{out-rcp}}(x, y) = (1-i)E_{\text{in-img-lp}}(x, y) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (6)$$

γ_i 取 $\frac{\pi}{4}$ 时, 通过 $\gamma_g = \frac{\pi}{2} + \gamma_i$ 的 GLP2 之后得到:

$$|E_{\text{out-edg}}(x, y)| = \left| \sqrt{2}i \left[E_{\text{in-img-lp}}((x+\Delta), y) - E_{\text{in-img-lp}}(x, y) \right] \right|. \quad (7)$$

所以, 当变量 Δ 足够小的时候, 场强分布与在空间分裂方向上的微分成正比:

$$E_{\text{out-edg}}(x, y) \approx \frac{dE_{\text{in}}(x, y)}{dx}. \quad (8)$$

图 2(b) 是边缘分化前后的实测图像, 图 2(c) 中传递函数 $H(K_x)$ 为电场强度的比值:

$$H(K_x, K_y) = E_{\text{out}}(K_x, K_y) / E_{\text{in}}(K_x, K_y), \quad (9)$$

其中 $K_y = 0$; E_{in} 和 E_{out} 分别表示输入和输出电场强度, 其平方与光强成正比. 利用图 2(b) 测得的光强数据得到具备一定滤波效果的实验结果 (图 2(c)), 结果表明边缘检测实验上是可行的.

实验中的激光源为高斯光束, 经过透镜聚焦后入射晶面具备极小的入射角, 但只对空间分裂的距离产生影响, 若选取的各向异性晶体足够薄, 那么空间分裂的距离仍能控制在纳米级别, 边缘成像依然可行. 且 (2) 式中 $\varphi_1, \varphi_2 \in [0, 2\pi]$, 所以图像平面内均存在空间微分. 从原理上来说, 当调整入射偏振时, 可以在其他任意方向进行空间微分, 实现强度的可调性边缘检测^[23-25].

本文所提出的边缘检测机制概括为: 一束兼具水平和垂直偏振分量的线偏振光入射基于各向异性晶体的平行分束器, 出射的两束偏振正交的线性

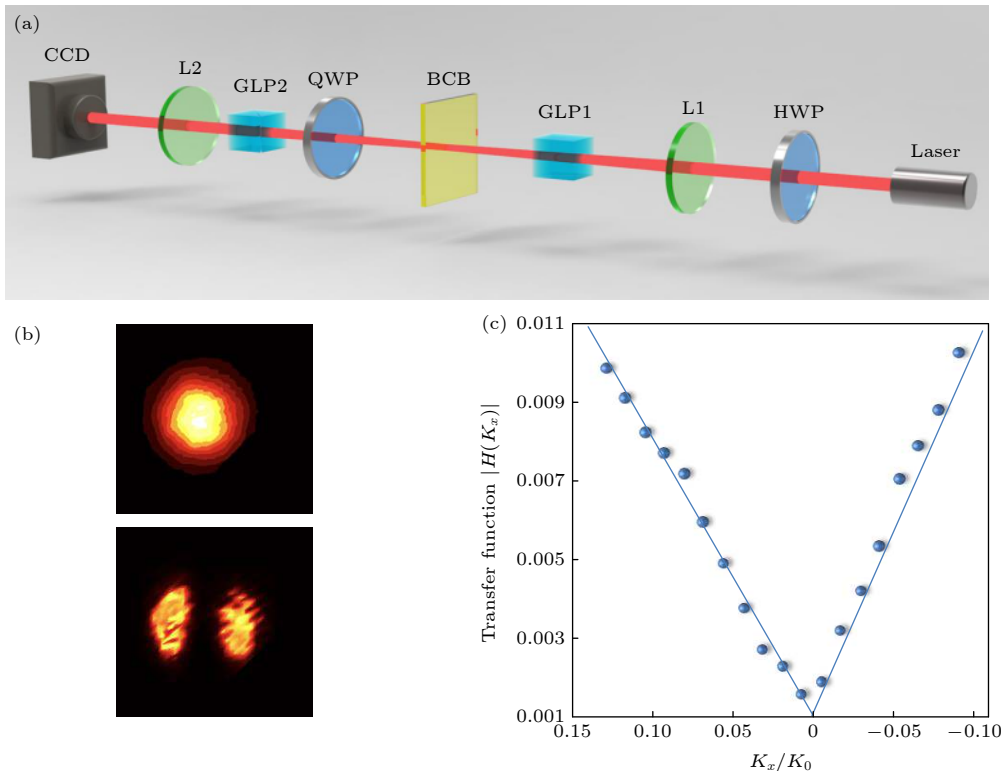


图 2 (a) 光的传递函数演示图, 光源为氦氖激光器 (波长 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$), 半波片 (half-wave plate, HWP), 控制光强使电荷耦合装置 (charge-coupled device, CCD) 成像效果达到最佳, 双折射晶体分束器 (birefringent crystal beamsplitters, BCB) 和 QWP 放置在两个 GLP 之间, L1 (lens 1) 和 L2 (lens 2) 组成 $4f$ 系统, $f_1 = 75 \text{ mm}$, $f_2 = 175 \text{ mm}$; (b) 光斑分裂对比图; (c) 实测空间传递函数图

Fig. 2. (a) Demonstration diagram of light transfer function. The light source is a He-Ne laser ($\lambda=632.8 \text{ nm}$). Half-wave plate (HWP), controlling light intensity to achieve the best imaging effect of charge-coupled device (CCD). The birefringent crystal beamsplitter (BCB) and QWP are placed between GLP1 and GLP2. L1 (lens 1) and L2 (lens 2) form a $4f$ system, $f_1 = 75 \text{ mm}$, $f_2 = 175 \text{ mm}$. (b) Spot split comparison chart; (c) The measured space transfer function graph.

偏振光, 通过 QWP 后分别转换为左旋、右旋圆偏振光. 类似于光自旋霍尔效应, 只要出射光束的空间分离足够小, 即可保留边缘上纯粹的左旋右旋圆偏振分量, 大部分中间光场重新组合为线偏振光, 之后被 GLP2 过滤.

3 实验结果

实验中 (图 3) 选定的入射偏振角为 $\pi/4$, 选用超薄的各向异性晶体来实现分裂效果. 基于 (2) 式, 当垂直入射时, 平面波主截面与入射面共面, 那么折射面也将与主截面共面, 在各向异性晶体中 o 光振动方向沿 y 方向、e 光振动方向沿 x 方向且 $\varphi_1, \varphi_2 = 0$,

$$\tan \beta = \frac{\Delta}{d} = \tan \left[(n_o^2 - n_e^2) \frac{\tan \theta}{n_e^2 + n_o^2 \tan^2 \theta} \right]. \quad (10)$$

实验中光轴方向与刻度线垂直, 且与晶体表面呈 $\pi/4$, 所以 θ 取 $\pi/4$

用厚度 $d=50 \text{ mm}$, $n_o=1.54265$, $n_e=1.55170$ 的各向异性晶体可以实现 $\Delta = 300 \text{ nm}$ 左右的光束分离, 这样的空间分离效果等同于光自旋霍尔效应. 如果空间分裂远小于图像轮廓, 那么空间光微分器得以实现.

由于使用的各向异性晶体超薄, 聚焦后高斯增强光的角谱分量不足以影响分化距离, 因而对成像效果不会产生影响. 出射线偏振光在 $\lambda/4$ 波片处理下产生左旋右旋圆偏振分量, 再使用 GLP2 达到过滤线偏振光的目的.

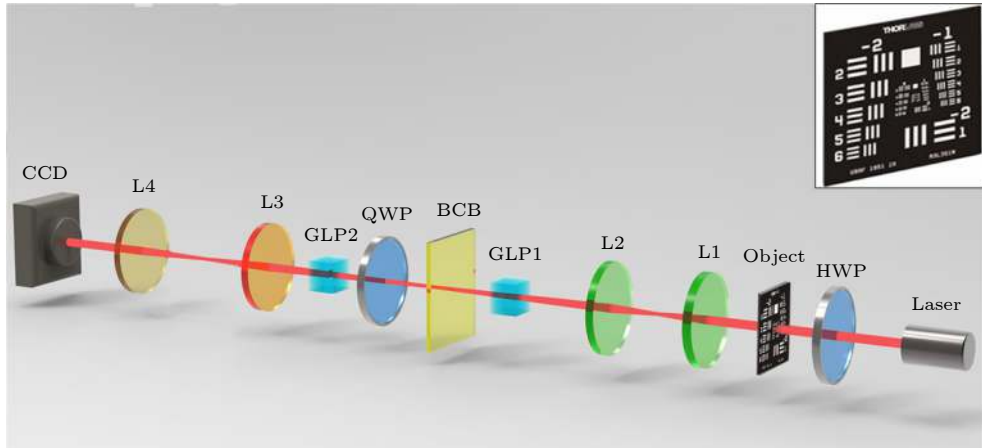


图 3 边缘检测实验示意图. $4f$ 系统中 4 个镜头的焦距分别为 75, 75, 175, 125 mm. CCD 和 L4 的距离等于 f_4 , 待测物和 L1 的距离为 f_1 . 两个 $4f$ 系统完成边缘检测

Fig. 3. Schematic illustration of the edge detection experiment. The focal lengths of the four lenses in the $4f$ system are 75, 75, 175, and 125 mm. The distance between the CCD and L4 is equal to f_4 , and the distance between the test object and L1 is f_1 . Two $4f$ systems complete edge detection.

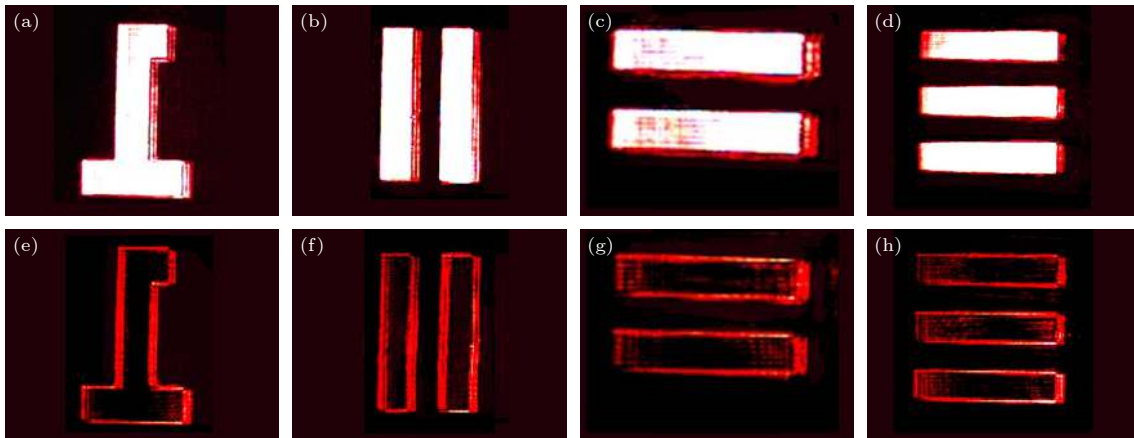


图 4 (a)–(d) 输入的目标图; (e)–(h) 输出的边缘微分图

Fig. 4. (a)–(d) Input target graph; (e)–(h) output edge differential graph.

图 2 和图 3 中的整体装置是一条 $4f$ 系统准直光路^[26], 光源是 Thorlab 公司的 He-Ne 激光源($\lambda = 632.8 \text{ nm}$). 两透镜之间的距离为其焦距之和. 图 3 中的 Object 与 L1 的距离为 f_1 , BCB 与 $\lambda/4$ 波片构成实验装置的核心. CCD 处于其前面透镜的后焦面上. 通过调整 GLP1 和 GLP2, 达到消除线偏振的效果.

基于图 3 的实验装置, 微调 GLP2, 保持 GLP1 的轴方向与 x 轴方向成 $\pi/4$, 实验结果如图 4 所示, 图像的边缘得到了良好的呈现.

4 结 论

成熟的光自旋霍尔效应实现的图像边缘检测方法, 是以各向异性晶体为材料的图像处理的重要数据参考, 后者操作简单且成像稳定. 我们的实验主要选取了特定入射偏振角的光束, 可调选项包括 $\lambda/4$ 波片的快轴、GLP 的后选角度, 不用调节特选入射、反射角, 也不用定制超表面, 基于较薄的各向异性晶体即可实现简单的边缘图像捕捉, 为实时信息提取、微观成像、海量图像处理和摄像机成像等提供了潜在应用. 尽管我们只提到了一个方向上的理论推导结果, 但基于高斯光束光强的高度对称性, 各个方向的空间分裂都是存在的, 推广到广义上的 2D 空间边缘检测没有任何限制. 这里的空间分裂都是通过各向异性晶体实现的, 我们完全可以设想通过更精密加工的各向异性晶体实现面积更大、更完美的边缘成像系统, 并在现实中实现更广阔的应用^[27–29].

参考文献

- [1] Caulfield H J, Dolev S 2010 *Nat. Photonics* **4** 261
- [2] Miller D A B 2009 *IEEE* **97** 1166
- [3] Zhou J, Qian H, Chen C F, Zhao J, Li G, Wu Q, Luo H, Wen S, Liu Z, 2019 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **116** 11137
- [4] Zhu T F, Lou Y J, Zhou Y H, Zhang J H, Huang J Y, Li Y, Luo H L, Wen S C, Zhu S Y, Gong Q H, Qiu M, Ruan Z C 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 034043
- [5] Zhou J, Qian H, Zhao J, Tang M, Wu Q, Lei M, Luo H, Wen S, Chen S, Liu Z 2020 *Natl. Sci. Rev.*
- [6] Liu W L, Li M, Guzzon R S, Norberg E J, Parker J S, Lu M Z, Coldren L A, Yao J P 2016 *Nat. Photonics* **10** 190
- [7] Vourkas I, Stathis D, Sirakoulis G C 2018 *IEEE Trans. Emerg. Top. Comput.* **6** 145
- [8] Willner A E, Khaleghi S, Chitgarha M R, Yilmaz O F 2014 *J. Light Technol.* **32** 660
- [9] Koos C, Vorreau P, Vallaitis T, Dumon P, Bogaerts W, Baets R, Esembeson B, Biaggio I, Michinobu T, Diederich F, Freude W, Leuthold J 2009 *Nat. Photonics* **3** 216
- [10] Corcoran B, Monat C, Pelusi M, Grillet C, White T P, Faolain L O, Krauss T F, Eggleton B J, Moss D J 2010 *Opt. Express* **18** 7770
- [11] Momeni A, Rajabalipanah H, Abdolali A, Achouri K 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 064042
- [12] Kwon H, Sounas D, Cordaro A, Polman A, Alu A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 173004
- [13] Shimotsuma Y, Kazansky P G, Qiu J, Hirao K 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 247405
- [14] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 083901
- [15] Bliokh K Y, Bliokh Y P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 073903
- [16] Ling X H, Zhou X X, Yi X N, Shu W X, Liu Y C, Chen S Z, Luo H L, Wen S C, Fan D Y 2015 *Light-Sci. Appl.* **4** e290
- [17] Ling X H, Zhou X, Huang K, Y. Liu Y, Qiu C W, Luo H, Wen S 2017 *Rep. Prog. Phys.* **80** 066401
- [18] Mi C, Chen S, Zhou X, Tian K, Luo H, Wen S 2017 *Phot. Res.* **5** 92
- [19] He S S, Zhou J X, Chen S Z, Shu W X, Luo H L, Wen S C 2020 *Opt. Lett.* **45** 877
- [20] Berry M V 1984 *P. Roy. Soc. A-Math. Phys.* **392** 45
- [21] Bomzon Z, Biener G, Kleiner V, Hasman E 2002 *Opt. Lett.* **27** 1141
- [22] Doskolovich L L, Bykov D A, Bezus E A, Soifer V A 2014 *Opt. Lett.* **39** 1278
- [23] Luo H L, Ling X H, Zhou X X, Luo H L 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 034202 (in Chinese) [罗慧玲, 凌晓辉, 周新星, 罗海陆 2020 物理学报 **69** 034202]
- [24] Xu D Y, He S S, Zhou J X, Chen S Z, Luo H L 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 211103
- [25] Xie Z Q, He Y L, Wang P P, Su M Y, Chen X Y, Yang B, Liu M J, Zhou X X, Li Y, Chen S Q, Fan D Y 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 014101 (in Chinese) [谢智强, 贺炎亮, 王佩佩, 苏明祥, 陈学钰, 杨博, 刘敏俊, 周新星, 李瑛, 陈书青, 范滇元 2020 物理学报 **69** 014101]
- [26] He S S, Zhou J X, Chen S Z, Shu W X, Luo H L, Wen S C 2020 *APL Photonics* **5** 036105
- [27] Zhou Y, Chen R, Chen W J, Ma Y G 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 157803 (in Chinese) [周毅, 陈瑞, 陈雯洁, 马云贵 2020 物理学报 **69** 157803]
- [28] Pham D L, Xu C, Prince J L 2000 *Annu. Rev. Biomed. Eng.* **2** 315
- [29] Holyer R J, Peckinpaugh S H 1989 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **27** 46

Anisotropic crystals based optical differential operation*

Yu Chen Yang Hua[†] Chen Shu-Yuan

(*College of Computer Science and Electronic Engineering, Hunan University, Changsha 410082, China*)

(Received 23 July 2020; revised manuscript received 20 October 2020)

Abstract

Optical differential operation is the core principle of optical detection of edge images. Compared with the traditional digital image processing methods, the optical differential operation has high efficiency, simple structure, and needless to consider algorithms and power consumption. An optical differential operation device based on anisotropic crystal is proposed in this paper. Omni-directional edge imaging under multi-angle spectral components is realized by using a customized crystal chip. The scheme is mainly based on the birefringence effect of anisotropic crystal. It needs to separate the left and right circularly polarized component of the beam horizontally, and then filter the linearly polarized light in the middle. The whole device is integrated into a straight optical path. Although it has higher requirements for the thickness of crystal, it is simpler, cheaper and more stable than spin Hall effect and super surface principle. The experimental results also demonstrate that the scheme can be used in quantum observation, biological cell and medicine.

Keywords: anisotropic crystal, optical differential, edge imaging, birefringence

PACS: 42.30.-d, 06.30.Ka, 42.25.Ja, 42.25.Lc

DOI: [10.7498/aps.70.20201184](https://doi.org/10.7498/aps.70.20201184)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61275137) and the Key Research and Development Program of Changsha, China (Grant No. 190102).

[†] Corresponding author. E-mail: huayang@hnu.edu.cn