



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

姜伟 赵欢 汪国崔 王新柯 韩鹏 孙文峰 叶佳声 冯胜飞 张岩

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

Jiang Wei Zhao Huan Wang Guo-Cui Wang Xin-Ke Han Peng Sun Wen-Feng Ye Jia-Sheng
Feng Sheng-Fei Zhang Yan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 208702 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200766

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200766>

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

小波变换在太赫兹三维成像探测内部缺陷中的应用

Wavelet transform in the application of three-dimensional terahertz imaging for internal defect detection

物理学报. 2017, 66(8): 088701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.088701>

太赫兹表面极化激元

Terahertz surface polaritons

物理学报. 2017, 66(14): 148705 <https://doi.org/10.7498/aps.66.148705>

太赫兹双芯反谐振光纤的设计及其耦合特性

Design and coupling characteristics of terahertz dual-core anti-resonant fiber

物理学报. 2020, 69(20): 208703 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200662>

高速太赫兹探测器

Ultrafast terahertz detectors

物理学报. 2018, 67(9): 090702 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180226>

InAs/GaSb量子阱中太赫兹光电导特性

Terahertz photoconductivity in InAs/GaSb based quantum well system

物理学报. 2018, 67(18): 187301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180769>

基于超快自旋-电荷转换的太赫兹辐射源

Terahertz emitters based on ultrafast spin-to-charge conversion

物理学报. 2020, 69(20): 204202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200715>

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*

姜伟 赵欢 汪国崔 王新柯 韩鹏†
孙文峰 叶佳声 冯胜飞 张岩

(首都师范大学物理系, 北京 100048)

(2020年5月20日收到; 2020年6月12日收到修改稿)

高效可集成太赫兹波片和偏振片是重要的太赫兹光学元器件. 由传统的石英晶体及液晶等材料制作的太赫兹波片和偏振片由于其对太赫兹光响应度低并难于集成而难以应用于太赫兹集成光学领域. 为了寻找用以制备高效可集成太赫兹偏振元件的材料, 本工作应用太赫兹焦平面成像方法研究了(100)晶向的氧化镁晶体对太赫兹波段圆偏振光偏振态的影响. 通过实验观察到氧化镁晶体可以使入射的圆偏振光转化成为线偏振光. 为了进一步验证氧化镁晶体对太赫兹光相位的影响, 还应用透射式太赫兹时域光谱系统测量了氧化镁晶体在太赫兹波段的寻常光和非寻常光的折射率. 通过对比氧化镁晶体中寻常光和非寻常光的位相差, 证明氧化镁晶体在太赫兹焦平面成像实验中起到了1/4波片的作用. 这一结果表明氧化镁晶体是一种制备太赫兹频段可集成波片及其相关偏振器件的重要材料.

关键词: 太赫兹, 焦平面成像, 双折射

PACS: 87.50.U-, 42.30.-d, 42.25.Lc

DOI: 10.7498/aps.69.20200766

1 引言

太赫兹波是一种频率介于微波和红外之间的电磁辐射, 其频率范围在0.1—10.0 THz之间. 由于太赫兹波丰富的光电特性, 使得太赫兹波在安检^[1]、食品安全^[2]、生物医学^[3]、光通信^[4]、天文观测^[5]等领域有着非常广阔的应用前景^[6–8]. 与可见光类似, 在晶体材料及生物组织中, 太赫兹频段的光波会发生双折射现象及偏振相关损耗现象. 光波的偏振态信息提供了测量材料光学各向异性的重要信息, 因而这些与偏振相关的物理性质又被称为材料或生物样品在太赫兹波段的“偏振指纹”^[9,10].

由于太赫兹波的波长范围与可见光相距较远, 同时其波长又较长, 目前适用于太赫兹频段的波片等光学元件还相对较少. 因此, 设计和制备太赫兹波段的高效可集成偏振光学元件就成为太赫兹光学领域的一个重要问题. 尽管石英晶体、液晶等一些材料可以用于制作太赫兹波段的波片, 但是这些材料对太赫兹波的响应相对较弱, 从而导致这类光学元件普遍存在体积较大、难以集成以及损耗较高等缺点.

氧化镁晶体是一种无色透明晶体, 易于通过高温原子溅射等方法制备成具有不同厚度的薄膜材料^[11], 并且在太赫兹波段具有很好的低频透过性^[12]. 在氧化镁晶体的各个晶向中, 沿〈100〉晶向的氧化

* 国家自然科学基金(批准号: 11774243, 11774246)、首都师范大学青年创新团队(批准号: 19530050146)和首都师范大学科技创新能力建设项目(批准号: 19530050170, 19530050180)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hanpeng0523@163.com

镁单晶具有明显双折射性质^[13]. 这些物理性质使得氧化镁晶体成为制备太赫兹波段偏振相关光学元件的重要备选材料.

在太赫兹光偏振测量领域, 传统测量偏振方法有两种: 转动电光晶体的光轴测量 E_x 和 E_y , 或转动光导天线的方向测量 E_x 和 E_y . 这两种方法在分别测量 E_x 和 E_y 时都需要对系统进行调整, 从而引入较大测量误差^[14-16]. 如果在测量过程中不调整光路系统, 则需要采用 $\langle 111 \rangle$ 晶向的电光晶体, 或者特殊设计的天线, 从而导致光路系统和器件设计会比较复杂. 总体来说, 传统太赫兹偏振测量方法由于需要分别测量 E_x 和 E_y , 很难对这两个物理量进行统一校准, 所以存在较大的测量误差. 与传统测量方式相比, 太赫兹焦平面成像系统是一种相干探测的实时成像系统^[17], 其物理机制是通过差分探测技术对样品进行图像采集. 该系统具有两种模式, 可以用 $\langle 110 \rangle$ 晶向的碲化锌晶体在不转动探测晶体的情况下, 通过改变探测光偏振态分别测量 E_x 和 E_y , 也可以通过硅透镜将太赫兹光束聚焦, 使用 $\langle 100 \rangle$ 晶向的碲化锌晶体测量太赫兹波聚焦所产生的纵向场 E_z . 这一实验手段具有成像分辨率高、引入误差较小、采集时间短、可以探测多个偏振态的优点. 在实验上利用硅透镜将太赫兹光束聚焦, 可在焦平面附近产生独特的纵向电场分量^[18], 通过将 CCD(charge coupled device) 相机所采集到的图像通过动态相减的方法进行数据处理^[17-19], 可以从测量所得的振幅和相位图像中直观地读取出

太赫兹光束的偏振信息^[20].

本研究工作应用太赫兹焦平面成像方法研究了 $\langle 100 \rangle$ 晶向的氧化镁晶体在太赫兹波段所具有的双折射性质. 通过测量经过氧化镁晶体的太赫兹波通过硅透镜聚焦所产生的纵向电场, 得到了圆偏振光经过氧化镁晶体后偏振态的变化情况. 为了进一步研究氧化镁晶体的双折射性质, 还通过透射式时域光谱系统测量了氧化镁晶体在太赫兹频段的折射率^[21], 得到了氧化镁单晶在太赫兹波段的寻常光(o光)和非寻常光(e光)的折射率. 通过比较成像结果和折射率数据, 证明了 $\langle 100 \rangle$ 晶向的氧化镁晶体对太赫兹辐射有很强的响应, 是一种用以制备太赫兹频段的波片及其相关偏振器件的重要晶体材料.

2 实验装置及测量

图 1 给出实验中所用太赫兹焦平面成像系统光路示意图. 其中所用光源为由 Spectra Physics Spitfire 飞秒激光放大器产生的脉冲光, 其中心波长为 800 nm, 重复频率为 1000 Hz, 脉宽为 100 fs. 激光通过偏振分束器 (polarization beam splitter, PBS) 被分为太赫兹路 (THz beam) 和探测路 (probe beam) 两路, 分别用于产生和探测太赫兹脉冲. 两路激光的功率分配通过一个 1/2 波片 (half wave plate, HWP) 控制. 泵浦光经过凹透镜 L1(concave lens 1) 扩束后, 照射在厚度为 2.5 mm, 晶向为 $\langle 100 \rangle$

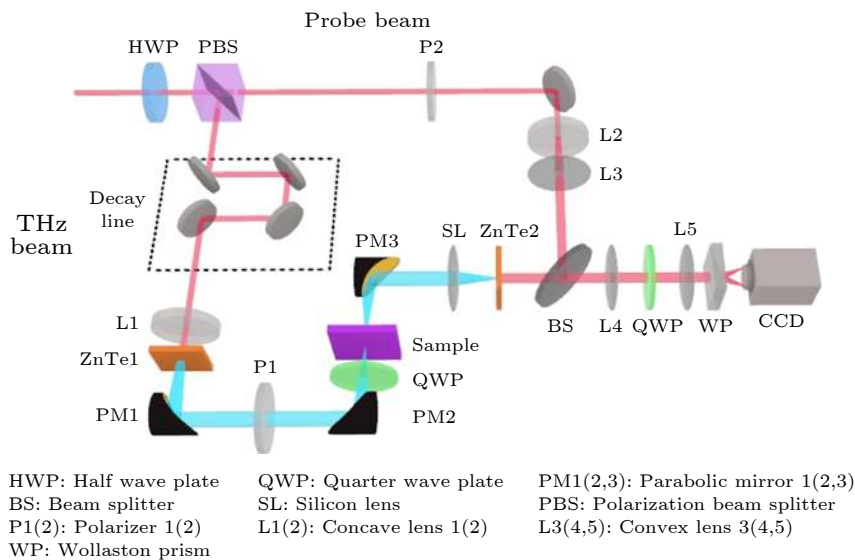


图 1 焦平面成像系统示意图

Fig. 1. Schematic diagram of focal plane imaging system.

的碲化锌晶体 (ZnTe1) 上. 基于碲化锌晶体的二阶非线性效应, 波长为 800 nm 的飞秒脉冲激光将进行频率下转换从而产生太赫兹脉冲辐射. 所产生的太赫兹脉冲通过抛物面镜 PM1 (parabolic mirror 1), 被准直成平行光, 之后再经由一个偏振片 P1 (polarizer 1) 用于保持其偏振态, 并通过抛物面镜 PM2 (parabolic mirror 2) 将太赫兹光束聚焦到氧化镁晶体上. 实验中氧化镁晶体厚度为 554 μm , 尺寸为 1 cm \times 1 cm. 太赫兹波垂直入射, 样品置于抛物面镜 PM2 的焦点位置. 在样品前放置一个工作中心波长为 0.62 THz 的 1/4 波片 QWP (quarter wave plate), 通过将波片主轴方向和太赫兹偏振方向夹角调整为 45°, 从而产生圆偏振光. 所产生的圆偏光再次经过抛物面镜 PM3 (parabolic mirror 3) 被准直成平行光, 并通过硅透镜 SL (silicon lens) 将所产生的太赫兹脉冲聚焦在探测晶体上. 实验中所用探测晶体为 (100) 晶向的厚度为 1 mm 的碲化锌晶体 (ZnTe2). 在探测光路上依次放置了偏振片 P2 (polarizer 2)、凹透镜 L2 (concave lens 2) 和凸透镜 L3 (convex lens 3). 其中, 偏振片用来改变探测光的偏振角度 [15], 凹透镜和凸透镜用于对探测光进行扩束. 最终探测光通过分束器 BS (beam splitter) 实现探测光路与太赫兹产生光路的重合. 太赫兹脉冲经过氧化镁晶体之后携带样品信息作用于探测晶体. 带有样品信息的探测光依次经过凸透镜 L4 (convex lens 4)、1/4 波片 QWP (quarter wave plate)、凸透镜 L5 (convex lens 5) 和沃拉斯顿棱镜 WP (Wollaston Prism), 最终被 CCD 相机所采集. 在实验中所使用的 CCD 相机的像素数目为 1300 \times 1300 为验, 单个像素边长为 6.7 μm . CCD 相机的工作波段为可见光波段, 通过对携带了样品太赫兹信息的 800 nm 探测光进行成像, 得到探测光在存在太赫兹电场调制和没有太赫兹电场调制条件下的两帧图像, 将二者求差即可提取出样品在太赫兹波段的偏振变化情况.

3 太赫兹焦平面成像方法研究太赫兹光偏振态原理

在实验中, 通过测量太赫兹光束在焦平面附近所产生的纵向电场来识别太赫兹波的偏振态. 当任意偏振态的太赫兹波通过太赫兹透镜聚焦时, 在任意两个正交的径向截面, 如 xoz 和 $yo z$ 平面上都会产生纵向电场, 并在焦平面周围形成特殊的 E_z 分

布. 通过测量 E_z , 我们可以直接从振幅和相位信息中读取太赫兹电场的 E_z 信息 [20]. 根据 Richards-Wolf 公式 [22], 对于收敛的水平线偏振太赫兹波, 在焦平面周围, 其纵向场 $E_{z,x}$ 可表示为

$$E_{z,x}(\rho, \varphi, z) = -2A \cos \varphi \times \int_0^\alpha \sqrt{\cos \alpha} \sin^2 \theta J_1(k\rho \sin \theta) \exp(jkz \cos \theta) d\theta, \quad (1)$$

式中, A 为比例常数; (ρ, φ, z) 为观察点的柱坐标; $J_1(k\rho \sin \theta)$ 是一阶贝塞尔函数第一项, k 是真空中波数, θ 是太赫兹光束与光轴的夹角, α 为太赫兹光束的最大收敛角.

通过此方法硅透镜可以将太赫兹波聚焦, 通过测量聚焦后所产生的纵向电场, 可直观地识别出太赫兹波的偏振态是圆偏振、椭圆偏振, 或者是线偏振, 同时偏振方向也可以直接从振幅相位图上读取. 图 2 给出汇聚太赫兹波纵向场测量原理示意图.

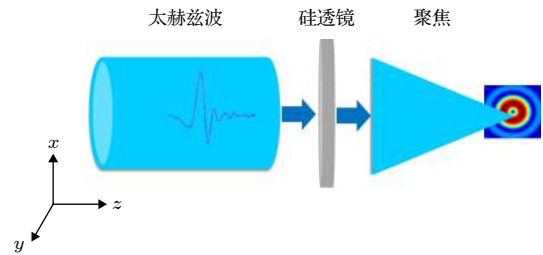


图 2 基于会聚太赫兹波纵向场 E_z 的偏振测定方法原理
Fig. 2. Principle of polarization determination method based on the longitudinal field E_z of converged THz wave.

图 3 是根据 (1) 式模拟的水平线偏振光电场, 并将其逆时针旋转 90° 生成竖直线偏振光电场, 通过水平和垂直方向的线偏振光合成的左右旋圆偏振光以及不同方向的线偏振光. 图 3 中分别给出了频率为 0.62 THz 的左右旋圆偏振光和不同方向的线偏振光在焦平面形成的纵向场振幅和相位图像. 其中最大收敛角 α 选取为 10°, 观察位置距离焦平面 $z = 0.2$ mm, 圆偏振光和线偏振光均由水平线偏振光和竖直线偏振光合成. 其中右旋圆偏振光为

$$E_R = E_x + E_y e^{i\pi/2}. \quad (2)$$

左旋圆偏振光为

$$E_L = E_x + E_y e^{-i\pi/2}. \quad (3)$$

与水平方向成 θ 角的线偏振光为

$$E_\theta = \cos \theta E_x + \sin \theta E_y, \quad (4)$$

其中 E_x 和 E_y 分别为水平偏振光和竖直偏振光的电场.

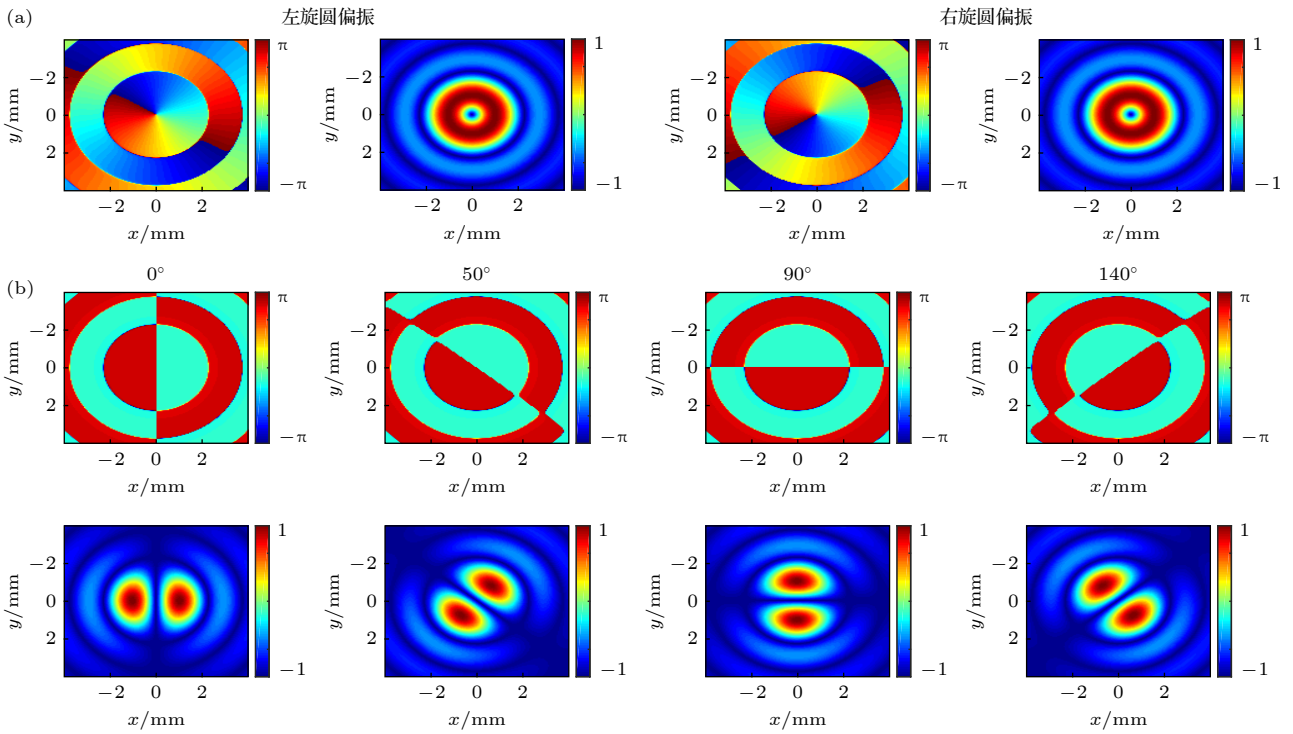


图 3 (a) 左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的相位和振幅图像; (b) 振动方向与水平夹角为 0° , 50° , 90° 和 140° 方向的线偏振光的相位和振幅图像. 上面为相位图像, 下面为振幅图像, 模拟频率均为 0.62 THz

Fig. 3. (a) Phase and amplitude images of left circular polarization and right circular polarization; (b) phase and amplitude images of linear polarization with 0° , 50° , 90° and 140° angles between the vibration direction and the horizontal. The top is the phase image, the bottom is the amplitude image, the simulation frequency is 0.62 THz .

4 实验结果与讨论

在实验中, 将产生的太赫兹波段线偏振光经过 $1/4$ 波片, 通过调整 $1/4$ 波片主轴方向, 使之与太赫兹波的偏振方向夹角成 45° , 从而将线偏振太赫兹光转成圆偏振光. 并通过将 $1/4$ 波片旋转 90° 产生相对应的左圆偏振光或者右圆偏振光. 分别用左圆偏振光和右圆偏振光照射氧化镁晶体, 测试样品对圆偏振光的响应.

实验结果如图 4 所示. 图 4(a) 为参考信号, 即在不放样品时测量得到的频率为 0.62 THz 的左右圆偏振光的振幅和相位图像. 左右圆偏振光振幅都是一个圆环, 相位图为涡旋形状. 右旋圆偏振光相位逆时针均匀变化, 左旋圆偏振光相位顺时针均匀变化. 图 4(b), (c) 分别为左圆偏振光和右圆偏振光垂直入射氧化镁晶体时, 在垂直于光束传播方向的平面内旋转样品, 当氧化镁处于不同角度时得到的结果, 频率同样为 0.62 THz . 上面一行为相位图像, 下面一行为振幅图像. 实验中, 将氧化镁晶体

固定在一具有刻度、可旋转的支架上, 图 4(b), (c) 中所标注角度为支架上所对应的角度, 以便研究样品旋转角度和振动方向变化之间的关系.

由实验得到的振幅和相位图可以看到, 0.62 THz 的左右圆偏振光在经过任意角度的氧化镁晶体后, 振幅由圆环状变为了双瓣形状, 相位也由涡旋相位转化为线偏振光相位. 当左旋圆偏振光经过 30° 放置的氧化镁晶体后, 变为了水平方向的线偏振光, 实验结果如图 4(b) 所示, 对应于图 3 模拟结果中振动方向与水平成 0° 偏振光. 右旋圆偏振光经过 30° 放置的氧化镁晶体后变为偏振方向为竖直方向的线偏振光, 与图 3(b) 中 90° 的模拟结果相对应, 注意到左右旋圆偏光经过样品后振动方向互相垂直. 当进一步将氧化镁晶体的角度由 30° 转为 80° 时, 左旋圆偏振光经过样品后实验结果如图 4(b) 所示, 与图 3 中 50° 的线偏振光模拟结果相对应. 右旋圆偏振光的实验结果如图 4(c) 所示, 与 140° 的线偏振光模拟结果相对应, 左右旋圆偏光经过样品后振动方向依然互相垂直. 再次将氧化镁晶体角度转为 120° 和 170° , 实验结果依然符合左右旋圆偏光经过样品后振动方向互相垂直这一规律, 并且

样品转动的角度与振动方向角度的变化一致. 这一现象类似于 1/4 波片的作用, 即将一束圆偏振光转

换成线偏振光, 且线偏振光的偏振方向与入射光的左右旋向有关.

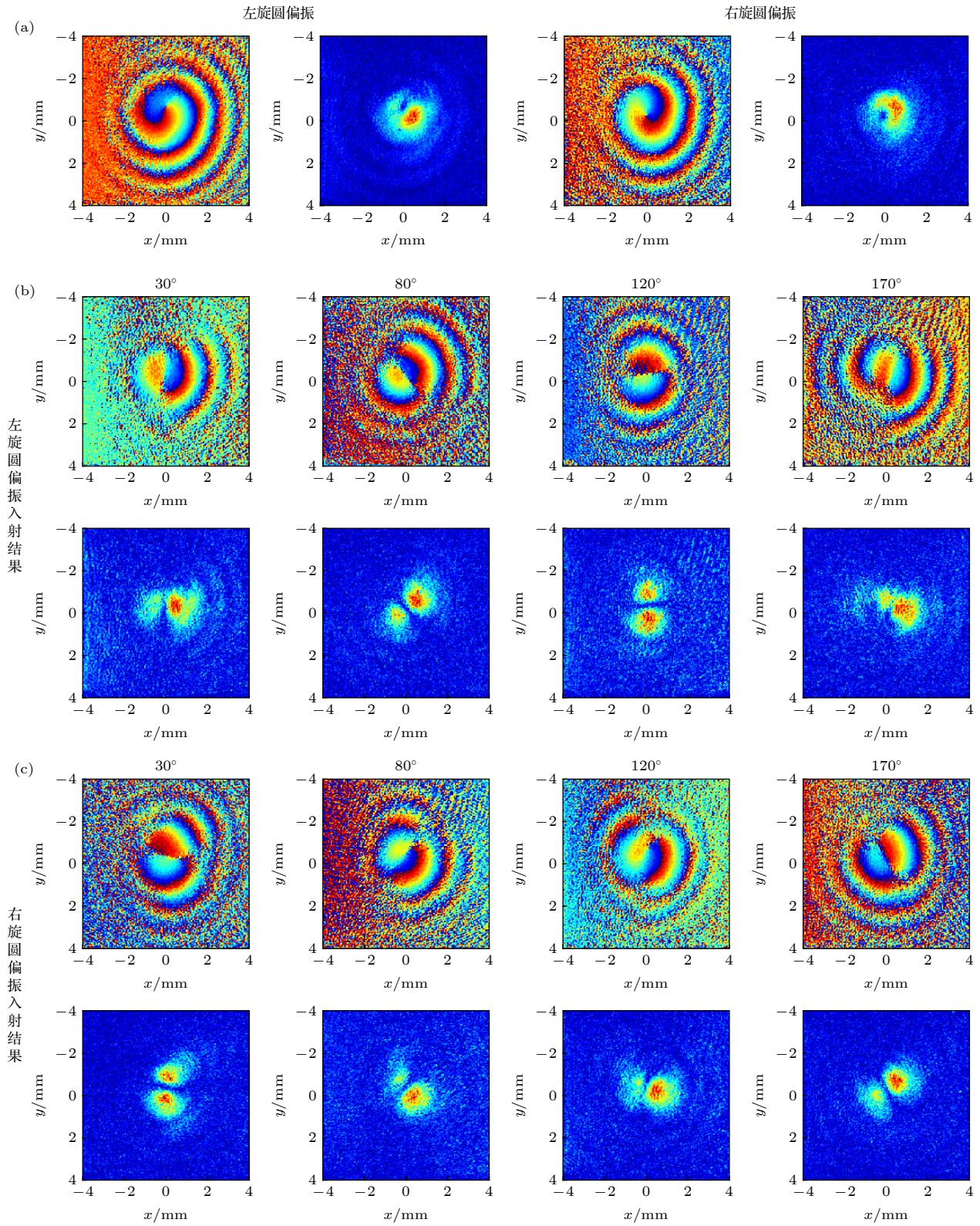


图 4 (a) 左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的相位和振幅; (b), (c) 左右旋圆偏振分别照射样品时在不同角度下的结果

Fig. 4. (a) Phase and amplitude of left and right circularly polarized light; (b), (c) the results of left and right circularly polarized light through the samples at different angles, respectively.

实验所用产生的太赫兹光束为水平偏振, 对应的琼斯矩阵 $\mathbf{E}_x = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$. 快轴与水平方向夹角为 θ 时的 1/4 波片琼斯矩阵为 [23]

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \cos^2\theta + i\sin^2\theta & \cos\theta\sin\theta(1-i) \\ \cos\theta\sin\theta(1-i) & i\sin^2\theta + \cos^2\theta \end{bmatrix}. \quad (5)$$

当 1/4 波片快轴与 x 轴成 45° 时, 波片的琼斯矩阵为

$$\mathbf{G}_{45^\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

水平偏振的线偏振光经过 1/4 波片后

$$\mathbf{E}' = \mathbf{G}_{45^\circ} \mathbf{E}_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}. \quad (7)$$

水平线偏振光变为右旋圆偏振光 $E_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$.

再次将 1/4 波片转动 90° , 使波片快轴与水平方向成 135° 时, 波片的琼斯矩阵变为 $\mathbf{G}_{135^\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix}$.

水平偏振光经过波片后

$$\mathbf{E}'' = \mathbf{G}_{135^\circ} \mathbf{E}_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}. \quad (8)$$

此时水平线偏振光变为左旋圆偏振光 $E_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$.

当左右圆偏振光经过 1/4 波片后

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_L &= \begin{bmatrix} \cos^2\theta + i\sin^2\theta & \cos\theta\sin\theta(1-i) \\ \cos\theta\sin\theta(1-i) & i\sin^2\theta + \cos^2\theta \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \\ &= (\cos\theta + i\sin\theta) \begin{bmatrix} \cos(\theta - \pi/4) \\ \sin(\theta - \pi/4) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_R &= \begin{bmatrix} \cos^2\theta + i\sin^2\theta & \cos\theta\sin\theta(1-i) \\ \cos\theta\sin\theta(1-i) & i\sin^2\theta + \cos^2\theta \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \\ &= (\cos\theta - i\sin\theta) \begin{bmatrix} \cos(\theta + \pi/4) \\ \sin(\theta + \pi/4) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (10)$$

由 (9) 式和 (10) 式可知, 无论 1/4 波片如何放置, 圆偏光在经过 1/4 波片后变为线偏光, 并且右旋光与快轴成 45° , 左旋光与快轴成 -45° , 这与实验中观察到的圆偏振光经过氧化镁晶体后的结果非常相似.

为了进一步验证太赫兹焦平面成像系统测量

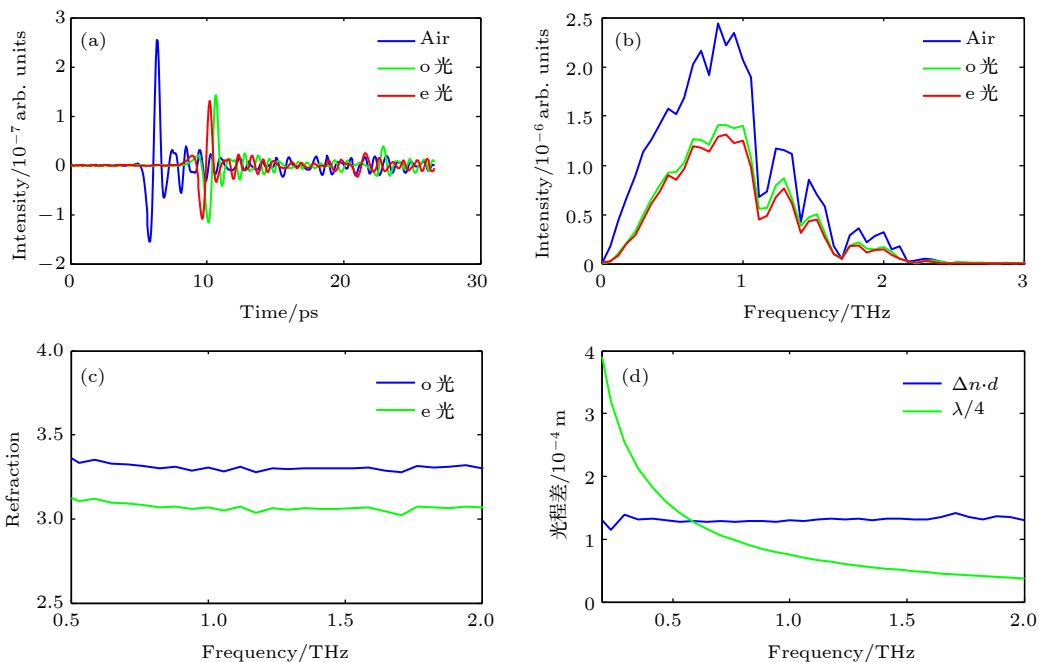


图 5 (a), (b) 空气、o 光和 e 光的时域信号和频域信号; (c) o 光和 e 光的折射率; (d) 在不同频率下 o 光和 e 光的折射率差值与波长之间的关系

Fig. 5. (a), (b) The time domain signal and the frequency domain signal of air, ordinary light, and extraordinary light respectively; (c) the real part of the refractive index of ordinary light and extraordinary light; (d) relationship between the refractive index difference and wavelength at different frequencies.

得到的结果, 还通过透射式时域光谱系统分别测量了氧化镁晶体对于 o 光和 e 光的折射率. 当线偏振光入射通过晶体时, o 光及 e 光的振幅会随着晶体方向的改变而改变. 其中, o 光的振动面垂直于晶体的主截面, e 光的振动面平行于主截面. 当晶体以入射光传播方向为轴旋转时, 两束光的相对光强也在不断变化. 当线偏振光振动面与主截面夹角为 90° 时, o 光强度最大, e 光完全消失, 即 $I_o = I$, $I_e = 0$. 若晶体主截面平行于入射偏振光的振动面时, e 光强度最大, o 光完全消失, 即 $I_e = I$, $I_o = 0$ [24]. 实验中, 入射的线偏振光为水平偏振, 旋转氧化镁晶体的角度使出射的竖直偏振光达到最小并趋近于零时. 此时认为晶体主轴与入射偏振光的振动方向互相平行或者垂直, 此时测量得到的为 o 光或者 e 光的折射率. 将晶体旋转 90° 之后再次测量, 则两次实验分别得到了 o 光和 e 光的折射率.

图 5 为实验测得的折射率结果. 图 5(a), (b) 分别是太赫兹信号在 0.5—2.0 THz 范围内的时域谱和经过傅里叶变换后得到的频域谱. 在图中分别给出了空气, o 光和 e 光的时域谱和频域谱. 图 5(c) 为测量得到的 o 光和 e 光在 0.5—2.0 THz 范围内的折射率, 蓝色线代表 o 光, 绿色线代表 e 光. o 光的折射率约为 3.3, e 光的折射率约为 3.1. 图 5(d) 给出了在不同频率下 o 光和 e 光折射率之差与样品厚度的乘积和波长之间的关系. 折射率之差和样品厚度的乘积表示由于氧化镁所具有的双折射特性, 导致 o 光和 e 光在经过氧化镁后所产生的光程差. 氧化镁样品厚度为 $554 \mu\text{m}$, 蓝色线代表 o 光 e 光之间的光程差, 绿色线为波长的 $1/4$. 可以看到两条曲线在 0.59 THz 处相交于一点, 意味着 $554 \mu\text{m}$ 厚, $\langle 100 \rangle$ 晶向的氧化镁晶体对于频率为 0.59 THz 电磁波具有 $1/4$ 波片的作用. 实验中用于产生圆偏振光的 $1/4$ 波片中心频率 $f_{\text{成像}} = 0.62 \text{ THz}$, 与折射率测量结果 $f_{\text{光谱}} = 0.59 \text{ THz}$ 的实验误差为 $\Delta = (f_{\text{成像}} - f_{\text{光谱}})/f_{\text{成像}} = 4.8\%$, 这一实验误差可以归为激光器功率波动以及在实验中转动氧化镁晶体时所引入的实验误差.

5 结 论

本研究工作应用太赫兹焦平面成像方法研究了 $\langle 100 \rangle$ 晶向的氧化镁晶体在太赫兹波段所具有的双折射性质. 对太赫兹波经过晶体后通过聚焦产生

的纵向电场进行了测量, 观察到圆偏振光经过氧化镁晶体后转化为线偏振光. 并通过透射式时域光谱系统对氧化镁晶体的折射率进行测量, 得到了氧化镁单晶在 0.5—2.0 THz 范围内 o 光和 e 光的折射率. 通过比较成像结果和折射率数据, 发现了氧化镁晶体在太赫兹波段起到的 $1/4$ 波片作用. 证明了 $\langle 100 \rangle$ 晶向的氧化镁晶体可以被用来制备太赫兹频段的波片及其相关偏振器件.

参考文献

- [1] Cheng B B, Li H P, An J F, Jiang G, Deng X J, Zhang J 2005 *J. Terahertz Sci. Electron. Inf. Technol.* **13** 843 (in Chinese) [成彬彬, 李慧萍, 安健飞, 江舸, 邓贤进, 张健 2005 太赫兹科学与电子信息学报 **13** 843]
- [2] Shen F, Ying Y B 2009 *Spectrosc. Spectral Anal.* **29** 1445 (in Chinese) [沈飞, 应义斌 2009 光谱学与光谱分析 **29** 1445]
- [3] Woodward R M, Cole B E, Wallace V P, Pye R J, Arnone D D, Linfield E H, Pepper M 2002 *Phys. Med. Biol.* **47** 3853
- [4] Han X, An J X, Zhong L L 2018 *Electron. World* **3** 5 (in Chinese) [韩晓, 安景新, 钟玲玲 2018 电子世界 **3** 5]
- [5] Su X H, Yu C X, Wang H Q 2014 *J. Terahertz Sci. Electron. Inf. Technol.* **12** 37 (in Chinese) [苏兴华, 于春香, 王瀚卿 2014 太赫兹科学与电子信息学报 **12** 37]
- [6] Leahy-Hoppa M R, Fitch M J, Zheng X, Hayden L M, Osiander R 2007 *Chem. Phys. Lett.* **434** 227
- [7] Feng W 2012 *J. Semicond.* **33** 0310011
- [8] Corinna L, Dandolo K, Filtenborg T, Skou-Hansen J, Jepsen P U 2015 *Appl. Phys. A* **121** 981
- [9] Han P Y, CHO G C, Zhang X C 2000 *Opt. Lett.* **25** 242
- [10] Gong Y D, Dong H, Hong M H 2009 *34th International Conference On Infrared, Millimeter, And Terahertz Waves* **1-2** 57
- [11] Ramonova A G, Kibizov D D, Kozyrev E N, Zaalishvili V B, Grigorkina G S, Fukutani K, Magkoev T T 2018 *Russ. J. Phys. Chem. A* **92** 122
- [12] Ren G H, Zhao H W, Zhang J B, Tian Z, Gu J Q, Ouyang C M, Han J G, Zhang W L 2017 *Infrared Laser Eng.* **46** 08250011
- [13] Wiesauer K, Jordens C 2013 *J. Infrared Milli Terahz Waves* **34** 663
- [14] Nick C J, van der Valk, Willemine A M, van der Marel, Paul C M, Planken 2005 *Opt. Lett.* **30** 2802
- [15] Kanda N, Konishi K, Kuwata-Gonokami M 2007 *Opt. Express* **15** 11117
- [16] Zhang R X, Cui Y, Sun W F, Zhang Y 2008 *Appl. Opt.* **47** 6422
- [17] Wang X K, Cui Y, Sun W F, Ye J S, Zhang Y 2010 *J. Opt. Soc. Am. A* **27** 2387
- [18] Wang X K, Shi J, Sun W F, Feng S F, Han P, Ye J S, Zhang Y 2016 *Opt. Express* **24** 7178
- [19] Wang X K, Wang S, Xie Z W, Sun W F, Feng S F, Cui Y, Ye J S, Zhang Y 2014 *Opt. Express* **22** 24622
- [20] Shang Y J, Wang X K, Sun W F, Han P, Yu Y, Feng S F, Ye J S, Zhang Y 2018 *Opt. Lett.* **43** 5508
- [21] Fu M X, Quan B G, He J W, Yao Z H, Gu C Z, Li J J, Zhang Y 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 1219041

- [22] Boivin A, Wolf E 1965 *Phys. Rev.* **138** B1561 [社] 第184—188页]
[23] Shen C Y, Jin S Z 2017 *Principles of Optics* (2th Ed.) (Beijing: Tsinghua University Press) pp184–188 (in Chinese) [沈长宇, 金尚忠 2017 光学原理 (第2版) (北京: 清华大学出版社) 第184—188页]
[24] Yao Q J 2014 *Optical Tutorial* (Beijing: Higher Education Press) p224 (in Chinese) [姚启钧 2014 光学教程 (北京: 高等教育出版社) 第224页]

Birefringence characteristics of magnesium oxide crystal in terahertz frequency region by using terahertz focal plane imaging^{*}

Jiang Wei Zhao Huan Wang Guo-Cui Wang Xin-Ke Han Peng[†]
Sun Wen-Feng Ye Jia-Sheng Feng Sheng-Fei Zhang Yan

(Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China)

(Received 20 May 2020; revised manuscript received 12 June 2020)

Abstract

Fabricating integratable and high-efficiency optical polarization devices is one of the fundamentally important challenges in the field of terahertz optics. Compared with the traditional polarization materials such as quartz crystal and liquid crystal, MgO crystal is one of the most important potential candidates for fabricating terahertz optical devices due to its high transmittance in terahertz frequency region. To determine the birefringence characteristics of MgO crystal in the terahertz frequency region, the modulation of the polarization state of a terahertz wave through a $\langle 100 \rangle$ crystalline MgO flake is studied using terahertz focal plane imaging method. Within this approach, the polarization of a terahertz wave can be intuitively identified from the imaging of the amplitude and the phase of the z -direction component of terahertz electric field. By measuring the imaging of both the amplitude and the phase of terahertz field with and without passing through the $\langle 100 \rangle$ crystalline MgO flake, it is found that the left and right circularly polarized light are converted into perpendicular linearly-polarized light after passing through the MgO flake. The polarization direction of the linearly polarized light changes with the rotating of MgO flake along the direction perpendicular to the light propagation. The conversion between the linearly polarized light and the circularly polarized light is analyzed by using the Jones matrix approach. These properties indicate that the $\langle 100 \rangle$ crystalline MgO flake acts as a quarter wave plate for terahertz waves. To further identify the character of terahertz quarter wave plate, the refractive index of the ordinary and extraordinary light within terahertz frequency region of crystalline MgO crystal are measured by using transmission terahertz time-domain spectroscopy system. By comparing the phase difference between the ordinary and extraordinary light after passing through the MgO flake, it is shown that a quarter of wavelength difference between the ordinary and extraordinary light is obtained. These results indicate that the $\langle 100 \rangle$ crystalline MgO crystals can be used to fabricate quarter wave plates and relevant polarization devices in the terahertz band.

Keywords: terahertz, focal plane imaging, birefringence

PACS: 87.50.U-, 42.30.-d, 42.25.Lc

DOI: 10.7498/aps.69.20200766

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11774243, 11774246), the Youth Innovative Research Team of Capital Normal University, China (Grant No. 19530050146), and the Science and Technology Innovation Ability Construction Project of Capital Normal University, China (Grant Nos. 19530050170, 19530050180).

† Corresponding author. E-mail: hanpeng0523@163.com