

铌酸锂芯片上的太赫兹集成和时空超分辨成像

张琦¹, 吴强^{1*}, 张斌², 潘崇佩¹, 王日德¹, 卢瑶¹, 齐继伟¹, 许京军¹

¹南开大学物理科学学院泰达应用物理研究院弱光非线性光子学教育部重点实验室, 天津 300457;

²中国民航大学理学院, 天津 300300

摘要 飞秒激光与铁电晶体铌酸锂作用可以激发出太赫兹波段的声子极化激元。当铌酸锂的厚度减小至亚波长量级时, 晶片就成为一个将太赫兹波产生、传输、调控、探测、与物质或微结构相互作用等过程集于一体的集成化芯片, 为太赫兹波的研究和应用提供了平台。同时, 利用时空超分辨成像技术可以对芯片中太赫兹波的传输以及与微结构作用过程进行可视化和定量分析。回顾了一些基于铌酸锂芯片的工作, 比如太赫兹波传输特性的研究、频率可调谐太赫兹波源的产生、微结构对太赫兹波的调控等, 这些工作说明亚波长铌酸锂芯片是一个很有前途的太赫兹集成器件。

关键词 太赫兹; 铌酸锂; 时空超分辨成像; 声子极化激元; 微腔; 超材料

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0508003

Terahertz Integration and Spatio-Temporal Super-Resolution Imaging on LiNbO₃ Chip

Zhang Qi¹, Wu Qiang^{1*}, Zhang Bin², Pan Chongpei¹, Wang Ride¹,
Lu Yao¹, Qi Jiwei¹, Xu Jingjun¹

¹Key Laboratory of Weak-Light Nonlinear Photonics, Ministry of Education, TEDA Institute of Applied Physics and School of Physics, Nankai University, Tianjin 300457, China;

²College of Science, Civil Aviation University of China, Tianjin 300300, China

Abstract Terahertz phonon polaritons can be generated in ferroelectric crystal LiNbO₃ using femtosecond laser pulses. When the crystal thickness becomes comparable with or less than the terahertz wavelength, LiNbO₃ functions as an integrated chip that integrates the processes of generation, propagation, control, and detection of terahertz wave and its interaction with materials or microstructures. This provides a platform for the research and applications of terahertz waves. Moreover, by using the spatio-temporal super-resolution imaging technology, the transmission in the chip and interaction of terahertz waves with microstructures can be visualized and quantitatively analyzed. This paper reviews some works on the LiNbO₃ chip, such as the research on terahertz propagation characteristics, generation of frequency-tunable terahertz sources, and terahertz modulation using microstructures. These results demonstrate that the subwavelength LiNbO₃ chip is a promising terahertz integrated device.

Key words terahertz; LiNbO₃; spatio-temporal super-resolution imaging; phonon polariton; microcavity; metamaterials

OCIS codes 300.6495; 100.0118; 130.3730

1 引言

太赫兹波是指频率在 0.1 THz 到 10 THz 之间的电磁波。近年来, 由于太赫兹波在分子调控^[1-2]、

光谱学^[3-4]、超导体^[5-6]等领域, 以及物质鉴别^[7-8]、高分辨率成像^[8-9]和无线通信^[10-11]等应用上的独特优势, 科学家们将目光转移到太赫兹波段, 并在寻找有效、实用的太赫兹波源和太赫兹探测器的研究上取

收稿日期: 2018-12-08; 修回日期: 2019-01-23; 录用日期: 2019-02-18

基金项目: 国家自然科学基金(61705013, 11874229)、高等学校学科创新引智计划(111 计划)(B07013)、长江学者和创新团队发展计划(IRT_13R29)

* E-mail: wuqiang@nankai.edu.cn

得了一定进展^[12-17]。建立一个微型化的太赫兹集成平台,将太赫兹的激发、传输、调控、探测等过程集成为一个微型元件上,是太赫兹器件实用化的一个重要环节^[18-20]。铌酸锂亚波长晶片被认为是一种具有上述功能的太赫兹集成化芯片^[18],晶片中的太赫兹波来源于离子晶体,尤其是铁电晶体(例如铌酸锂、钽酸锂等)中广泛存在的太赫兹波段的声子极化激元^[21-22]。20世纪80年代,贝尔实验室的科学家们首次使用飞秒激光在铁电晶体中成功激发出了声子极化激元^[23]。到目前为止,研究人员已利用飞秒激光在铌酸锂太赫兹光学芯片上进行了太赫兹波产生^[24-26]、传输^[22,27]、调控^[28-31]、探测^[32-34]、与物质或微结构相互作用^[35-36]等方面的工作。基于铌酸锂芯片的集成平台具有非常多的功能,例如:1)通过调整抽运激光的脉冲形态和激发方式,获得不同中心频率和带宽的太赫兹波源,方便后续的研究和利用;2)基于铌酸锂的电光效应,利用时空超分辨成像将太赫兹波的传输过程、与微结构或物质相互作用的过程实时记录下来,有助于太赫兹波的瞬态研究;3)通过在铌酸锂芯片上设计微结构,实现对芯片中太赫兹波的调控,进一步促进铌酸锂芯片的应用。

本综述从上述三点入手,对亚波长铌酸锂芯片的功能进行详细介绍。

2 声子极化激元的基本物理概念

在量子物理中,晶格振动产生的格波的能量是可以量化的,它的能量子称为声子。由于晶格振动有声频支和光频支两种模式,所以相应的就有两种声子——声学声子和光学声子。值得注意的是光学声子中的横光学声子,当光波照射在晶体表面上时,由于光是横波,会在晶体内产生横向电磁场,对光频支横波产生影响。当光子的频率与横光学声子的频率非常接近时,二者就会发生强烈的耦合作用,产生声子极化激元,即光子与横光学声子耦合的量子。黄昆先生关于极化激元的工作具有开创性和里程碑意义^[37]。1951年,黄昆先生在《论辐射场和离子晶体间的相互作用》一文中首次预言了声子极化激元的存在,并提出了著名的黄昆方程^[38-39]。1958年,物理学家 Hopfield 研究光子与激子相互耦合时对极化激元进行了命名^[40]。1965年,物理学家 Henry 和 Hopfield 在做半导体材料磷化镓的拉曼散射实验时首次观察到声子极化激元^[41]。1984年,贝尔实验室的科研人员利用飞秒激光脉冲在铁电晶体材料中成功地激发出了瞬态太赫兹电响应^[23],也

就是现在所说的太赫兹声子极化激元。之后声子极化激元的研究受到了科研工作者的广泛关注,并得到了快速发展。

下面将简单介绍声子极化激元的理论。以麦克斯韦方程组作为理论基础来推导太赫兹声子极化激元的宏观传输特点^[42-43],结合黄昆方程,声子极化激元的波动方程可总结为

$$\ddot{\mathbf{Q}} + \Gamma\dot{\mathbf{Q}} - b_{11}\mathbf{Q} = b_{12}\mathbf{E}, \quad (1)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2/\epsilon_{\omega \rightarrow \infty}} \ddot{\mathbf{A}} = -\mu_0 \omega_{\text{TO}} \sqrt{\epsilon_0 (\epsilon_{\omega \rightarrow 0} - \epsilon_{\omega \rightarrow \infty})} \dot{\mathbf{Q}}, \quad (2)$$

式中: \mathbf{Q} 为描述长光学波运动的宏观量,它正比于正负离子位移之差; \mathbf{E} 为宏观电场;系数 b_{11} 和 b_{12} 分别为与物质性质和单轴晶体光轴方向相关的常数; Γ 为阻尼项; ϵ_0 和 μ_0 分别为对应自由空间的介电常数和磁导率; c 为真空中的光速; $\epsilon_{\omega \rightarrow 0}$ 和 $\epsilon_{\omega \rightarrow \infty}$ 分别为低频和高温极限下晶体的相对介电常数; ω_{TO} 为横光学声子的角频率; \mathbf{A} 为矢势,并且在非磁性材料中有 $\mu_0 \mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$ 。根据(1)~(2)式并忽略阻尼项,可以得到铁电晶体铌酸锂中声子极化激元的色散曲线,如图1所示。其中,实线是声子极化激元的两支, ν_{TO} 和 ν_{LO} 分别是横向和纵向光学声子模式的共振频率,两条虚线分别表示高频(波速 $c/\sqrt{\epsilon_{\omega \rightarrow \infty}}$)和低频(波速 $c/\sqrt{\epsilon_{\omega \rightarrow 0}}$)极限下的光学色散。由图1可知,声子极化激元的频率在太赫兹波段,并且当频率较低(小于3 THz)时,声子极化激元的光学特性表现得更明显。

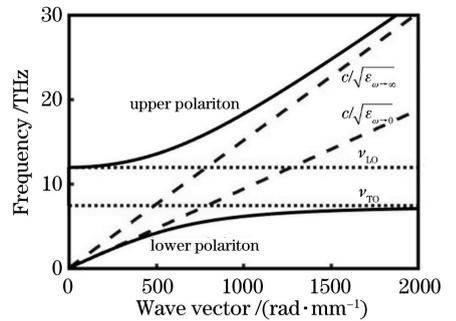


图1 铌酸锂中声子极化激元的色散曲线

Fig. 1 Dispersion curves of phonon polariton in LiNbO₃

对于飞秒激光激发声子极化激元的机理,目前还存在不同的观点。主要的观点有冲击受激拉曼散射理论^[44-45]、飞秒激光的差频作用^[46]和光整流^[47]。本综述采用第一种解释,当利用飞秒激光激发声子极化激元时,需要在(1)式中引入一个驱使力项,即:

$$\ddot{\mathbf{Q}} + \Gamma\dot{\mathbf{Q}} - b_{11}\mathbf{Q} = b_{12}\mathbf{E} + \mathbf{F}_{\text{ISRS}}. \quad (3)$$

该项来源于外加光电场施加的冲击受激拉曼 (ISRS) 力 F_{ISRS} , 因此声子极化激元的一些性质, 比如中心频率、带宽, 都随飞秒激光的性质而改变, 这对声子极化激元的激发和调控是非常有利的。

铌酸锂是一种光学性能优异且应用广泛的铁电晶体。当将飞秒激光聚焦到铌酸锂晶体上时, 由于飞秒激光在晶体中传播的速度和产生的太赫兹声子极化激元传播的速度不同, 会形成切连科夫辐射波形^[48], 其波前与抽运光传输方向的夹角 α 、抽运光的速度 v_g^{pump} 以及太赫兹声子极化激元的速度 v_p^{pol} 满足关系式 $\alpha = \arcsin(v_p^{pol}/v_g^{pump})$ 。如图 2 所示, 抽运光(箭头所示)通过铌酸锂晶体激发声子极化激元, 它的波前方向(虚线所示)与抽运光入射方向成一夹角, 此夹角正是切连科夫角 α 。

鉴于倾斜的波前不利于研究, 这里将铌酸锂的厚度减小至亚波长量级, 它将起到一个亚波长平板波导的作用, 使波前方向与波导边界垂直。为了更直观地说明晶体厚度对太赫兹波前的影响, 这里展示了厚度分别为 500, 250, 100, 50 μm 的铌酸锂平

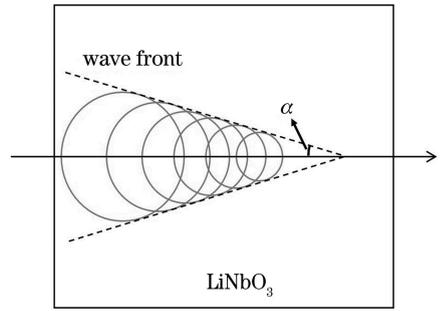


图 2 飞秒激光脉冲在铌酸锂中形成的切连科夫辐射^[34]
Fig. 2 Cherenkov radiation in LiNbO₃ generated by femtosecond laser pulse^[34]

板波导内太赫兹波传播时场强分布的模拟结果, 如图 3 所示。可见: 前两种厚度不符合亚波长的条件, 能够看出在传播方向上波前依然是倾斜的, 在波导内边界多次反射传输, 没有形成稳定模式; 而后两种亚波长厚度的铌酸锂内形成了稳定传播的模式, 波前方向垂直于波导边界。亚波长波导的特性是铌酸锂芯片将太赫兹波的产生、传输、调控、探测、与物质相互作用等过程集成化的基础。

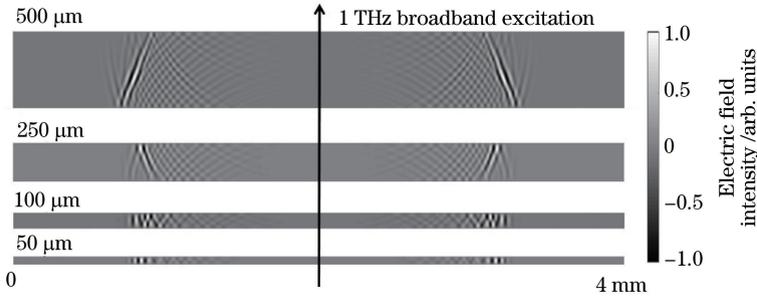


图 3 模拟得到的不同厚度铌酸锂晶体中太赫兹电场强度分布图

Fig. 3 Simulated terahertz electric field intensity distributions in LiNbO₃ crystals with different thicknesses

3 铌酸锂芯片中太赫兹波的激发、探测和传输

3.1 太赫兹波的激发

首先介绍利用飞秒激光在铌酸锂芯片中激发太赫兹声子极化激元的实验方法。在本综述所提到的实验中, 均选用中心波长为 800 nm、脉冲宽度为 120 fs、重复频率为 1 kHz 的掺钛蓝宝石飞秒激光脉冲。将产生的激光脉冲通过分束镜分成能量比为 9:1 的两束, 抽运光和探测光。抽运光通过延迟线后再经过柱透镜线聚焦于亚波长铌酸锂芯片上(一般研究中使用的芯片厚度为 50 μm), 如图 4 所示, 聚焦方向沿 z 轴, 激发的太赫兹波沿 x 方向传输。铌酸锂光轴与激发光的偏振是平行的, 都沿着 z 轴方向, 以保证激发效率的最大化。这是一种简单的激

发宽带太赫兹波的方式。探测光经过偏硼酸钡 (BBO) 晶体倍频成 400 nm, 再经过空间滤波和扩束后均匀地照射在样品表面, 这样就搭建了一套抽运-探测光路系统, 如图 5 所示。

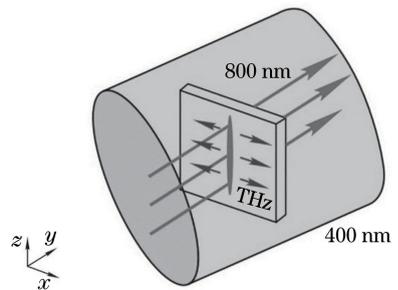


图 4 铌酸锂晶体中抽运-探测过程示意图^[34]
Fig. 4 Schematic of pump-probe process in LiNbO₃ crystal^[34]

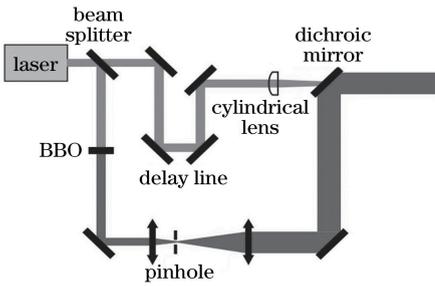


图 5 太赫兹声子极化激元抽运-探测系统示意图^[34]
Fig. 5 Schematic of pump-probe system of terahertz phonon polariton^[34]

通过对抽运光脉冲进行整形,或者改变激发方式,可以获得窄带宽的太赫兹波。脉冲整形中一种简单的方法是利用闪耀光栅倾斜抽运光的波前^[24]。具体步骤是,取抽运光经过光栅后的-1级衍射光,通过柱透镜将光栅的像成在铌酸锂表面,此时抽运光的波前与铌酸锂表面的倾角 γ 满足 $\tan \gamma = \frac{\tan \gamma_1}{M}$ 。其中: γ_1 为-1级衍射光波前倾斜的角度,它与抽运光入射到光栅的角度以及光栅参数有关; M 为成像的放大率。波前倾斜的抽运光入射到铌酸锂芯片上时,波前和芯片的交点会随着光的传播而发生移动。如图6所示,抽运光以 $v_{\text{NIR}} = c$ 的速度通过样品时,会产生不同频率的太赫兹波。同时,波形和芯片交点处的横向速度为 $v_{\text{int}} = c \cot \gamma$,当铌酸锂中频率为 ω 的太赫兹波相速度满足 $v_{\text{THz}}(\omega) = v_{\text{int}} = c / n_{\text{eff}}(\omega)$ 时,该频率的波会随着交点的移动而不断地被增强,而其他频率成分则被耗散,结果就使得激发的声子极化激元的带宽越来越窄。其中的 $n_{\text{eff}}(\omega)$ 指频率为 ω 的太赫兹波在铌酸锂芯片中的有效折射率,不同太赫兹频率成分在芯片中的有效折射率将在3.3节给出。从上述的公式中可以得到 $\tan \gamma = n_{\text{eff}}(\omega)$,也就是说,通过调整抽运光到光栅的入射角及成像放大率,就可以匹配出不同中心频率的窄带太赫兹波。无论是从实验的角度还是应用

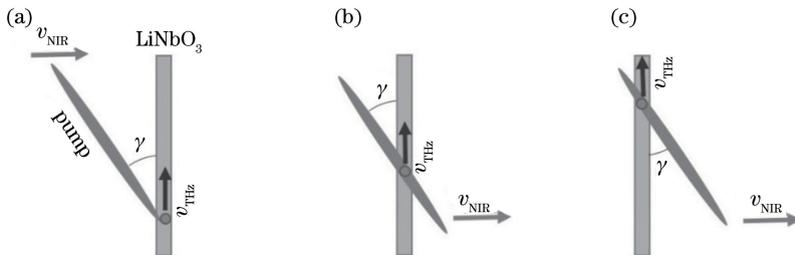


图 6 不同时刻倾斜波前与铌酸锂芯片交点的移动。(a)波前到达芯片;(b)波前进入芯片;(c)波前即将离开芯片
Fig. 6 Moving intersection of tilted wavefront with LiNbO₃ chip at different moments. (a) Wavefront reaching chip; (b) wavefront entering chip; (c) wavefront leaving chip

的角度看,可调频率的波源都是非常重要的。

如果需要带宽更窄的太赫兹波,有一种方法就是用柱透镜将抽运光聚焦到铌酸锂芯片的 $y-z$ 平面上^[26]。这样的好处是抽运激光和产生的太赫兹波是共线的,作用距离变长。如果某一频率的太赫兹波的有效折射率恰好等于抽运光在铌酸锂中的折射率,这个频率的太赫兹波就会被加强。因为作用距离增加,所以加强的幅度增大,从而使产生的太赫兹波的带宽变得更窄,带宽可以到几十个吉赫兹。

3.2 铌酸锂芯片中太赫兹波的时空超分辨成像

由于铌酸锂晶体的电光效应,当抽运脉冲激发的太赫兹波在晶体中传播时,就会改变晶体的折射率。此时如果使同源飞秒激光探测脉冲通过折射率改变后的晶体,就会引入相应的相位改变。利用一些探测系统探测该相位的分布和大小,就可以获得太赫兹波的传输情况。太赫兹波的波长在几百微米,单个电磁振荡在皮秒量级,如果利用飞秒激光来探测太赫兹波的行为,探测脉冲的脉宽可在百飞秒量级,成像系统的空间分辨率可到 $3 \sim 5 \mu\text{m}$,即空间分辨率可以达到太赫兹波长的几十分之一,时间分辨率可以达到太赫兹波振荡周期的十分之一,所以对于太赫兹波来说是时空超分辨的。这里介绍两种探测系统,即:相衬成像法^[32]和自补偿偏振门成像法^[27]。

3.2.1 相衬成像法

相衬成像系统结构简单,成像清晰,分辨率高^[33]。图7为一种相衬成像光路示意图,探测光辐照样品后经过后续的由双透镜和一个相位板组成的 $4f$ (f 为透镜焦距)系统将铌酸锂芯片的像成到电荷耦合器件(CCD)探测器上。相位板置于第一个透镜的傅里叶面上,它的中心部分被移除一定的厚度。对于 400 nm 的光,相位板可以使从中心部分透过的光与四周产生 $\lambda/4$ 的光程差。探测光照射到样品上,在有信号的地方探测光发生衍射,零级衍射光和高阶

衍射光在空间上发生分离。如图 7 所示,零级衍射光沿着阴影部分传输,高阶衍射光沿着虚线部分传输。零级衍射光通过第一个透镜聚焦于相位板上的方形凹槽处,而高阶光从相位板的周围部分透过,从而使得两类光产生了 $\pi/2$ 的相位差。两类光在第二个透镜的焦平面处发生干涉,将相位变化信息转换成振幅信息,并由 CCD 探测器将该信息记录下来。

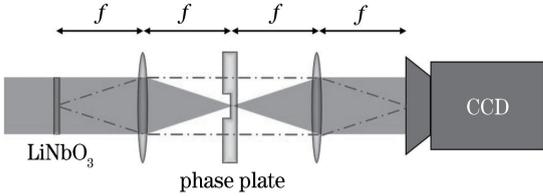


图 7 相衬成像示意图

Fig. 7 Schematic of phase contrast imaging

通过一维电动机控平移台控制抽运光与探测光到达铌酸锂芯片的光程差,可以对太赫兹声子极化激元产生和传播的整个过程进行实时成像探测。不仅如此,相衬成像也可以实现定量探测^[32]。探测光经过折射率变化的位置后,相位上有一定的变化。探测光相位的变化 $\Delta\varphi$ 与太赫兹声子极化激元的场强关系如下

$$\Delta\varphi(x, z, t) = 2\pi \frac{L}{\lambda} \Delta n(x, z, t) = 2\pi \frac{L}{\lambda} \frac{n_e^3 r_{33}}{2} E_{\text{THz}}(x, z, t), \quad (4)$$

式中: $\Delta n(x, z, t)$ 为铌酸锂晶体因电光效应产生的折射率变化; t 为太赫兹波传输的时间; L 为晶体的厚度; λ 为探测光波长; n_e 为探测光在铌酸锂中的异常折射率; r_{33} 为晶体的电光系数; E_{THz} 为探测光沿着 y 方向透过晶体时感应到的太赫兹波的平均场强。对于理想的 $\lambda/4$ 相位板,用相衬法记录的光强 $I(x, z)$ 与太赫兹波引发的相位变化 $\Delta\varphi(x, z)$ 有这样的关系^[32]:

$$I(x, z) = I_0(x, z)[1 - 2\Delta\varphi(x, z)], \quad (5)$$

式中: $I_0(x, z)$ 为无信号时探测光的光强。所以,通过探测到的某一时刻探测光强度的变化可以利用(4)~(5)式定量推导出该时刻铌酸锂中传输的太赫兹电场的场强,结果如图 8 所示。图 8(a)是宽带激发的太赫兹波的成像图,颜色的深浅代表太赫兹波的强弱,从图中可以明显地看出波导模式的建立。图 8(b)则是对应的电场振荡信号,说明宽带激发的太赫兹波能量可达 1 kV/cm 量级。鉴于这些优势,第 4 章介绍的工作均以相衬成像为探测手段。

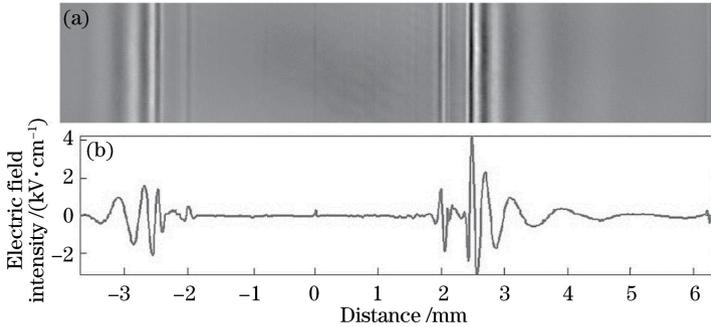


图 8 相衬成像的定量探测结果^[32]。(a)太赫兹波在激发 42 ps 后的相衬成像图;(b)对应的电场信号

Fig. 8 Quantitative detection results by phase contrast imaging^[32]. (a) Phase-contrast image of terahertz field after excitation of 42 ps; (b) corresponding electric field signal

3.2.2 自补偿偏振门成像法

偏振门成像法同样也能实现定量探测,并且对场的探测具有高灵敏度,不足是一般的偏振门探测法需要使用两块晶体对双折射效应进行补偿,但这会引入因晶体不均匀而带来的噪声。这里介绍的自补偿偏振门成像系统则解决了这一问题,具体的光路如图 9 所示。第一格兰泰勒棱镜起偏方向与 z 轴成 $+45^\circ$ 角,探测光经过晶体后,由于双折射效应,寻常光(o 光)与非寻常光(e 光)有不同的相位改变,使得探测光不再是线偏振光,此时如果直接用第二格

兰泰勒棱镜检偏,探测到的信号将会有一定的直流偏置,影响探测结果。所谓的自补偿就是通过 $4f$ 系统将晶体成像,并与自身精确重合,在成像光路中,使用一个光轴方向与第一格兰泰勒棱镜起偏方向相同的四分之一波片,使探测光两次经过该波片后的 o 分量和 e 分量被交换。因此,当探测光第二次通过晶体时,双折射效应被补偿,探测光重新变为线偏振光,从而可以被第二棱镜(检偏方向与第一棱镜垂直)完全消光。抽运光在探测光第一次通过晶体后到达晶体,这样探测光第一次经过晶体时不含

太赫兹波对晶体的调制信息,而第二次经过晶体时,晶体自身的双折射效应被补偿,同时太赫兹波的调制信息并没有被系统补偿,从而将改变探测光的偏振状态。这些信息通过第二棱镜由透镜成像在 CCD 探测器上。在成像透镜与第二格兰泰勒棱镜之间加一块四分之一波片是为了使探测光所携带的相位信息在 CCD 上能有正负之分。

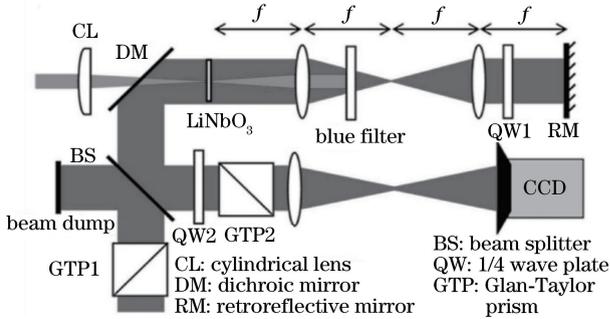


图 9 自补偿偏振门成像探测系统^[27]

Fig. 9 Measurement system of self-compensating polarization gating imaging^[27]

3.3 太赫兹波在铌酸锂芯片中的传输特性

基于时域信号和傅里叶变换得到的频域信息,

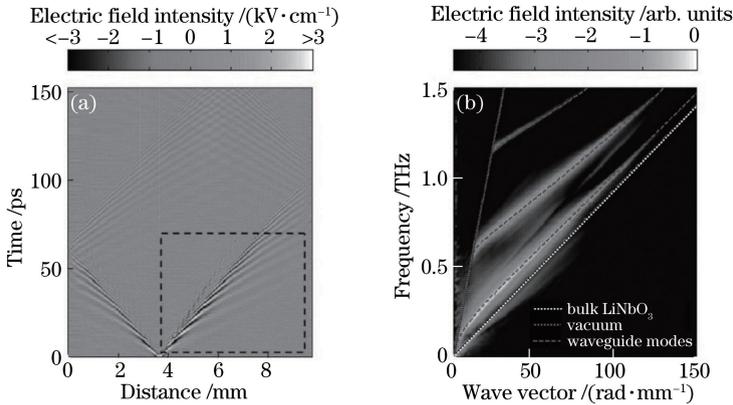


图 10 实验中太赫兹波的电场随空间-时间的演变和色散曲线^[32]。(a)太赫兹波的时空分布图;(b)太赫兹波传播的色散曲线

Fig. 10 Spatio-temporal evolution of terahertz wave electric field and dispersion curves in experiments^[32].

(a) Spatio-temporal distribution of terahertz wave; (b) dispersion curves for terahertz wave propagation

除了 TE 模式,当抽运光线聚焦的方向与铌酸锂的光轴存在一个夹角 θ 时,激发的太赫兹波就会出现横磁(TM)模式。针对这一模式,科研人员研究了 θ 分别为 20° 、 50° 、 70° 和 90° 时太赫兹波的传播模式,得到的结果如图 11 中的白色线条所示。实线和虚线分别是 TE 模式和 TM 模式的理论曲线^[27],可以看出:当 θ 较小时, TM 模式很弱, TE 模式占主导;当 $\theta > 70^\circ$ 时, TM 模式被激发到足够探测到的强度,而当 $\theta = 90^\circ$ 时,太赫兹波在铌酸锂芯片中以纯 TM 模式传播。根据色散曲线可以绘制出不同角度

可以讨论太赫兹波在各向异性亚波长铌酸锂波导中的传输特性。由于激发方式是线聚焦,所以可以认为在 z 方向产生的太赫兹波是均匀的,故而将传播图的信号沿 z 方向平均,使原来的二维传播图压缩为一维线,并将不同传播时间的线按顺序排在一起构成一张新的 $x-t$ 二维传播图,如图 10(a)所示,其中,纵轴为传播时间,横轴为空间位置,传播图完整地描述了太赫兹波在晶体中传输的时间空间特性。从图中可以清楚地看到太赫兹波不同的波导模式。对图 10(a)进行二维傅里叶变换,得到太赫兹波在铌酸锂芯片中传播的色散曲线,如图 10(b)中的实线所示,亮度表示电场强度,纵轴表示频率,横轴表示波矢,白色点线和灰色点线分别对应太赫兹波在块状铌酸锂和真空中的色散,虚线则是理论计算的太赫兹波在 $50 \mu\text{m}$ 厚铌酸锂芯片中的模式曲线^[27]。可以看出,太赫兹波出现了明显的模式色散,由于激发光偏振方向平行于铌酸锂光轴,太赫兹电场分量只沿着光轴方向,所产生的太赫兹波为横电(TE)模式,其中最下面的是 TE_0 ,中间的是 TE_1 ,最上面的是 TE_2 。

下 TE 和 TM 在铌酸锂芯片中的有效折射率,图 12 以 0° 和 70° 为例,给出了这两个角度下两种模式(TE 模式和 TM 模式)的有效相折射率和有效群折射率,其中,点线、虚线分别代表 TE 模式和 TM 模式,每张图中从左至右模式的阶数依次增大。有效折射率对获得频率可调谐的太赫兹波源,以及研究太赫兹波与微结构的相互作用有很大帮助。这里说明一点,因为 TE 模式的能量高,因此后面介绍的工作都是基于 $\theta = 0^\circ$ 的,即线聚焦的方向与铌酸锂芯片的光轴平行。

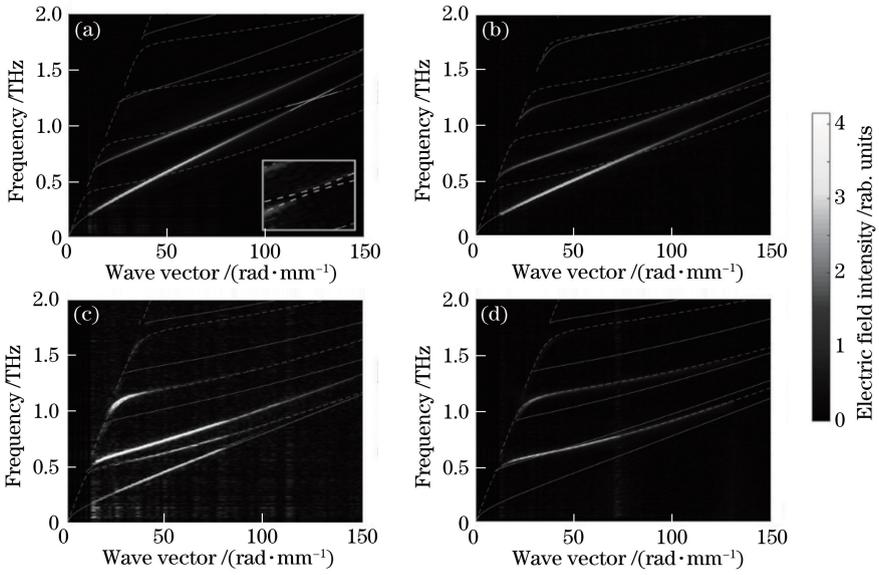


图 11 不同传输方向太赫兹波的色散曲线^[27]。(a) $\theta=20^\circ$; (b) $\theta=50^\circ$; (c) $\theta=70^\circ$; (d) $\theta=90^\circ$

Fig. 11 Dispersion curves of terahertz wave in different propagation directions^[27].

(a) $\theta=20^\circ$; (b) $\theta=50^\circ$; (c) $\theta=70^\circ$; (d) $\theta=90^\circ$

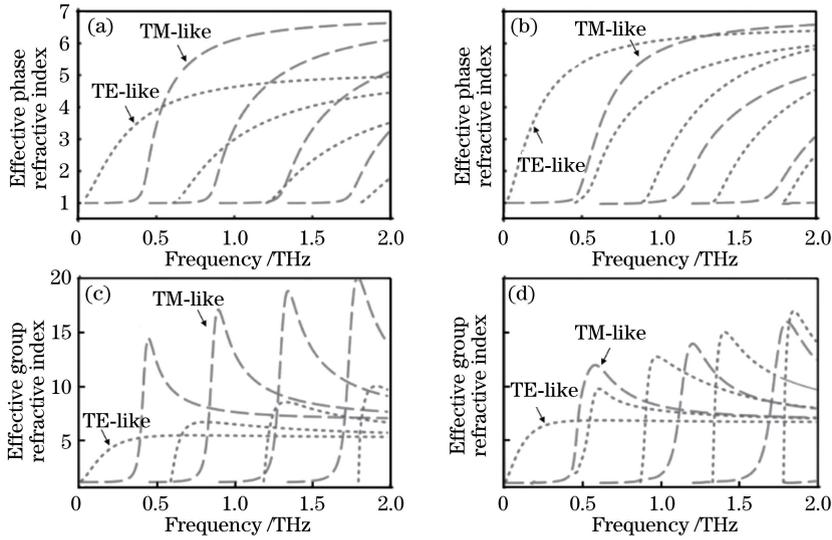


图 12 太赫兹波在铌酸锂芯片中的有效折射率^[27]。(a) $\theta=0^\circ$, 有效相折射率; (b) $\theta=70^\circ$, 有效相折射率;

(c) $\theta=0^\circ$, 有效群折射率; (d) $\theta=70^\circ$, 有效群折射率

Fig. 12 Effective refractive indexes of terahertz waves in LiNbO_3 chip^[27]. (a) $\theta=0^\circ$, effective phase refractive index;

(b) $\theta=70^\circ$, effective phase refractive index; (c) $\theta=0^\circ$, effective group refractive index; (d) $\theta=70^\circ$, effective group refractive index

4 构造微结构实现太赫兹调控

4.1 在铌酸锂芯片上构造微结构

一个成熟的太赫兹集成平台需要有对太赫兹波的振幅、频率、偏振等传输性质进行调控的能力^[49-52]。对于铌酸锂芯片来说,一个简单且有效的实现太赫兹调控的方法是在芯片表面或内部构建与太赫兹波发生作用的功能结构,例如波导^[49]、微

腔^[36,50]、超材料^[30-31]等。图 13 所示的是显微镜下观察到的几个在铌酸锂芯片上构造的微结构,其中:图 13(a)所示的偶极天线和图 13(b)所示的开口谐振环阵列是采用光刻方法加工的,这种方法一般用来在芯片表面构建金属微结构;图 13(c)所示的倾斜波导和图 13(d)所示的光子晶体是利用飞秒激光直写技术^[53]在芯片中加工出空气槽,实现微结构构建的。

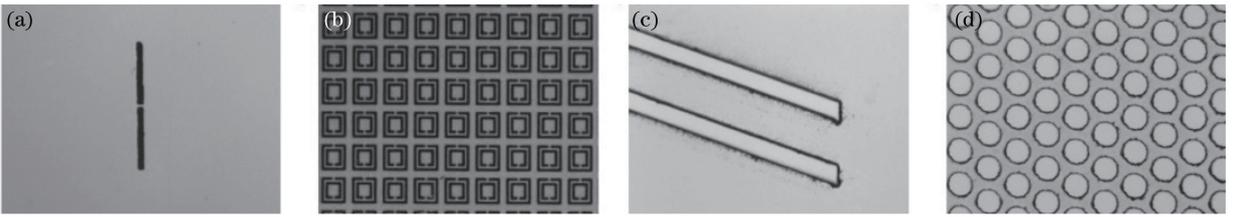


图 13 铌酸锂芯片上的功能结构。(a)偶极天线;(b)开口谐振环阵列;(c)倾斜波导;(d)光子晶体
Fig. 13 Functional structures on LiNbO₃ chip. (a) Dipole antenna; (b) array of split ring resonators; (c) tilted waveguide; (d) photonic crystal

4.1.1 光刻法构建微结构

在铌酸锂芯片表面构造微结构需要利用光刻和镀膜技术。这里以正胶为例,简要说明构建微结构的步骤。首先,因为铌酸锂芯片易碎,须用有机黏合剂(无色指甲油最佳)将芯片固定在载玻片的中央。准备以设计的微结构为镂空图样的掩模板,经过甩胶、曝光、显影等一系列光刻基本步骤后,铌酸锂芯片上与镂空图样相同形状的光刻胶因曝光变性后被显影液洗掉,其余的部分未被曝光,留在芯片上。与太赫兹波作用的表面结构一般是金属,采用的镀膜方法是磁控溅射。这种镀膜方式相比于其他方式,例如热蒸镀,对基片的要求更低,损害也更低,适用于铌酸锂芯片上的镀膜。金是相关实验中比较常用的金属,镀金时,因为金膜与铌酸锂的附着力一般,所以经常会预先溅射厚度约为 10 nm 的钛膜,以加强金膜与芯片之间的黏合性。最后将铌酸锂芯片放在丙酮中浸泡,以去除剩余的正胶和附着在正胶上的金属

膜,同时也可以洗掉芯片和载玻片之间的黏合剂。最终,设计的金属结构便留在了芯片表面。

4.1.2 飞秒激光直写法构建微结构

飞秒激光直写加工平台光路如图 14 所示。光源的脉宽、波长、重复频率等参数与抽运-探测光路相同,快门用来控制光线是否照射样品。半波片和格兰泰勒棱镜能够对激光的功率进行调节,通过旋转半波片得到任意偏振的线偏光,再经过作为检偏器的格兰泰勒棱镜,实现光强从 0 到最大值的连续调节,从而控制实验条件。飞秒激光透过二向色镜,由物镜聚焦至铌酸锂样品。样品由三维电动平移台夹持,计算机控制三维平台和快门联动,按照设定图样的轮廓进行扫描加工。探测光路的搭建是为了通过相机上的实时图像观测加工效果。加工样品时,针对不同的结构需要控制的参数有激光功率、扫描速度以及扫描次数,最佳参数的选择可以通过一些预实验进行确定。

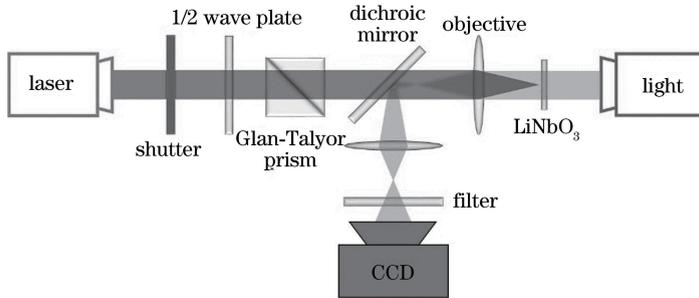


图 14 飞秒激光直写加工平台示意图

Fig. 14 Schematic of machining platform for femtosecond laser direct writing

4.2 太赫兹波在矩形亚波长波导中的传输

二维亚波长波导是光子集成平台和微型化光子器件的重要组成部分。在片上集成平台中,矩形亚波长波导是重要的元件,因为它相比于圆形波导(如光纤)更容易在片上制造。这里介绍的工作就是在铌酸锂芯片上构建矩形亚波长波导^[49],并探究太赫兹波在矩形波导中的传输特性。具体的实验方法如图 15 所示,线聚焦激发的太赫兹波进入 z 方向宽度

为 $200 \mu\text{m}$ 的矩形波导,与波导外线 1 处的色散曲线对比,波导内线 2 的色散曲线在白色虚线框的部分明显不同,表现为在低频或接近截止频率时,太赫兹波有较高的相速度和较低的群速度,该结果可以由有效折射率理论证实。值得注意的是,由于亚波长的特性,通常的马卡提里分析方法在这里并不适用。这项工作对设计和应用矩形亚波长波导具有一定的指导意义。

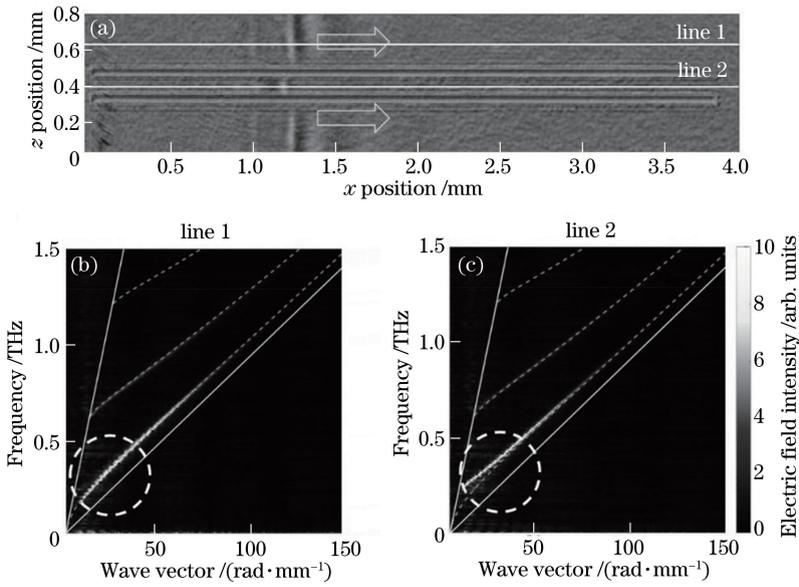


图 15 太赫兹波在矩形波导中传播的成像图和色散曲线^[49]。

(a) 实验中的太赫兹波成像图; (b) 线 1 的色散曲线; (c) 线 2 的色散曲线

Fig. 15 Image and dispersion curves of terahertz wave propagating in rectangular waveguide^[49].

(a) Image of terahertz wave in experiment; (b) dispersion curves of line 1; (c) dispersion curves of line 2

4.3 太赫兹波与微腔结构的作用

过去几年里,由于对特定频率光的选择和限制能力,光学微腔的发展很迅速,相关的器件在很多应用中已不可或缺^[54-55]。典型的微腔种类有法布里-珀罗谐振腔、回音廊腔和光子晶体腔等。这里介绍的是在铌酸锂芯片上构建的法布里-珀罗谐振腔^[36],它由两部分组成,即:居于中心的部分以及包含交替排列周期性介质层(空气/铌酸锂)的两个“反射镜”,这种结构也称为均匀布拉格光栅,对特定频率具有高反特性,中间的缺陷则支持局域模式。布拉格光栅的具体参数如下:周期为 200 μm ,左右各 10 个周期,刻

蚀空气槽长度为 1 mm,宽度为 100 μm ;中间的缺陷宽度为 300 μm 。将加工后的样品放入相衬成像探测系统中,调整样品位置使抽运光线聚焦在缺陷中心处,可以激发出宽带太赫兹波。

铌酸锂芯片的优势在于能够通过成像提供太赫兹波与微腔作用时的时空信息,这是其他系统很难给出的。图 16(a)~(b)显示了太赫兹脉冲从激发到向两边传播至结构时的情形,图 16(c)~(e)则描述了两个太赫兹时域信号相互作用的过程。在图 16(c)中,这两个太赫兹脉冲被布拉格光栅结构反射;在图 16(d)中,两波在激发处相遇,信号因干涉

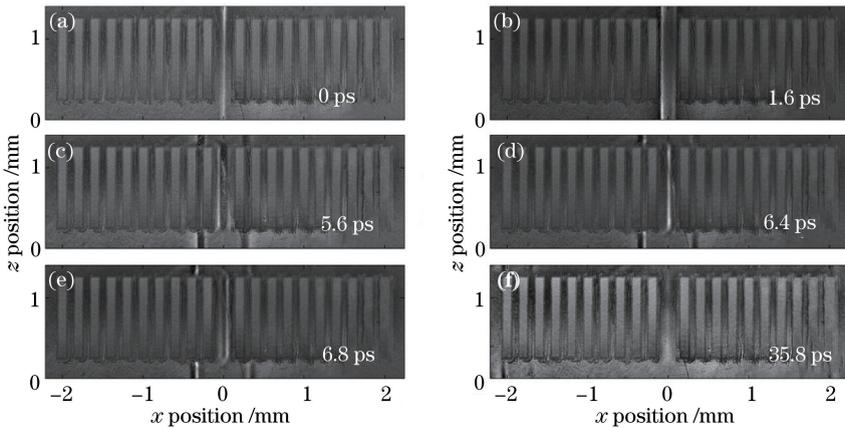


图 16 不同时间延迟 Δt 下法布里-珀罗谐振腔中太赫兹场的分布图^[36]。(a) $\Delta t = 0$ ps; (b) $\Delta t = 1.6$ ps; (c) $\Delta t = 5.6$ ps; (d) $\Delta t = 6.4$ ps; (e) $\Delta t = 6.8$ ps; (f) $\Delta t = 35.8$ ps

Fig. 16 Terahertz field distributions in Fabry-Perot resonator at different time delays Δt ^[36]. (a) $\Delta t = 0$ ps; (b) $\Delta t = 1.6$ ps; (c) $\Delta t = 5.6$ ps; (d) $\Delta t = 6.4$ ps; (e) $\Delta t = 6.8$ ps; (f) $\Delta t = 35.8$ ps

增强,随后两波分开重现其波形,如图 16(e)所示。布拉格光栅导致波不断反射并相互干涉,这是微腔中形成驻波的原因。图 16(f)表明了驻波模式的长寿命,在 35.8 ps 后,微腔中的局域模式依旧清晰可见,而与此同时,平板波导中的波已经传播到结构外侧。在图 17 中给出了对应的位置-时间($x-t$)图和傅里叶变换得到的位置-频率($x-f$)图。其中 $x-t$ 图

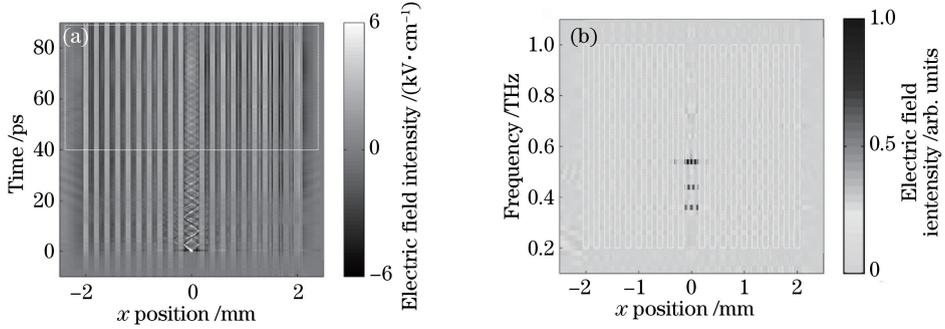


图 17 法布里-珀罗谐振腔的时空演化图和对应的傅里叶变换结果^[36]。(a) $x-t$ 图;(b) $x-f$ 图
Fig. 17 Spatio-temporal evolution in Fabry-Perot resonator and its Fourier transform^[36].

(a) $x-t$ plot; (b) $x-f$ plot

4.4 利用表面金属结构调控太赫兹波

与可见光和近红外波段相比,金属材料在太赫兹频段的损耗更小,故超材料在太赫兹波研究领域受到了广泛关注^[56-57]。将金属微结构镀在铌酸锂芯片表面,当太赫兹波经过金属所在区域时,就会被表面的金属结构影响。这里介绍三种表面金属结构:带尖端的偶极天线^[29]、表面金属条阵列^[30]和超表面天线阵列^[31]。带尖端的偶极天线的结构相对简单,它通过太赫兹波与天线结构发生共振的方式对太赫兹频率进行选择,并将共振的太赫兹波局域到芯片表面上。表面金属条阵列结构对铌酸锂芯片中的太赫兹波频率具有选择性,实现了对太赫兹波的滤波传输。超表面天线阵列则实现了太赫兹波从导波到表面波的转化。以上几种表面金属微结构器件实现了对太赫兹波传输的多种调控功能,促进了太

清楚地展示了太赫兹波的产生及被布拉格光栅结构束缚并在边界多次反射的时空演化过程,而从 $x-f$ 图可知法布里-珀罗谐振腔支持三种局域模式(0.36,0.44,0.54 THz)。法布里-珀罗谐振腔的研究有效地实现了对太赫兹波的选择和调控,对研究更复杂的微腔体系,尤其是时域研究,具有一定的借鉴作用。

赫兹表面集成设备的发展。

4.4.1 带尖端的偶极天线结构

带尖端的偶极天线的的设计示意图如图 18(a)所示,天线长为 112 μm ,宽为 10 μm ,两个尖端之间的间隔为 5 μm 。通过对相衬成像采集的时域信息进行傅里叶变换,可以得到天线间隙处的场增强情况。图 18(b)中展示了信号场强与参考场强之比($E_{\text{sig}}/E_{\text{ref}}$),其中, E_{sig} 是指天线间隙中心处的频谱,而 E_{ref} 是选取间隙中心正上方远离天线的一点的频谱。因为波源是线激发的,所以能够对参考点做这样的选择。从图 18(b)中可以看出,天线的间隙点在 0.22 THz 和 0.65 THz 处有明显的场增强,最大增强倍数为 14,出现在 0.22 THz 处。尖端结构的作用是为了获得更大的增强,而场增强所对应的频率 0.22 THz 和 0.65 THz 是天线的共振频率,与天线

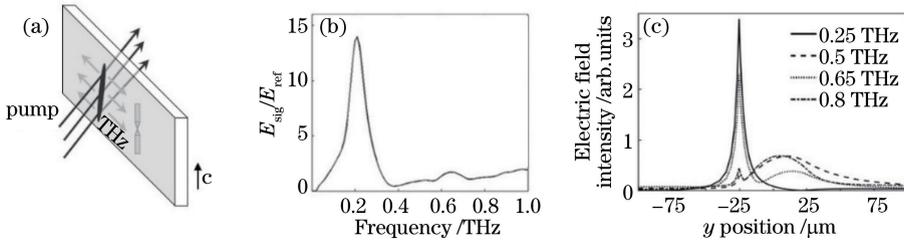


图 18 尖端天线的示意图以及实验和模拟结果^[29]。(a)实验示意图;
(b)缝隙处信号与参考值之比;(c)不同频率太赫兹场强在 y 方向的分布

Fig. 18 Schematic, experimental and simulated results of antennas with tips^[29]. (a) Schematic of experiment;
(b) ratio of gap signal to reference value; (c) intensity distributions of terahertz fields with different frequencies in y direction

的长度及间隙处的有效折射率有关。为了探究表面天线对太赫兹波分布的影响,利用时域有限差分法模拟得到了太赫兹能量在厚度方向上的分布,结果在图 18(c)中展示, $y = -25 \mu\text{m}$ 与 $y = 25 \mu\text{m}$ 之间代表芯片的厚度, $y = -25 \mu\text{m}$ 代表天线的位。该图显示了接近共振频率的太赫兹波(0.25 THz 和 0.65 THz)能够被天线从芯片中引到表面上,越接近天线的一阶共振频率(0.25 THz),这种内部到表面的转化率就越高,而对于远离共振频率的太赫兹波(0.5 THz 和 0.8 THz),几乎看不到表面局域增强效果。总而言之,金属天线结构实现了对特定频率的太赫兹波的表面局域和增强,为铌酸锂芯片中太赫兹波的表面化应用提供了窗口。

4.4.2 表面金属条阵列结构

在设计超材料时,研究人员通常很注重单个原胞的作用,而忽视原胞之间的相互作用。基于原胞之间的相互作用,文献[30]的作者设计并制作了周

期阵列的超材料结构,它可以作为一个 0.6 ~ 1.0 THz 的带阻滤波器,其具体的结构参数如图 19 (a)所示,单个金属条长 $50 \mu\text{m}$,宽 $5 \mu\text{m}$,横向和纵向的间距都是 $50 \mu\text{m}$ 。图 19(b)是实验得到的 $x-t$ 二维传播图,在传播图中,根据金属条所在位置可以划分成几个区域。金属条所在区域为超材料区(Meta.),太赫兹未到达这个区域时,定义为入射区(Inc.),之后一部分被反射(Refl.),另一部分经过金属条从另一侧离开,即透射区(Tran.)。选取两条处在反射区和透射区的白线作为研究时段,给出了傅里叶变换后的频谱图,如图 19(c)所示。通过透射波的频谱以及与反射波频谱的对比能够得出,透射频段为 0.25 ~ 0.6 THz,而反射频段为 0.6 ~ 1.0 THz。该实验实现了金属条阵列对 0.6 ~ 1.0 THz 波段的带阻滤波作用,以及对 0.6 THz 以下频段的传输透明,由于色散、材料吸收等原因透过率可达到 70% 左右。

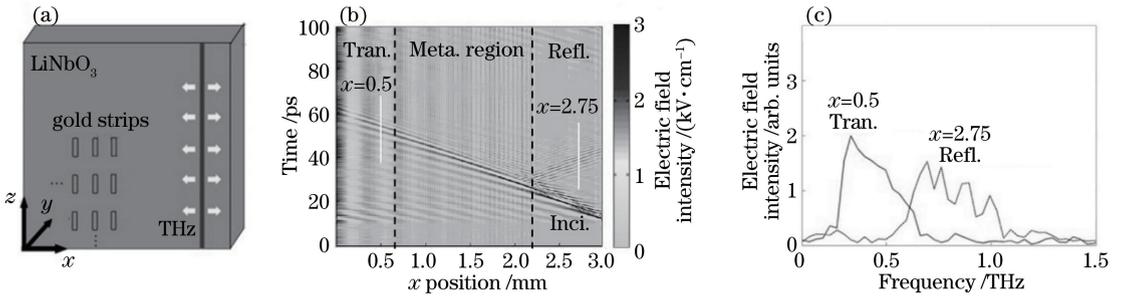


图 19 表面镀有金属条阵列的铌酸锂芯片示意图及太赫兹波的空间-时间分布图和傅里叶频谱^[30]。

(a) 实验示意图; (b) $x-t$ 图; (c) 透射和反射的频谱

Fig. 19 Schematic of LiNbO_3 chip with surfaced metamaterial structure, spatio-temporal evolution and Fourier spectra of terahertz wave^[30]. (a) Schematic of experiment; (b) $x-t$ plot; (c) transmitted and reflected spectra

4.4.3 超表面天线结构

为实现基于铌酸锂芯片的太赫兹片上光子集成回路,需要同时有效地控制导波和表面波。超表面天线是一种理想的解决方法,因为通过改变天线之间的亚波长间隔,或者空间变化天线的几何参数,例如天线的长度、方向和形状等,可以按照需求操控表面波的传输。在这里介绍一种通过超表面天线实现太赫兹波导模式到表面波模式转化的模型。实验样品示意图如图 20(a)所示,天线长度为 $70 \mu\text{m}$,对称天线的间隔为 $30 \mu\text{m}$,天线周期和宽度分别为 $12 \mu\text{m}$ 和 $6 \mu\text{m}$ 。当波导中的太赫兹波遇到超表面结构时,特定波段的光能量会转移到波导表面形成表面波。图 20(b)展示了天线缝隙区域中太赫兹波

传播的空间-时间分布图,同样以图 19(b)的方法划分区域,超材料区域的色散图显示在图 20(c)中。结果显示,超材料支持两个模式 I 和 II,白色虚线是 $50 \mu\text{m}$ 厚平板波导的理论模式。值得注意的是模式 I,在相同的频率下,传播常数 k_x 大于只有铌酸锂波导时的传播常数,这表明了表面波的形成。同时,由于器件尺寸与其工作带宽之间具有反比关系,天线阵列可用于实现宽带表面传输,这一点同样也可以从色散曲线上加以证实(0.15 ~ 0.33 THz)。综上,通过铌酸锂芯片和超表面天线的耦合实现了太赫兹波到表面波的转换,数值计算的结果证实耦合效率约为 62.6%。这项研究在高效控制亚波长波导能量分布方面具有重要意义。

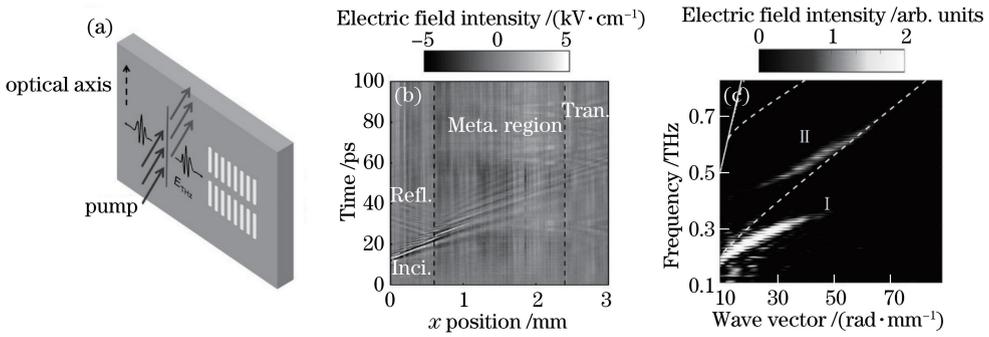


图 20 超表面天线的实验结果^[31]。(a)结构的示意图;(b)空间-时间分布图;(c)色散曲线

Fig. 20 Experimental results of metasurface antenna^[31]. (a) Structural diagram;
(b) spatio-temporal evolution; (c) dispersion curves

5 结束语

飞秒激光在铁电晶体铌酸锂中产生的声子极化激元,处于连接电子学和光子学的太赫兹频段,这使得其在太赫兹领域具有广阔的应用前景。当铌酸锂晶片的厚度小到亚波长量级时,晶片本身就成为一个集产生、传输、调控、探测、与物质或微结构相互作用于一体的集成化芯片。基于铌酸锂芯片,研究者们进行了很多对太赫兹波的研究:通过调制激发光的性质,满足抽运光(或其波前与芯片交点)在芯片中的传输速度与产生太赫兹波的速度匹配,得到频率可调谐的窄带太赫兹波;利用时空超分辨的相衬成像和自补偿偏振门成像方法,记录下太赫兹波在铌酸锂芯片中的传输行为,以及将太赫兹波和结构的作用过程可视化;在铌酸锂芯片上构建微结构,调控太赫兹波的电场分布,实现太赫兹波的局域增强、频率选择和表面波传输等。

基于以上研究,可以在铌酸锂芯片中将太赫兹的产生、传输、调控、探测等过程进一步优化,使集成化芯片实现更多实用的功能,例如:通过对激发光脉冲的精细调控,能够得到所需要的不同性质的太赫兹波源;通过加工出微结构,很多片上功能可以实现,如片上的法诺共振、等离子体诱导透明、单向传输等;导波能量的表面局域化和到表面传输模式的转换,可以推进表面物质探测和传感等应用。并且这些过程均可以由时空超分辨成像系统记录,这就为今后深入了解太赫兹波的时域传输特性,以及动态研究电磁波与微结构的作用过程提供了参考。随着太赫兹技术越来越被重视,可以预见,铌酸锂芯片将会在太赫兹光谱研究和非线性研究,以及传感、成像、通信等应用上发挥重要作用。

参 考 文 献

- [1] Sajadi M, Wolf M, Kampfrath T. Transient birefringence of liquids induced by terahertz electric-field torque on permanent molecular dipoles [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 14963.
- [2] Jelic V, Iwaszczuk K, Nguyen P H, *et al.* Ultrafast terahertz control of extreme tunnel currents through single atoms on a silicon surface[J]. *Nature Physics*, 2017, 13(6): 591-598.
- [3] Pan L D, Kim S K, Ghosh A, *et al.* Low-energy electrodynamics of novel spin excitations in the quantum spin ice $\text{Yb}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 4970.
- [4] Cole W T S, Farrell J D, Wales D J, *et al.* Structure and torsional dynamics of the water octamer from THz laser spectroscopy near $215 \mu\text{m}$ [J]. *Science*, 2016, 352(6290): 1194-1197.
- [5] Borodianskyi E A, Krasnov V M. Josephson emission with frequency span 1-11 THz from small $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ mesa structures [J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 1742.
- [6] Dienst A, Casandruc E, Fausti D, *et al.* Optical excitation of Josephson plasma solitons in a cuprate superconductor[J]. *Nature Materials*, 2013, 12(6): 535-541.
- [7] Davies A G, Burnett A D, Fan W H, *et al.* Terahertz spectroscopy of explosives and drugs [J]. *Materials Today*, 2008, 11(3): 18-26.
- [8] Woolard D L, Brown R, Pepper M, *et al.* Terahertz frequency sensing and imaging: a time of reckoning future applications? [J]. *Proceedings of the IEEE*, 2005, 93(10): 1722-1743.
- [9] Stantchev R I, Sun B Q, Hornett S M, *et al.* Noninvasive, near-field terahertz imaging of hidden objects using a single-pixel detector [J]. *Science Advances*, 2016, 2(6): e1600190.

- [10] Kleine-Ostmann T, Nagatsuma T. A review on terahertz communications research [J]. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2011, 32(2): 143-171.
- [11] Koenig S, Lopez-Diaz D, Antes J, *et al.* Wireless sub-THz communication system with high data rate [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(12): 977-981.
- [12] Siegel P H. Terahertz technology [J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2002, 50(3): 910-928.
- [13] Dragoman D, Dragoman M. Terahertz fields and applications [J]. *Progress in Quantum Electronics*, 2004, 28(1): 1-66.
- [14] Dey I, Jana K, Fedorov V Y, *et al.* Highly efficient broadband terahertz generation from ultrashort laser filamentation in liquids [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 1184.
- [15] Chai T T, Chai L, Zhu W A, *et al.* Improving output efficiency of terahertz wave by controlling temporal and spatial chirps of pump pulses. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026019.
柴婷婷, 柴路, 朱伟岸, 等. 调控抽运脉冲的时、空啁啾改善太赫兹波输出效率 [J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1026019.
- [16] Viti L, Hu J, Coquillat D, *et al.* Black phosphorus terahertz photodetectors [J]. *Advanced Materials*, 2015, 27(37): 5567-5572.
- [17] Huang Z M, Zhou W, Tong J C, *et al.* Extreme sensitivity of room-temperature photoelectric effect for terahertz detection [J]. *Advanced Materials*, 2016, 28(1): 112-117.
- [18] Stoyanov N S, Feurer T, Ward D W, *et al.* Integrated diffractive terahertz elements [J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 82(5): 674-676.
- [19] Huang S W, Yang J H, Yang S H, *et al.* Globally stable microresonator Turing pattern formation for coherent high-power THz radiation on-chip [J]. *Physical Review X*, 2017, 7(4): 041002.
- [20] Yao B C, Liu Y, Huang S W, *et al.* Broadband gate-tunable terahertz plasmons in graphene heterostructures [J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(1): 22-28.
- [21] Feurer T, Stoyanov N S, Ward D W, *et al.* Terahertz polaritonics [J]. *Annual Review of Materials Research*, 2007, 37(1): 317-350.
- [22] Stoyanov N S, Ward D W, Feurer T, *et al.* Terahertz polariton propagation in patterned materials [J]. *Nature Materials*, 2002, 1(2): 95-98.
- [23] Auston D H, Cheung K P, Valdmanis J A, *et al.* Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media [J]. *Physical Review Letters*, 1984, 53(16): 1555.
- [24] Werley C A, Nelson K A. Generation of multicycle terahertz phonon-polariton waves in a planar waveguide by tilted optical pulse fronts [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(10): 103304.
- [25] Chen Z, Zhou X B, Werley C A, *et al.* Generation of high power tunable multicycle terahertz pulses [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(7): 071102.
- [26] Yang H M, Qi J W, Pan C P, *et al.* Efficient generation and frequency modulation of quasi-monochromatic terahertz wave in lithium niobate subwavelength waveguide [J]. *Optics Express*, 2017, 25(13): 14766.
- [27] Yang C L, Wu Q, Xu J J, *et al.* Experimental and theoretical analysis of THz-frequency, direction-dependent, phonon polariton modes in a subwavelength, anisotropic slab waveguide [J]. *Optics Express*, 2010, 18(25): 26351.
- [28] Werley C A, Fan K B, Strikwerda A C, *et al.* Time-resolved imaging of near-fields in THz antennas and direct quantitative measurement of field enhancements [J]. *Optics Express*, 2012, 20(8): 8551.
- [29] Zhang Q, Qi J W, Wu Q, *et al.* Surface enhancement of THz wave by coupling a subwavelength LiNbO₃ slab waveguide with a composite antenna structure [J]. *Scientific Reports*, 2017, 7(1): 17602.
- [30] Zhang B, Wu Q, Pan C P, *et al.* THz band-stop filter using metamaterials surfaced on LiNbO₃ subwavelength slab waveguide [J]. *Optics Express*, 2015, 23(12): 16042.
- [31] Wang R D, Wu Q, Zhang Q, *et al.* Conversion from terahertz-guided waves to surface waves with metasurface [J]. *Optics Express*, 2018, 26(24): 31233.
- [32] Wu Q, Werley C A, Lin K H, *et al.* Quantitative phase contrast imaging of THz electric fields in a dielectric waveguide [J]. *Optics Express*, 2009, 17(11): 9219.
- [33] Werley C A, Wu Q, Lin K H, *et al.* Comparison of phase-sensitive imaging techniques for studying terahertz waves in structured LiNbO₃ [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2010, 27(11): 2350.
- [34] Wu Q, Chen Q Q, Zhang B, *et al.* Terahertz phonon polariton imaging [J]. *Frontiers of Physics*, 2013, 8(2): 217-227.
- [35] Sivarajah P, Ofori-Okai B K, Teo S M, *et al.* The homogenization limit and waveguide gradient index devices demonstrated through direct visualization of

- THz fields [J]. *New Journal of Physics*, 2015, 17 (1): 013013.
- [36] Pan C P, Wu Q, Zhang Q, *et al.* Direct visualization of light confinement and standing wave in THz Fabry-Perot resonator with Bragg mirrors [J]. *Optics Express*, 2017, 25(9): 9768.
- [37] Gan Z Z. Advances in polariton research: to commemorate the 90th anniversary of Mr. Huang Kun [J]. *Physics*, 2009, 38(8): 581-591.
甘子钊. 极化激元研究的进展: 纪念黄昆先生 90 诞辰 [J]. *物理*, 2009, 38(8): 581-591.
- [38] Huang K. On the interaction between the radiation field and ionic crystals [J]. *Proceedings of the Royal Society of London Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 1951, 208(1094): 352-365.
- [39] Huang K. Lattice vibrations and optical waves in ionic crystals [J]. *Nature*, 1951, 167(4254): 779-780.
- [40] Hopfield J J. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals [J]. *Physical Review*, 1958, 112(5): 1555.
- [41] Henry C H, Hopfield J J. Raman scattering by polaritons [J]. *Physical Review Letters*, 1965, 15 (25): 964.
- [42] Ward D W. *Polaritonics: an intermediate regime between electronics and photonics* [D]. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 2005.
- [43] Chen Z. *Modeling phonon-polariton generation and control in ferroelectric crystals* [D]. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 2009.
- [44] Dougherty T P, Wiederrecht G P, Nelson K A. Impulsive stimulated Raman scattering experiments in the polariton regime [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1992, 9(12): 2179.
- [45] Crimmins T F, Stoyanov N S, Nelson K A. Heterodyned impulsive stimulated Raman scattering of phonon-polaritons in LiTaO_3 and LiNbO_3 [J]. *The Journal of Chemical Physics*, 2002, 117(6): 2882-2896.
- [46] Rolland A, Loas G, Brunel M, *et al.* Non-linear optoelectronic phase-locked loop for stabilization of opto-millimeter waves: towards a narrow linewidth tunable THz source [J]. *Optics Express*, 2011, 19 (19): 17944.
- [47] Li D, Ma G H. Pump-wavelength dependence of terahertz radiation via optical rectification in (110)-oriented ZnTe crystal [J]. *Journal of Applied Physics*, 2008, 103(12): 123101.
- [48] Hu B B, Zhang X C, Auston D H, *et al.* Free-space radiation from electro-optic crystals [J]. *Applied Physics Letters*, 1990, 56(6): 506-508.
- [49] Lu Y, Wu Q, Zhang Q, *et al.* Propagation of THz pulses in rectangular subwavelength dielectric waveguides [J]. *Journal of Applied Physics*, 2018, 123(22): 223103.
- [50] Ofori-Okai B K, Sivarajah P, Werley C A, *et al.* Direct experimental visualization of waves and band structure in 2D photonic crystal slabs [J]. *New Journal of Physics*, 2014, 16(5): 053003.
- [51] Li S S, Chang S J, Zhang H, *et al.* Terahertz polarization splitter based on filled porous fiber [J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(7): 0723003.
李珊珊, 常胜江, 张昊, 等. 基于填充式多孔光纤的太赫兹偏振分离器 [J]. *光学学报*, 2014, 34(7): 0723003.
- [52] Mao C X, Zang X F, Zhu Y M. Research on interference of near-field terahertz vortex beams [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(1): 0114001.
茅晨曦, 臧小飞, 朱亦鸣. 太赫兹近场涡旋光束的干涉研究 [J]. *中国激光*, 2019, 46(1): 0114001.
- [53] Sivarajah P, Werley C A, Ofori-Okai B K, *et al.* Chemically assisted femtosecond laser machining for applications in LiNbO_3 and LiTaO_3 [J]. *Applied Physics A*, 2013, 112(3): 615-622.
- [54] Vahala K J. Optical microcavities [J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 839-846.
- [55] Kippenberg T J, Vahala K J. Cavity opto-mechanics [J]. *Optics Express*, 2007, 15(25): 17172.
- [56] Chen H T, O' Hara J F, Azad A K, *et al.* Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials [J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(5): 295-298.
- [57] Padilla W J, Aronsson M T, Highstrete C, *et al.* Electrically resonant terahertz metamaterials: theoretical and experimental investigations [J]. *Physical Review B*, 2007, 75(4): 041102.