

光学学报

基于奇异光学束缚态的古斯-汉欣位移增大

吴丰^{1,2}, 吴家驹¹, 郭志伟¹, 孙勇¹, 李云辉¹, 江海涛^{1*}, 陈鸿¹

¹ 同济大学物理科学与工程学院, 先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092;

² 广东技术师范大学光电工程学院, 广东 广州 510665

摘要 作为一类具有代表性的光学共振模式, 光学束缚态已被用于大幅增大古斯-汉欣位移。然而, 在大多数的研究工作中, 人们利用的是透射型的束缚态来增大古斯-汉欣位移。因此, 古斯-汉欣位移的峰值位于透射谱的极大值 (即反射谱的极小值) 处, 对应的反射率很低, 这不利于实验测量与实际应用。本综述阐述了本课题组在近年来利用两种奇异的光学束缚态增大古斯-汉欣位移的研究情况。第一种光学束缚态为四部分光栅-波导复合结构中的连续谱准束缚态。古斯-汉欣位移的峰值位于反射谱的极大值处, 反射率高达 100%。第二种束缚态为光子晶体异质结中的界面态。界面态的反射率可由光子晶体的虚相位的失配程度进行灵活调节。古斯-汉欣位移的峰值虽位于反射谱的极小值处, 但反射率仍可达到 97.6%。这两种奇异的光学束缚态在大幅增大古斯-汉欣位移的同时, 保持了较高的反射率, 这克服了传统增大古斯-汉欣位移的方法的低反射缺点。由于这两种奇异的光学束缚态具有较高的反射率, 古斯-汉欣位移将更容易在实验上被测量到, 因此后续有望将其应用在各类高性能传感器、光开关、光存储器件、波分(解)复用器件和偏振分光器件的设计中。

关键词 物理光学; 古斯-汉欣位移; 光学束缚态; 连续谱束缚态; 光学界面态

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0823006

Increase of Goos-Hänchen Shift Based on Exceptional Optical Bound States

Wu Feng^{1,2}, Wu Jiaju¹, Guo Zhiwei¹, Sun Yong¹, Li Yunhui¹, Jiang Haitao^{1*}, Chen Hong¹

¹ Key Laboratory of Advanced Microstructure Materials, Ministry of Education,

School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China;

² School of Optoelectronic Engineering, Guangdong Polytechnic Normal University, Guangzhou,

Guangdong 510665, China

Abstract As a kind of typical optical resonant modes, optical bound states have been utilized to greatly increase the Goos-Hänchen shift. However, in most research work, researchers utilize transmission-type bound states to increase the Goos-Hänchen shift. Therefore, the peak value of the Goos-Hänchen shift is located at the maximum of the transmission spectrum (that is, the minimum of the reflection spectrum), and the corresponding reflectivity is very low, which is not conducive to the experimental measurement and practical application. This review describes the recent research progress of our group in using two kinds of strange optical bound states to increase the Goos-Hänchen shift. The first optical bound state is the continuum quasi bound state in the four-part grating-waveguide composite structure. The peak value of the Goos-Hänchen shift is located at the reflectance peak with 100% reflectance. The second bound state is the interface state in the photonic crystal heterojunction. The reflectivity of the interface state can be flexibly tuned by the degree of mismatching between the imaginary phases of photonic

收稿日期: 2020-08-31; 修回日期: 2020-10-10; 录用日期: 2020-11-02

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFA0301101)、国家自然科学基金(11774261, 61621001, 91850206, 11674247, 11974261)、上海市自然科学基金(17ZR1443800, 18ZR1442900)、上海市科委基金(18JC1410900)、中央高校基础科研业务费

* E-mail: jiang-haitao@tongji.edu.cn

crystals. Although the peak value of the Goos-Hänchen shift is located at the reflectance dip, the reflectance can still reach 97.6%. These two strange optical bound states greatly increase the Goos-Hänchen shift while maintaining a high reflectivity, which overcomes the low reflection shortcomings of the traditional method of increasing the Goos-Hänchen shift. Because these two strange optical bound states have high reflectivity, the Goos-Hänchen shift will be easier to be measured experimentally, so it is expected to be applied to the design of various high-performance sensors, optical switches, optical storage devices, wavelength division multiplexing (demultiplexing) devices, and polarization splitter devices in the future.

Key words physical optics; Goos-Hänchen shift; optical bound states; bound states in continuum; optical interface states

OCIS codes 260.2110; 260.5740; 050.2770; 050.5298

1 引言

当一束光从光密介质入射到光疏介质中被全反射时,光沿着界面传播一段距离后被反射回去,这段距离被称为古斯-汉欣位移,于 1947 年被古斯和汉欣在实验上观测到^[1]。古斯-汉欣位移背后的物理机制为:一束有限宽度的光束实际上是具有不同波矢方向的单色平面波的叠加,这些具有不同波矢方向的单色平面波发生全反射时,具有不同的相移,因此这些反射的单色平面波叠加成实际的反射光束后,将使得反射光束偏离原来几何光学预言的反射点,引起一段空间上的横向位移^[2-4]。近几十年里,随着理论和实验研究的不断深入,古斯-汉欣位移被广泛应用于各个方面,如各类传感器^[5-7]、光开关^[8-9]、光存储^[10]、波分(解)复用^[11-12]和偏振分光^[13-14]等。然而,在通常的全反射情形(即从光密介质入射到光疏介质)下,古斯-汉欣位移的大小一般仅为光波长的数倍,这不利于实验测量及实际应用^[1]。因此,古斯-汉欣位移的增大成为了一个研究热点。根据稳态相位法,古斯-汉欣位移的大小与反射相位对入射角的变化率成正比^[2]。若能使反射相位随入射角的变化率增大,那么古斯-汉欣位移也将增大。迄今为止,主要有两种机制可用于增大古斯-汉欣位移。第一种机制是基于布儒斯特效应。在布儒斯特角附近,反射相位会随着入射角剧烈变化,古斯-汉欣位移可被增大至光波长的数十倍以上^[14-18]。第二种机制是基于光学共振效应。由于发生了共振,反射相位在共振角附近会随着入射角剧烈变化,古斯-汉欣位移可被大幅增大^[19]。近十几年来,国内外的研究人员利用各种光学共振结构(如弱吸收介质平板^[20]、近零介电常数超构材料平板^[21]、二维光子晶体平板^[22]、狄拉克色散介质平板^[23]、金属覆盖层波导^[6]、非对称双棱镜^[24]、表面等离子激元结构^[25]、一维光子晶体^[26-28]、受抑全内反射结构^[29]和衰减全反射结构^[30]等)实现了古斯-汉欣位移的大幅增大。

作为一类具有代表性的光学共振模式,光学束缚态引起了研究人员的广泛关注^[31-38]。在光学束缚态所对应的波长处,电磁场将被束缚在某些区域中^[39-44]。下面介绍两种典型的光学束缚态。第一种典型的光学束缚态是光学缺陷态。通过在光子晶体中引入合适的缺陷,光子带隙中将会出现光学缺陷态,场强将被局域在缺陷所对应的区域中^[45-50]。第二种典型的光学束缚态则是光学界面态。2003 年,研究人员发现,在由电单负和磁单负材料组成的异质结中,当虚阻抗匹配条件和虚相位匹配条件同时被满足时,将出现一种非常特殊的光学界面态——光学隧穿模^[51]。在隧穿模所对应的波长处,电磁场将局域在电单负和磁单负材料的界面处,并且场强沿着远离界面的方向以指数形式衰减^[51]。随后,在 2005 年和 2007 年,研究人员分别发现,光学界面模还可存在于由两种一维光子晶体组成的异质结^[52]以及由金属和一维光子晶体组成的异质结^[53]中。2008 年,本课题组从光子晶体的等效介质理论出发,成功地解释了上述两种异质结中光学界面态的产生机制,并在微波波段观测到了由两种一维光子晶体组成的异质结中的光学界面态^[54]。其中一种光子晶体可被等效为电单负材料,另一种光子晶体则可被等效为磁单负材料^[54]。由于具有共振效应,研究人员利用这两种光学束缚态,将古斯-汉欣位移增大至光波长的数十倍至数千倍^[55-58]。然而,在利用光学缺陷态和界面态增大古斯-汉欣位移的上述几项工作中,古斯-汉欣位移的极大值均位于共振角处。由于光学缺陷态和界面态均为透射型共振,古斯-汉欣位移的极大值均位于透射率的极大值(即反射率的极小值)处。在上述几项工作中,反射率的极小值非常小,低于 1% 甚至 0.1%^[55-58]。这将导致反射光的强度很弱,使得古斯-汉欣位移难以在实验中被真正测量到,从而不利于基于古斯-汉欣位移的各类应用。那么这个缺点能否被克服呢?

本文将介绍本课题组近年来利用奇异光学束缚

态增大古斯-汉欣位移的研究情况^[59-60], 阐述了本课题组利用连续谱准束缚态(quasi-BIC)增大古斯-汉欣位移的研究情况^[59], 介绍了本课题组在光栅-波导复合结构中实现连续谱束缚态(BIC)及准束缚态的研究情况。基于连续谱准束缚态的高 Q 共振特性, 古斯-汉欣位移可被大幅增大至光波长的数千倍, 且古斯-汉欣位移的极大值位于反射谱的极大值处, 反射率高达 100%。阐述了本课题组利用光学界面态增大古斯-汉欣位移的研究情况^[60]。本课题组在由两种光子晶体组成的异质结中实现了反射率可调的界面态, 界面态的反射率由两种光子晶体的虚阻抗的失配程度所决定, 当两种光子晶体的虚阻抗的失配程度较大时, 界面态的反射率也较大。利用这种具有高反射率的特殊界面态, 古斯-汉欣位移可被增大至光波长的数千倍以上。利用上述两种奇异的光学束缚态, 本课题组在大幅增大古斯-汉欣位移的同时保持了较高的反射率。这将使得古斯-汉欣位移在实验中更容易被测量到, 后续有望将这两种奇异的光学束缚态应用在各类高性能传感器^[5-7]、光开关^[8-9]、光存储器件^[10]、波分(解)复用器件^[11-12]和偏振分光器件^[13-14]的设计中。

2 基于连续谱准束缚态的古斯-汉欣位移增大

2.1 连续谱束缚态和准束缚态简介

首先对连续谱束缚态和准束缚态进行简要的介绍。通常来讲, 束缚态是一系列离散存在的态, 例如一维有限深势阱中的电子束缚态。然而, von Neumann 和 Wigner 的理论研究表明, 当势场满足某种特殊的空间分布时, 可以得到一类非常特殊的束缚态, 该束缚态位于连续谱中^[61]。这种特殊的束缚态后来被称为连续谱束缚态。1985 年, Friedrich 和 Wintgen 的理论研究表明, 通过两个不同共振通道之间的干涉, 也能实现电子的连续谱束缚态^[62]。随后, 在 2008 年, 他们的方法被研究人员拓展到了光学系统中, 实现了连续谱束缚态^[63-64]。

然而, 严格的连续谱束缚态具有无穷大的 Q 因子, 无法直接被远场激发, 因此难以被人们直接利用。结构参数或入射角等稍微偏离, 将会导致出现一个具有极高 Q 因子的束缚态, 被称为连续谱准束缚态。与连续谱束缚态不同, 连续谱准束缚态可直接被远场激发。近十余年来, 研究人员利用各种光学微结构(如光子晶体平板^[65-66]、非对称超表面^[67-68]和非对称光栅^[69]等)实现了连续谱准束缚

态。由于具有高 Q 的共振特性, 连续谱准束缚态被广泛应用于设计激光器^[70-71]、滤波器^[72]和超灵敏传感器^[73]等。

2.2 四部分光栅-波导复合结构中的连续谱束缚态和准束缚态

本节阐述四部分光栅-波导复合结构中的连续谱束缚态和准束缚态。图 1(a)为四部分光栅-波导复合结构的原胞示意图。结构的第一层为四部分光栅层, 光栅周期 $\Lambda = 400 \text{ nm}$, 厚度 $h_1 = 290 \text{ nm}$ 。光栅原胞的第一和第三部分为 HfO_2 介质。光栅原胞的第二和第四部分为空气。光栅原胞的第一和第三部分的宽度均为 d_a , 而第二和第四部分的宽度分别为 $d_b = d - \Delta d$ 和 $d_c = d + \Delta d$ 。其中 $d_a = 0.2\Lambda$, $d = 0.3\Lambda$ 。定义一个可调的几何参量 $\delta = \Delta d/d$ 来反映光栅原胞的第二和第四部分的宽度差异。结构的第二层为 HfO_2 介质波导层, 厚度 $h_2 = 160 \text{ nm}$ 。结构最下面一层的衬底为 SiO_2 介质。入射平面为 xOz 平面, 入射光为横电偏振光, 入射角为 θ 。

接下来阐述四部分光栅-波导复合结构形成连

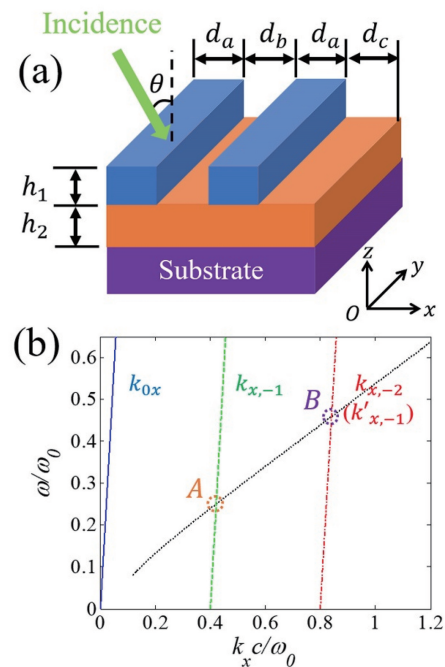


图 1 四部分光栅-波导复合结构及其连续谱束缚态^[59]。

(a) 四部分光栅-波导复合结构的原胞示意图; (b) 形成连续谱束缚态的物理机制

Fig. 1 Four-part grating-waveguide composite structure and continuous spectral bound states^[59]. (a) Schematic of unit cell of four-part grating-waveguide composite structure; (b) physical mechanism of formation of continuous spectral bound states

续谱束缚态的物理机制。图 1(b)中的点线代表波导层中的 TE₀ 阶导模的色散关系。由于点线(代表导模的色散关系)位于空气的光锥线以下,在没有光栅层的情况下,入射光无法与导模发生耦合。引入光栅层后,在满足导模共振条件的波长处,入射光将与导模发生耦合^[74]。当几何参量 $\delta \neq 0$ 时,光栅为四部分光栅,光栅周期为 Λ 。因此,由光栅引入的附加波数为 $2\pi/\Lambda$ 的整数倍,导模共振条件可表示为^[75]

$$k_{x,i} = k_{0x} - i \frac{2\pi}{\Lambda} = \beta_{\text{TE}_0} \quad (i = \pm 1, \pm 2 \dots), \quad (1)$$

式中: $k_{0x} = k_0 \sin \theta$ 为入射波矢的切向分量大小; k_0 为入射波数; β_{TE_0} 为导模的传播常数。入射角 θ 设为 5° 。图 1(b)中的实线、虚线和点划线分别代表了 k_{0x} , $k_{x,-1}$ 和 $k_{x,-2}$ 和角频率 ω 的关系,其中 $\omega_0 = 2\pi c/h_2$ 。可见,图 1(b)中的 A 点和 B 点满足导模共振条件。因此,这两个点所对应的波长 $\lambda_A = 640 \text{ nm}$ 和 $\lambda_B = 349 \text{ nm}$ 附近将会发生导模共振。

然而,当几何参量 $\delta = 0$ 时,光栅变为两部分光栅,光栅周期变为原来的一半,即 $\Lambda/2$ 。此时,由光栅引入的附加波矢大小变为原来的 2 倍,即 $4\pi/\Lambda$ 的整数倍。新的导模共振条件可表示为^[75]

$$k'_{x,i'} = k_{0x} - i' \frac{4\pi}{\Lambda} = \beta_{\text{TE}_0} \quad (i' = \pm 1, \pm 2 \dots). \quad (2)$$

图 1(b)中的点划线代表了 $k'_{x,-1}$ 和角频率 ω 的关系。可以看到,由于光栅引入的附加波矢变为了原来的 2 倍, $k'_{x,-1}(\omega)$ 和原来的 $k_{x,-2}(\omega)$ 重合。此时,仅有 B 点满足导模共振条件,而 A 点不再满足导模共振条件。由上述分析可知,当几何参量 δ 从一个非零值逐渐变化到零时, A 点从满足导模共振变为不再满足导模共振,对应的模式将成为一个暗态,无法被入射光激发。

运用严格耦合波分析方法^[76] 计算了四部分光栅-波导复合结构在 $\lambda_A = 640 \text{ nm}$ 附近不同 δ 值下的零级反射谱,如图 2 所示。同时给出了不同 δ 值下的共振峰处的电场强度分布情况。可以看到,当 $\delta \neq 0$ 时,零级反射谱在 λ_A 的附近出现了法诺线型的导模共振峰。当 $\delta = 1$ 时,共振峰位于波长 $\lambda = 650 \text{ nm}$ 处,与之前理论预测的波长 $\lambda_A = 640 \text{ nm}$ 出现了一些偏差。这是由于光栅的引入影响了波导层中 TE₀ 阶导模的色散关系。与此同时,在共振峰所对应的波长处,电场有着明显的局域现象,且主要局域在波导层中。随着 δ 逐渐减小,由于 -1 级次的

倏逝衍射场和泄漏的导模之间的耦合迅速减弱,共振峰的线宽会迅速减小,且电场越来越局域在波导层中^[77]。当 $\delta = 0$ 时,由于 A 点不再满足导模共振条件,共振峰完全消失,线宽为零。此时,只剩下由波导层提供的法布里-珀罗(Fabry-Perot)背景谱,对应着连续谱束缚态。当 δ 的值稍微偏离零时,共振峰的线宽很小,具有很高的 Q 因子,对应着连续谱准束缚态。

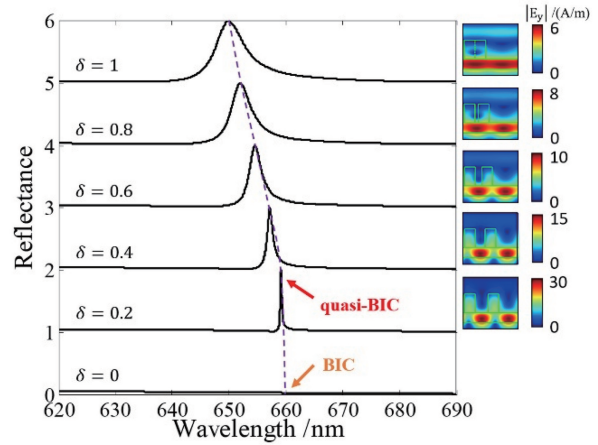


图 2 光栅-波导复合结构在不同 δ 值下的零级反射谱及相应的共振峰处对应的电场强度分布^[59]

Fig. 2 Zero-order reflectance spectra of grating-waveguide composite structure for different δ and corresponding electric field intensity distributions at reflectance peaks^[59]

图 3 进一步地给出了反射谱的 Q 因子和几何参量 δ 的关系。由于结构的几何对称性,反射谱在 δ 和 $-\delta$ 下的 Q 因子是相等的。可以看到,随着 δ 的值从 ± 1 变化到 ± 0.03 , Q 因子从 39 迅速增大到 2.2×10^4 。当 δ 的值接近于零时, Q 因子非常大,对应着连续谱准束缚态。当 δ 的值等于零时, Q 因子为无穷大,对应着连续谱束缚态。至此,利用导模的

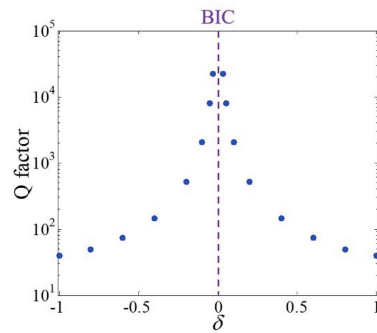


图 3 Q 因子和几何参量 δ 的依赖关系^[59]

Fig. 3 Dependence of Q factor on geometric parameter δ ^[59]

选择性激发在四部分光栅-波导复合结构中实现了连续谱束缚态和准束缚态。

2.3 利用连续谱准束缚态大幅增大古斯-汉欣位移

本节分析将利用连续谱准束缚态的高 Q 特性大幅增大古斯-汉欣位移。这里给出了 $\delta=0.2$ 和 $\delta=0.1$ 这两种情况下古斯-汉欣位移的增大情况。当 $\delta=0.2$ 时,反射共振峰位于波长 $\lambda_0=659.1$ nm 处。图 4(a)~(c) 给出了 $\delta=0.2$ 时,波长 $\lambda_0=659.1$ nm 处的反射角谱、反射相位角谱和平面波入射下的古斯-汉欣位移角谱。在平面波入射下,古斯-汉欣位移可表示为^[59]

$$S_{GH} = -\frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{\partial \varphi_r}{\partial \theta}, \quad (3)$$

式中: φ_r 为反射相位。当 $\delta=0.1$ 时,反射共振峰

位于波长 $\lambda_0=659.6$ nm 处。图 4(d)~(f) 给出了 $\delta=0.1$ 时波长 $\lambda_0=659.6$ nm 处的反射角谱、反射相位角谱和古斯-汉欣位移角谱。可以看到,在共振角为 5° 附近,反射相位随入射角的变化发生剧烈变化,这导致了古斯-汉欣位移的大幅增大。当 $\delta=0.2$ 时,古斯-汉欣位移的峰值约为光波长的 184 倍。而当 $\delta=0.1$ 时,古斯-汉欣位移的峰值约达到了光波长的 689 倍。当 δ 的值很小时,由于反射谱的线宽减小,反射角谱的线宽也将减小。因此,反射相位在共振角附近的变化也将更剧烈,从而导致了古斯-汉欣位移的峰值更大。此外,古斯-汉欣位移的峰值位于反射谱的极大值处,反射率达到了 100%,这有利于实验测量与实际应用。

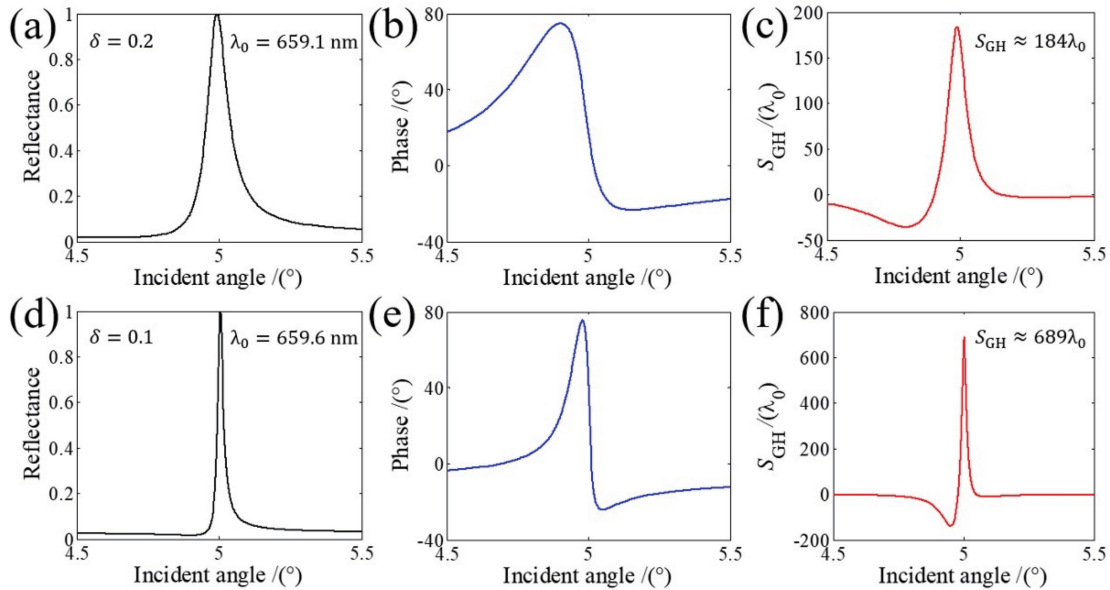


图 4 不同 δ 取值下的古斯-汉欣位移分析^[59]。 $\delta=0.2$ 时的(a)反射角谱、(b)反射相位角谱和(c)古斯-汉欣位移角谱; $\delta=0.1$ 时的(d)反射角谱、(e)反射相位角谱和(f)古斯-汉欣位移角谱

Fig. 4 Analysis of the Goos-Hänchen shift for different δ ^[59]. (a) Reflectance angular spectrum, (b) reflection phase angular spectrum, and (c) Goos-Hänchen shift angular spectrum for $\delta=0.2$; (d) reflectance angular spectrum, (e) reflection phase angular spectrum, and (f) Goos-Hänchen shift angular spectrum for $\delta=0.1$

图 5 进一步给出了古斯-汉欣位移的峰值与几何参量 δ 的关系。结构的几何对称性决定了在 δ 和 $-\delta$ 下的古斯-汉欣位移峰值是相等的。可以看到,当 $\delta=\pm 1$ 时,古斯-汉欣位移的峰值为光波长的 15 倍。当 $\delta=\pm 0.03$ 时,古斯-汉欣位移的峰值达到了光波长的 7.5×10^3 倍。至此,利用连续谱准束缚态的高 Q 特性极大地增大了古斯-汉欣位移,且古斯-汉欣位移的峰值位于反射谱的极大值处,反射率达到了 100%。

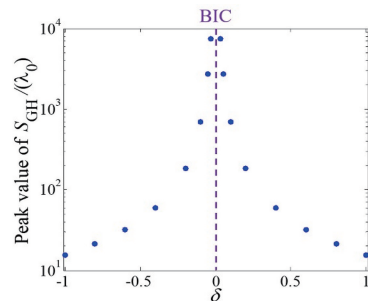


图 5 古斯-汉欣位移的峰值与几何参量 δ 的依赖关系^[59]

Fig. 5 Dependence of peak value of Goos-Hänchen shift on geometric parameter δ ^[59]

3 基于光学界面态增大古斯-汉欣位移

3.1 由两种光子晶体组成的异质结中的光学界面态

本节阐述由两种光子晶体组成的异质结中的光学界面态。根据文献[78]中的等效介质理论,具有镜像对称原胞的一维光子晶体在带隙中可被等效成单负材料。这里设计了一种异质结,异质结左边为可被等效成磁单负材料的一维光子晶体 $(ABA)^N$,右边则为可被等效为电单负材料的一维光子晶体 $(CDC)^M$,其中 N 和 M 分别是左边光子晶体和右边光子晶体的周期数。根据文献[79-80]中的理论,当左边的光子晶体和右边的光子晶体的虚阻抗相匹配

时,光子带隙中将会出现一个界面态。

图 6 给出了两个一维光子晶体 $(ABA)^N$ 和 $(CDC)^M$ 的结构示意图,以及相应的反射谱($N=13, M=13$)和等效电磁参数(ϵ_{eff} 和 μ_{eff})谱。其中 A、B、C、D 层的材料为 TiO_2 , B 和 C 层的材料为 SiO_2 。入射介质和出射介质分别为空气和 BK7 玻璃。A 到 D 层的厚度分别为 41 nm, 122 nm, 61 nm 和 82 nm。入射光为横磁偏振光,入射角 $\theta = 18.28^\circ$ 。其中的等效电磁参数的计算采用了文献[78]中的有效介质理论。可以看到,左边的光子晶体在带隙中可被等效为磁单负材料,而右边的光子晶体在带隙中可被等效为电单负材料。

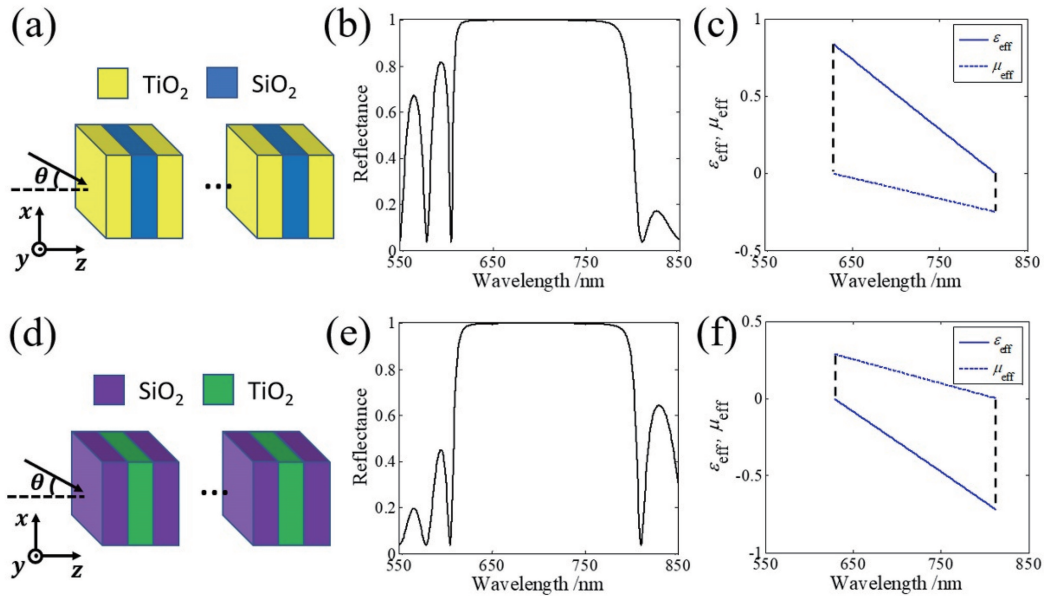


图 6 一维光子晶体(1DPCs)的结构示意图、反射谱及其等效电磁参数谱^[60]。(a) $(ABA)^N$ 和(d) $(CDC)^M$ 的结构示意图;
(b)(e)相应的反射谱($N=13, M=13$);(c)(f)相应的等效电磁参数谱

Fig. 6 Diagrams, reflectance spectra, and effective electromagnetic parameter spectra of 1DPCs^[60]. Diagrams of
(a) $(ABA)^N$ and (d) $(CDC)^M$; (b)(e) corresponding reflectance spectra for $N=13$ and $M=13$; (c)(f) corresponding
effective electromagnetic parameter spectra

下面将这两个光子晶体放在一起,组成异质结,其结构如图 7(a)所示。根据文献[51]中的理论,当两个光子晶体同时满足如下的虚阻抗和虚相位匹配条件时,将会出现一个完美隧穿模,其透射率为 1。

$$Z_{\text{MNG}} = -Z_{\text{ENG}}, \quad (4)$$

$$\beta_{\text{MNG}} d_{\text{MNG}} = -\beta_{\text{ENG}} d_{\text{ENG}}, \quad (5)$$

式中: $Z = -i \sqrt{\sin^2 \theta - \epsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}}} / (c \epsilon_0 \epsilon_{\text{eff}})$ 和 $\beta = -i \omega \sqrt{\sin^2 \theta - \epsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}}} / c$ 分别为光子晶体的特征阻抗和波数;下标 MNG 和 ENG 分别代表磁单负和电单负; ω 为角频率; θ 为入射角; ϵ_{eff} 和 μ_{eff} 为等效相对磁导率和等效相对介电常数; ϵ_0 为真空介电常数; c 为真空光速; d 为光子晶体的总厚度。在带隙

中,光子晶体可被等效为单负材料($\epsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}} < 0$)。因此,光子晶体的特征阻抗和波矢均为纯虚数。

首先分析阻抗匹配条件。图 7(b)给出了两个光子晶体 $(ABA)^N$ 和 $(CDC)^M$ 在波长 $\lambda_0 = 700$ nm 处的阻抗角谱,其中实线代表左边光子晶体的阻抗 Z_{MNG} ,虚线代表右边光子晶体的阻抗的相反数 $-Z_{\text{ENG}}$ 。可以看到,实线和虚线在入射角 $\theta = 18.28^\circ$ 时存在一个交点,即虚阻抗匹配条件在 $\theta = 18.28^\circ$ 处被满足。图 7(c)给出了不同的 N, M 取值下,异质结 $(ABA)^N(CDC)^M$ 的反射角谱。可以看到,无论 N 和 M 取什么值,反射角谱均在 $\theta = 18.28^\circ$ 附近出现一个反射谷,这对应着界面态。因

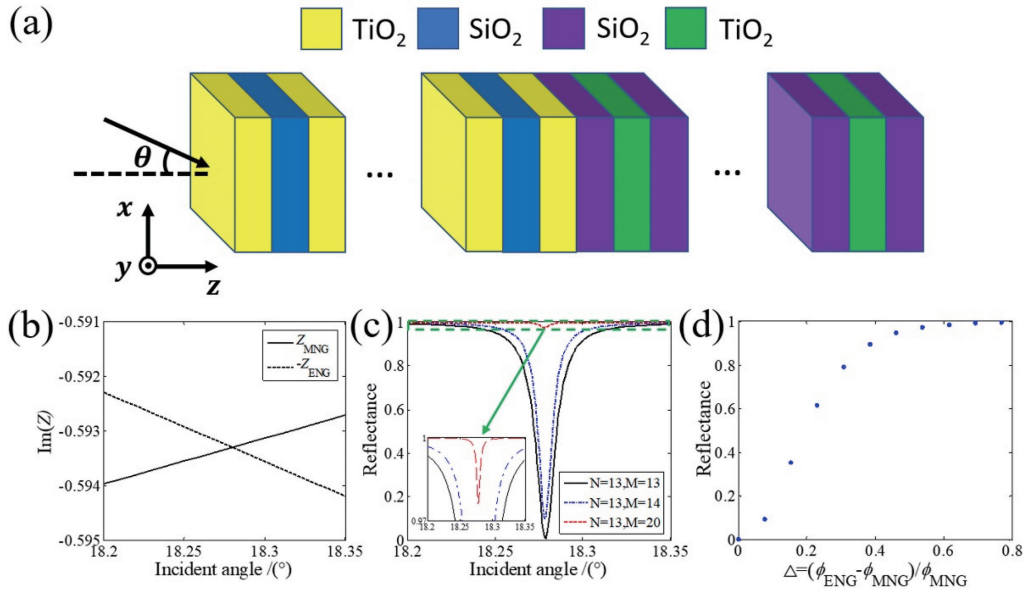


图 7 异质结 $(ABA)^N(CDC)^M$ 中的两个光子晶体的虚阻抗和虚相位分析^[60]。(a) 异质结 $(ABA)^N(CDC)^M$ 的结构示意图；(b) 两个光子晶体的虚阻抗角谱；(c) 异质结 $(ABA)^N(CDC)^M$ 的反射角谱；(d) 界面态的反射率随虚相位失配程度的变化
 Fig. 7 Analysis of the imaginary impedances and the imaginary phases of two 1DPCs in the heterostructure $(ABA)^N(CDC)^M$ [60]. (a) Schematic of the heterostructure $(ABA)^N(CDC)^M$; (b) imaginary impedance angular spectra of two 1DPCs; (c) reflectance angular spectra of the $(ABA)^N(CDC)^M$ heterostructures; (d) dependence of the reflectance of the interface state on the mismatch degree between the imaginary phases of two 1DPCs

此,虚阻抗匹配条件决定了界面态的产生及其位置。

接下来分析虚相位匹配条件。在入射角 $\theta = 18.28^\circ$ 处,两个光子晶体的虚波矢均为 $\beta_{MNG} = \text{Im}(\beta_{MNG}) \cdot i = \beta_{ENG} = \text{Im}(\beta_{ENG}) \cdot i = (-3.414 \times 10^6 \text{ m}^{-1}) \cdot i$ 。两个光子晶体的原胞厚度均为 $\Lambda_{MNG} = \Lambda_{ENG} = 204 \text{ nm}$ 。两个光子晶体的虚相位分别为 $\varphi_{MNG} = \beta_{MNG} d_{MNG} = N\beta_{MNG}\Lambda_{MNG}$ 和 $\varphi_{ENG} = \beta_{ENG} d_{ENG} = M\beta_{ENG}\Lambda_{ENG}$ 。因此,当 $N = M$ 时,两个光子晶体在入射角 $\theta = 18.28^\circ$ 处满足虚阻抗匹配条件的同时也满足虚相位匹配条件。如图 7(c) 中的实线所示,带隙中出现了完美隧穿模,其反射率几乎为 0 (约为 0.001%),透射率几乎为 1。然而,当 $N \neq M$ 时,不再满足虚相位匹配条件。由图 7(c) 中的点划线和虚线可知,当虚相位匹配条件不被满足时,带隙中仍然出现了界面态,且界面态的反射率不接近于零。这里定义了一个参量来描述两个光子晶体虚相位的失配程度,该参量为 $\Delta = (\varphi_{ENG} - \varphi_{MNG}) / \varphi_{MNG}$ 。图 7(d) 给出了界面态的反射率和虚相位失配程度的依赖关系。可以看到,当两个光子晶体的虚相位失配程度越大时,界面态的反射率将越大。当两个光子晶体的虚相位失配程度比较大时,界面态的反射率甚至能达到接近 100% 的

水平。综上所述,两个光子晶体的虚阻抗匹配条件决定了界面态的产生,而虚相位匹配条件决定了界面态的反射率。

图 8(a)~(c) 给出了在不同的 N, M 取值下,异质结 $(ABA)^N(CDC)^M$ 中的磁场强度分布情况。入射光的波长和入射角分别为 $\lambda_0 = 700 \text{ nm}$ 和 $\theta = 18.28^\circ$ 。虚线代表左边和右边的光子晶体的交界面。可以看到,在这三组不同的 N, M 取值 ($N = 13, M = 13$; $N = 13, M = 14$; $N = 13, M = 20$) 下,磁场均被强烈地局域在两个光子晶体的界面附近,这意味着这三种情况均形成了界面态。至此,本课题组在由两种一维光子晶体组成的异质结中实现了具有高反射率的界面态。

3.2 利用光学界面态大幅增大古斯-汉欣位移

本节将利用具有高反射率的光学界面态大幅增大古斯-汉欣位移。为了使反射率达到较高的水平,取 $N = 13$ 和 $M = 20$,这使得两个光子晶体的虚相位的失配程度达到了 0.54。图 9(a)~(c) 给出了异质结 $(ABA)^{13}(CDC)^{20}$ 在波长 $\lambda_0 = 700 \text{ nm}$ 处的反射角谱、反射相位角谱和平面波入射下的古斯-汉欣位移角谱。可以看到,此时界面态的反射率达到了 97.6%。在共振角 18.28° 附近,由于界面态的形

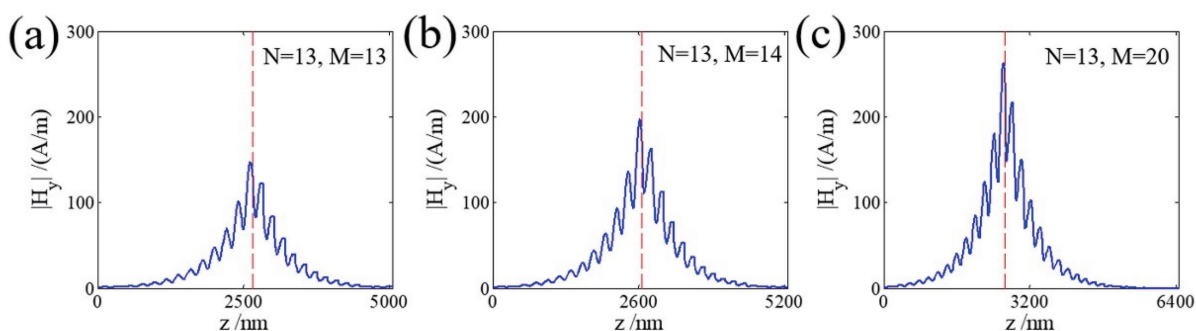


图 8 不同的 N, M 取值下, 异质结 $(ABA)^N (CDC)^M$ 的磁场强度分布情况^[60]。

(a) $N=13, M=13$; (b) $N=13, M=14$; (c) $N=13, M=20$

Fig. 8 Magnetic field intensity distributions of the heterostructure $(ABA)^N (CDC)^M$ under different N and M ^[60]. (a) $N=13, M=13$; (b) $N=13, M=14$; (c) $N=13, M=20$

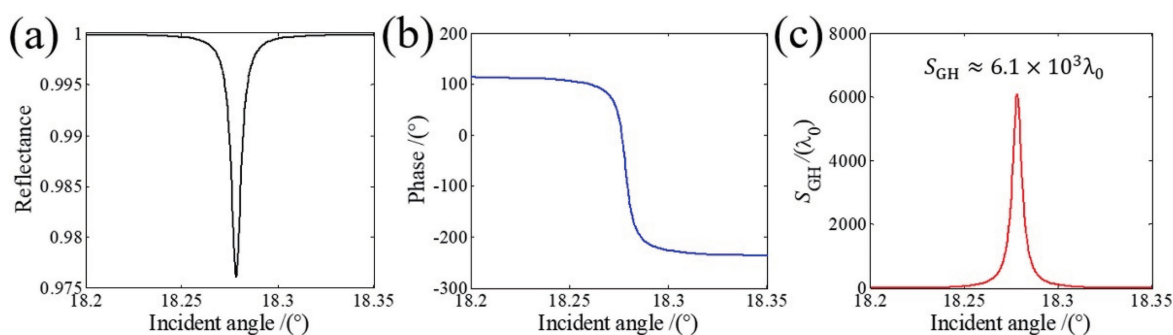


图 9 异质结 $(ABA)^{13} (CDC)^{20}$ 的古斯-汉欣位移增大情况分析^[60]。(a) 反射角谱;

(b) 反射相位角谱; (c) 古斯-汉欣位移角谱

Fig. 9 Analysis of the increase of Goos-Hänchen shift of the heterostructure $(ABA)^{13} (CDC)^{20}$ ^[60]. (a) Reflectance angular spectrum; (b) reflection phase angular spectrum; (c) Goos-Hänchen shift angular spectrum

成, 反射相位随入射角发生了剧烈变化, 导致古斯-汉欣位移被大幅增大至约为光波长的 6.1×10^3 倍。

需要注意的是, 上述古斯-汉欣位移的计算是在平面波入射的情况下进行的。最后利用全场仿真方法, 在入射光为高斯光束的情况下, 对古斯-汉欣位移进行了模拟。考虑到仿真的计算量, 选取的光子晶体的周期数为 $N=8$ 和 $M=14$ 。图 10(a)、(b) 给出了异质结 $(ABA)^8 (CDC)^{14}$ 在波长 $\lambda_0 = 700 \text{ nm}$ 处的反射角谱和平面波入射下的古斯-汉欣位移角谱。古斯-汉欣位移在共振角 $\theta = 18.21^\circ$ 处取得峰值, 约为光波长的 146 倍, 对应的反射率为 95.0%。图 10(c) 给出了在波长 $\lambda_0 = 700 \text{ nm}$ 和入射角 $\theta = 18.21^\circ$ 下仿真得到的磁场强度分布情况。在仿真中, 入射光为高斯光束, 束腰半径为光波长的 80 倍。由仿真结果可知, 在高斯光束入射的情况下, 古斯-汉欣位移仍然约达到了光波长的 114 倍。至此, 利用具有高反射率的界面态大幅增大了古斯-汉欣位移。

4 结束语

介绍了基于两种奇异光学束缚态增大古斯-汉欣位移的研究。其中第一种束缚态为四部分光栅-波导复合结构中的连续谱束缚态, 其形成机制为导模的选择性激发。古斯-汉欣位移的峰值位于反射谱的极大值处, 峰值达到了光波长的数千倍, 且反射率高达 100%。第二种束缚态为由两种光子晶体组成的异质结中的界面态。界面态的反射率可被两个光子晶体的虚阻抗失配程度灵活调节。古斯-汉欣位移的峰值达到了光波长的数千倍, 且反射率可达 97.6%。基于这两种奇异的光学束缚态, 古斯-汉欣位移在被大幅增大的同时, 又保持了较高的反射率。这两种奇异的光学束缚态具有较高的反射率, 因此古斯-汉欣位移将更容易在实验上被测量到, 后续有望将其应用在各类高性能传感器、光开关、光存储器件、波分(解)复用器件和偏振分光器件的设计中。

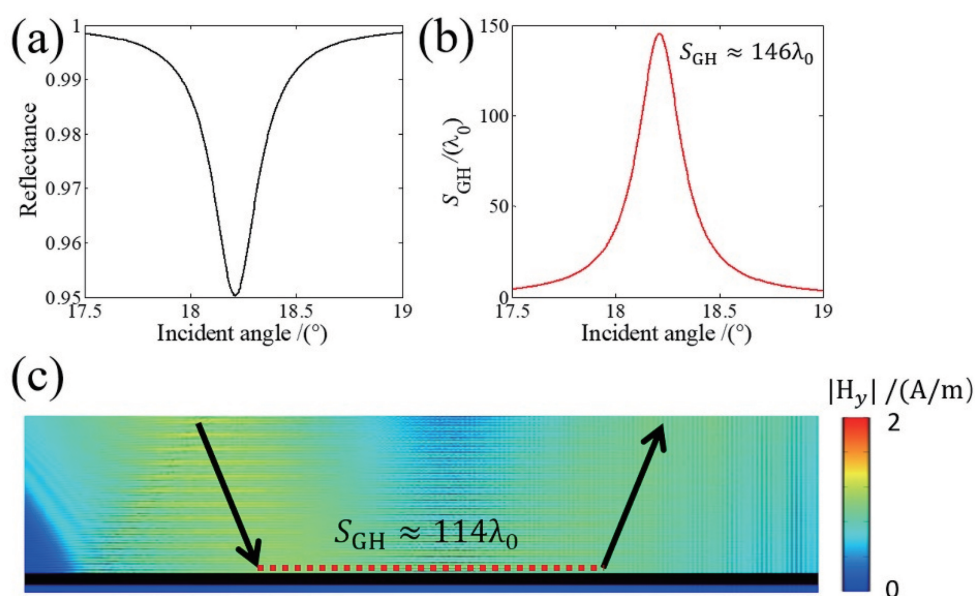


图 10 异质结(ABA)⁸(CDC)¹⁴ 的古斯-汉欣位移的计算和仿真^[60]。(a)反射率角谱;
(b)古斯-汉欣位移角谱;(c)仿真得到的磁场强度分布

Fig. 10 Calculation and simulation of the Goos-Hänchen shift of the heterostructure (ABA)⁸(CDC)¹⁴^[60].

(a) Reflectance angular spectra; (b) Goos-Hänchen shift angular spectra; (c) simulated magnetic field intensity distribution

参 考 文 献

- [1] Goos F, Hänchen H. Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion[J]. Annalen Der Physik, 1947, 436(7/8): 333-346.
- [2] Artmann K. Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektierten Strahles[J]. Annalen Der Physik, 1948, 437(1/2): 87-102.
- [3] Yan T K, Liang B M, Jiang Q, et al. A research review of the Goos-Hänchen shift [J]. Optical Instruments, 2014, 36(1): 90-94.
鄢腾奎, 梁斌明, 蒋强, 等. 古斯-汉欣 (Goos-Hänchen) 位移研究综述 [J]. 光学仪器, 2014, 36 (1): 90-94.
- [4] Wen J S, Wang L G. The discovery and development of the Goos-Hänchen shift [J]. Physics, 2016, 45 (8): 485-493.
温积森, 王立刚. 古斯-汉欣位移的发现与发展 [J]. 物理, 2016, 45(8): 485-493.
- [5] Yu T Y, Li H G, Cao Z Q, et al. Oscillating wave displacement sensor using the enhanced Goos-Hänchen effect in a symmetrical metal-cladding optical waveguide[J]. Optics Letters, 2008, 33(9): 1001-1003.
- [6] Wang X P, Yin C, Sun J J, et al. High-sensitivity temperature sensor using the ultrahigh order mode-enhanced Goos-Hänchen effect [J]. Optics Express, 2013, 21(11): 13380-13385.
- [7] Wang X P, Sang M H, Yuan W, et al. Optical relative humidity sensing based on oscillating wave-enhanced Goos-Hänchen shift [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2016, 28(3): 264-267.
- [8] Sakata T, Togo H, Shimokawa F. Reflection-type 2×2 optical waveguide switch using the Goos-Hänchen shift effect [J]. Applied Physics Letters, 2000, 76(20): 2841-2843.
- [9] Wang X P, Yin C, Sun J J, et al. Reflection-type space-division optical switch based on the electrically tuned Goos-Hänchen effect [J]. Journal of Optics, 2013, 15(1): 014007.
- [10] Tsakmakidis K L, Boardman A D, Hess O. 'Trapped rainbow' storage of light in metamaterials [J]. Nature, 2007, 450(7168): 397-401.
- [11] Sattari H, Ebadollahi-Bakhtevan S, Sahrai M. Proposal for a 1×3 Goos-Hänchen shift-assisted de/multiplexer based on a multilayer structure containing quantum dots [J]. Journal of Applied Physics, 2016, 120(13): 133102.
- [12] Luo L, Tang T T. Goos-Hänchen effect in Kretschmann configuration with hyperbolic metamaterials [J]. Superlattices and Microstructures, 2016, 94: 85-92.
- [13] Chen X, Shen M, Zhang Z F, et al. Tunable lateral shift and polarization beam splitting of the transmitted light beam through electro-optic crystals [J]. Journal of Applied Physics, 2008, 104(12): 123101.
- [14] Li X, Wang P, Xing F, et al. Experimental observation of a giant Goos-Hänchen shift in

- graphene using a beam splitter scanning method[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(19): 5574-5577.
- [15] Wild W J, Giles C L. Goos-Hänchen shifts from absorbing media[J]. *Physical Review A*, 1982, 25(4): 2099-2101.
- [16] Lai H M, Chan S W. Large and negative Goos-Hänchen shift near the Brewster dip on reflection from weakly absorbing media[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(9): 680-682.
- [17] Jiang L Y, Wang Q K, Xiang Y J, et al. Electrically tunable Goos-Hänchen shift of light beam reflected from a graphene-on-dielectric surface[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2013, 5(3): 6500108.
- [18] Xu C R, Xu J P, Song G, et al. Enhanced displacements in reflected beams at hyperbolic metamaterials[J]. *Optics Express*, 2016, 24(19): 21767-21776.
- [19] Kaiser R, Levy Y, Fleming J, et al. Resonances in a single thin dielectric layer: enhancement of the Goos-Hänchen shift[J]. *Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A*, 1996, 5(6): 891-898.
- [20] Wang L G, Chen H, Zhu S Y. Large negative Goos-Hänchen shift from a weakly absorbing dielectric slab[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(21): 2936-2938.
- [21] Wen J S, Zhang J X, Wang L G, et al. Goos-Hänchen shifts in an epsilon-near-zero slab[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2017, 34(11): 2310-2316.
- [22] Wong Y P, Miao Y, Skarda J, et al. Large negative and positive optical Goos-Hänchen shift in photonic crystals[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(12): 2803-2806.
- [23] Chen X, Wang L G, Li C F. Transmission gap, Bragg-like reflection, and Goos-Hänchen shifts near the Dirac point inside a negative-zero-positive index metamaterial slab[J]. *Physical Review A*, 2009, 80(4): 043839.
- [24] Li C F, Wang Q. Prediction of simultaneously large and opposite generalized Goos-Hänchen shifts for TE and TM light beams in an asymmetric double-prism configuration[J]. *Physical Review E*, 2004, 69(5): 055601.
- [25] Yin X B, Hesselink L, Liu Z W, et al. Large positive and negative lateral optical beam displacements due to surface plasmon resonance[J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 85(3): 372-374.
- [26] Felbacq D, Moreau A, Smaïli R. Goos-Hänchen effect in the gaps of photonic crystals[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(18): 1633-1635.
- [27] Soboleva I V, Moskalenko V V, Fedyanin A A. Giant Goos-Hänchen effect and Fano resonance at photonic crystal surfaces[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(12): 123901.
- [28] Wan Y H, Zheng Z, Kong W J, et al. Nearly three orders of magnitude enhancement of Goos-Hänchen shift by exciting Bloch surface wave[J]. *Optics Express*, 2012, 20(8): 8998-9003.
- [29] Chen Y, Ban Y, Zhu Q B, et al. Graphene-assisted resonant transmission and enhanced Goos-Hänchen shift in a frustrated total internal reflection configuration[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(19): 4468-4471.
- [30] Cheng M, Fu P, Chen X Y, et al. Giant and tunable Goos-Hänchen shifts for attenuated total reflection structure containing graphene[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2014, 31(10): 2325-2329.
- [31] Foresi J S, Villeneuve P R, Ferrera J, et al. Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides[J]. *Nature*, 1997, 390(6656): 143-145.
- [32] Liang G Q, Han P, Wang H Z. Narrow frequency and sharp angular defect mode in one-dimensional photonic crystals from a photonic heterostructure[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(2): 192-194.
- [33] van Popta A C, Hawkeye M M, Sit J C, et al. Gradient-index narrow-bandpass filter fabricated with glancing-angle deposition[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(21): 2545-2547.
- [34] Sasin M E, Seisyan R P, Kalitchevski M A, et al. Tamm plasmon polaritons: slow and spatially compact light[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(25): 251112.
- [35] Sánchez A, Porta A V, Orozco S. Photonic band-gap and defect modes of a one-dimensional photonic crystal under localized compression[J]. *Journal of Applied Physics*, 2017, 121(17): 173101.
- [36] Zhao L M, Zhou Y S, Wang A H. General way to obtain multiple defect modes in multiple photonic quantum-well structures[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(21): 5387-5390.
- [37] Lu G, Wu F, Zheng M J, et al. Perfect optical absorbers in a wide range of incidence by photonic heterostructures containing layered hyperbolic metamaterials[J]. *Optics Express*, 2019, 27(4): 5326-5336.
- [38] Wu F, Wu J J, Fan C F, et al. Omnidirectional optical filtering based on two kinds of photonic band gaps with different angle-dependent properties[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2020, 129(3): 34004.
- [39] Qiao F, Zhang C, Wan J, et al. Photonic quantum-well structures: multiple channeled filtering

- phenomena[J]. Applied Physics Letters, 2000, 77(23): 3698-3700.
- [40] Du G Q, Jiang H T, Wang Z S, et al. Heterostructure-based optical absorbers[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2010, 27(9): 1757-1762.
- [41] Xue C H, Jiang H T, Lu H, et al. Efficient third-harmonic generation based on Tamm plasmon polaritons[J]. Optics Letters, 2013, 38(6): 959-961.
- [42] Xue C H, Wu F, Jiang H T, et al. Wide-angle spectrally selective perfect absorber by utilizing dispersionless Tamm plasmon polaritons [J]. Scientific Reports, 2016, 6: 39418.
- [43] Guo Z W, Wu F, Xue C H, et al. Significant enhancement of magneto-optical effect in one-dimensional photonic crystals with a magnetized epsilon-near-zero defect [J]. Journal of Applied Physics, 2018, 124(10): 103104.
- [44] Wu J J, Wu F, Xue C H, et al. Wide-angle ultrasensitive biosensors based on edge states in heterostructures containing hyperbolic metamaterials [J]. Optics Express, 2019, 27(17): 24835-24846.
- [45] Mekis A, Chen J C, Kurland I, et al. High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides[J]. Physical Review Letters, 1996, 77(18): 3787-3790.
- [46] Painter O, Lee R K, Scherer A, et al. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser[J]. Science, 1999, 284(5421): 1819-1821.
- [47] Painter O J, Husain A, Scherer A, et al. Room temperature photonic crystal defect lasers at near-infrared wavelengths in InGaAsP [J]. Journal of Lightwave Technology, 1999, 17(11): 2082-2088.
- [48] Akahane Y, Asano T, Song B S, et al. High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal[J]. Nature, 2003, 425(6961): 944-947.
- [49] Wang F, Cheng Y Z, Wang X, et al. Narrow band filter at 1550 nm based on quasi-one-dimensional photonic crystal with a mirror-symmetric heterostructure[J]. Materials, 2018, 11(7): 1099.
- [50] Wang Q, Wang X L, Zhang L W, et al. Tunable defect modes of one-dimensional photonic crystals containing a Dirac semimetal-based metamaterial defect layer[J]. Applied Optics, 2019, 58(1): 94-101.
- [51] Alu A, Engheta N. Pairing an epsilon-negative slab with a mu-negative slab: resonance, tunneling and transparency[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2003, 51(10): 2558-2571.
- [52] Kavokin A V, Shelykh I A, Malpuech G. Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures[J]. Physical Review B, 2005, 72(23): 233102.
- [53] Kaliteevski M, Iorsh I, Brand S, et al. Tamm plasmon-polaritons: possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror [J]. Physical Review B, 2007, 76(16): 165415.
- [54] Guo J Y, Sun Y, Zhang Y W, et al. Experimental investigation of interface states in photonic crystal heterostructures[J]. Physical Review E, Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics, 2008, 78(2 Pt 2): 026607.
- [55] Wang L G, Zhu S Y. Giant lateral shift of a light beam at the defect mode in one-dimensional photonic crystals[J]. Optics Letters, 2006, 31(1): 101-103.
- [56] Zhao D, Ke S L, Liu Q J, et al. Giant Goos-Hänchen shifts in non-Hermitian dielectric multilayers incorporated with graphene [J]. Optics Express, 2018, 26(3): 2817-2828.
- [57] Zhao D, Zhong D, Hu Y H, et al. Imaginary modulation inducing giant spatial Goos-Hänchen shifts in one-dimensional defective photonic lattices [J]. Optical and Quantum Electronics, 2019, 51(4): 1-11.
- [58] Tang J, Xu J, Zheng Z, et al. Graphene Tamm plasmon-induced giant Goos-Hänchen shift at terahertz frequencies [J]. Chinese Optics Letters, 2019, 17(2): 020007.
- [59] Wu F, Wu J J, Guo Z W, et al. Giant enhancement of the Goos-Hänchen shift assisted by quasibound states in the continuum [J]. Physical Review Applied, 2019, 12: 014028.
- [60] Wu J J, Wu F, Lv K, et al. Giant Goos-Hänchen shift with a high reflectance assisted by interface states in photonic heterostructures [J]. Physical Review A, 2020, 101(5): 053838.
- [61] von Neumann J, Wigner E P. Über merkwürdige diskrete Eigenwerte [M]//The Collected Works of Eugene Paul Wigner. Berlin, Heidelberg: Springer, 1993: 291-293.
- [62] Friedrich H, Wintgen D. Physical realization of bound states in the continuum [J]. Physical Review A, 1985, 31(6): 3964-3966.
- [63] Bulgakov E N, Sadreev A F. Bound states in the continuum in photonic waveguides inspired by defects [J]. Physical Review B, 2008, 78(7): 075105.
- [64] Marinica D C, Borisov A G, Shabanov S V. Bound states in the continuum in photonics [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(18): 183902.
- [65] Dai S W, Liu L, Han D Z, et al. From topologically protected coherent perfect reflection to bound states

- in the continuum [J]. *Physical Review B*, 2018, 98 (8): 081405.
- [66] Jin J C, Yin X F, Ni L F, et al. Topologically enabled ultrahigh- Q guided resonances robust to out-of-plane scattering [J]. *Nature*, 2019, 574 (7779): 501-504.
- [67] Koshelev K, Lepeshov S, Liu M K, et al. Asymmetric metasurfaces with high- Q resonances governed by bound states in the continuum [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(19): 193903.
- [68] Liu Z J, Xu Y, Lin Y, et al. High- Q quasibound states in the continuum for nonlinear metasurfaces [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123 (25): 253901.
- [69] Wang Y F, Song J M, Dong L, et al. Optical bound states in slotted high-contrast gratings [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2016, 33 (12): 2472-2479.
- [70] Kodigala A, Lepetit T, Gu Q, et al. Lasing action from photonic bound states in continuum [J]. *Nature*, 2017, 541(7636): 196-199.
- [71] Midya B, Konotop V V. Coherent-perfect-absorber and laser for bound states in a continuum [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(3): 607-610.
- [72] Foley J M, Young S M, Phillips J D. Symmetry-protected mode coupling near normal incidence for narrow-band transmission filtering in a dielectric grating [J]. *Physical Review B*, 2014, 89 (16): 165111.
- [73] Romano S, Zito G, Torino S, et al. Label-free sensing of ultralow-weight molecules with all-dielectric metasurfaces supporting bound states in the continuum [J]. *Photonics Research*, 2018, 6 (7): 726-733.
- [74] Liu Z S, Tibuleac S, Shin D, et al. High-efficiency guided-mode resonance filter [J]. *Optics Letters*, 1998, 23(19): 1556-1558.
- [75] Liu W X, Sun Y, Lai Z Q, et al. Sharp optical magnetic resonances in dielectric waveguide grating structures [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2017, 34(9): 1899-1904.
- [76] Moharam M G, Pommet D A, Grann E B, et al. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1995, 12(5): 1077-1086.
- [77] Liu W X, Li Y H, Jiang H T, et al. Controlling the spectral width in compound waveguide grating structures [J]. *Optics Letters*, 2013, 38 (2): 163-165.
- [78] Shi X, Xue C H, Jiang H T, et al. Topological description for gaps of one-dimensional symmetric all-dielectric photonic crystals [J]. *Optics Express*, 2016, 24(16): 18580-18591.
- [79] Xiao M, Zhang Z, Chan C. Surface impedance and bulk band geometric phases in one-dimensional systems [J]. *Physical Review X*, 2014, 4 (2): 021017.
- [80] Long Y, Ren J, Li Y H, et al. Inverse design of photonic topological state via machine learning [J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 114(18): 181105.