

激光与光电子学进展

金属层与单层石墨烯准晶体的古斯-汉森位移

李正阳¹, 笪海霞^{1,2*}, 颜晓红^{1,2,3}¹南京邮电大学电子与光学工程学院微电子学院, 江苏 南京 210046;²江苏省射频与微纳电子实验室, 江苏 南京 210023;³江苏大学材料科学与工程学院, 江苏 镇江 212013

摘要 针对一般多层光子晶体中的古斯-汉森位移的幅值较小的情况,需要寻找其他类型的结构来增强古斯-汉森位移。通过传输矩阵法探究金属层、介电层和准周期光子晶体所组成的结构的古斯-汉森位移,其中准周期光子晶体是由电介质材料和单层石墨烯以斐波那契数列的方式排列而成。结果表明,该结构的古斯-汉森位移因所激发的金属的等离激元极化激元成功地在工作波长 $2\ \mu\text{m}$ 处实现了放大,其峰值可达到入射波长的 7330 倍。还研究了单层石墨烯的光学参数、介电材料的厚度对位移的影响,证实了改变这些参数可以实现对古斯-汉森位移的调控。

关键词 光学器件; 古斯-汉森位移; 单层石墨烯; 光子晶体; 等离激元极化激元

中图分类号 O435

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP221017

Goos-Hänchen Shifts of Metal Layer and Quasicrystals with Monolayer Graphene

Li Zhengyang¹, Da Haixia^{1,2*}, Yan Xiaohong^{1,2,3}¹College of Electronic and Optical Engineering & College of Microelectronics, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210046, Jiangsu, China;²Key Laboratory of Radio Frequency and Micro-Nano Electronics of Jiangsu Province, Nanjing 210023, Jiangsu, China;³School of Material Science and Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, Jiangsu, China

Abstract Since the magnitudes of the Goos-Hänchen (GH) shifts in multilayered photonic crystals are generally small, it is desirable to find the alternative configurations to achieve the large GH shift. In this work, we investigated the GH shift of the reflected wave in the structure with a metal layer, a dielectric material, and the quasiperiodic photonic crystal by the transfer matrix method, where the quasiperiodic photonic crystal is composed of a dielectric material and monolayer graphene arranged in a Fibonacci sequence. It is found that the GH shift can be enhanced up to 7330 times of the incident wavelength at the specified operating wavelength $2\ \mu\text{m}$ due to the excitation of surface plasmon polaritons of metal. In addition, we discussed the influence of the optical parameters of monolayer graphene, and the thickness of the dielectric material on the GH shift, and confirmed that changing these parameters could achieve the control of GH shift.

Key words optical devices; Goos-Hänchen shift; monolayer graphene; photonic crystal; surface plasmon polaritons

1 引言

当一束有限宽度的光束在全内反射作用下照射两种均匀介质之间的界面时,反射光束的波心与入射光束的波心不重合,这种现象被称作古斯-汉森效应,它与反射光束位于同一入射平面^[1]。古斯-汉森效应的产生是源于光束的角色散相位延迟。基于此,各种材

料和结构,如电介质板、金属、超材料、光栅和光子晶体,都被研究人员通过影响相位延迟以达到改变古斯-汉森效应的目的^[2-10]。当前该领域在国内的研究现状吴丰等^[11]已经做了介绍。

单层石墨烯是由碳原子以六方晶格的形式排列所构成的单层结构,在二维布里渊区的 K 和 K' 点具有线性色散,这开创了“费米-狄拉克”物理学的新范畴^[12]。

收稿日期: 2022-03-16; 修回日期: 2022-04-06; 录用日期: 2022-04-14; 网络首发日期: 2022-04-24

基金项目: 国家自然科学基金(11774179)

通信作者: *eledah@njupt.edu.cn

单层石墨烯已经被证明是可以观察到古斯-汉森效应的材料^[13]。在应用单层石墨烯的同时,把金属放置在结构中得到较大的古斯-汉森位移是本文工作的重心。金属层特有的表面等离子体极化激元(SPPs)在光频下传播时紧紧地束缚在金属和电介质的界面上^[14],利用这个独有的光学特性可以打破传统的光学器件的衍射极限以及强大的局部场增强的优势^[15-16],所以在结构中引入金属薄膜材料能够实现 SPPs 在微纳传感结构中的应用。如:Li 等^[17]则提出了通过外部电压偏压来操纵从棱镜-金属-聚合物-金属界面反射的太赫兹波的古斯-汉森位移,其量值达到了毫米量级;Han 等^[18]在 MoSe₂-石墨烯涂层与不同金属(Ag/Cu/Au)的异质结构中,发现 Ag 可以使 MoSe₂和单层石墨烯的古斯-汉森位移达到波长的 434.7 倍。上述工作中,古斯-汉森位移的增强是源于 SPPs 的激发。在研究一维光子晶体的古斯-汉森位移中发现,使用周期性光子晶体的工作一般得到的位移值接近 10³量级,如:Tang 等^[19]研究了复合结构上的古斯-汉森位移,其中复合结构是单层石墨烯、电介质板和一维光子晶体组成,在这个结构上获得的位移可以达到入射波长的 2000 多倍;Kong 等^[20]研究了涂覆在截断一维光子晶体上的石墨烯的古斯-汉森位移,得到的位移的峰值约为

入射波长的 2500 倍。另外,研究准周期光子晶体的工作,如 Xu 等^[21]在由电介质和石墨烯以斐波那契数列组成的准周期光子晶体中得到的空间古斯-汉森位移量值可以达到入射波长的 10⁴倍。再结合准周期光子晶体比周期性光子晶体有着更丰富的光学特性这一特点,因此是否能够把 SPPs 的激发作用在这种数列组成的准晶体结构中来增强古斯-汉森位移是本文想要研究的问题。

2 仿真模型与方法

2.1 仿真模型

本文所设计的由斐波那契数列组成的准周期光子晶体包含三种材料,即单层石墨烯(用 G 标记)和两种电介质材料 Na₃AlF₆以及 Al₂O₃(分别用 A、B 标记)。图 1 为本工作所设计的金属层和斐波那契数列组成的准周期光子晶体多层结构的几何示意图。这里的斐波那契数列是由 $S_n = S_{n-2}S_{n-1} (n \geq 3)$ 的规则产生的,其中 $S_1 = G, S_2 = AB$ 。根据递归关系,可以得到以下序列: $S_3 = S_1S_2 = GAB, S_4 = S_2S_3 = ABGAB$ 。结构的最上层和衬底所用材料都是同一金属,最上层的金属和准周期光子晶体之间有一个介电材料组成的过渡层,其中准周期光子晶体结构是由周期为 N 的 S_4 组成。

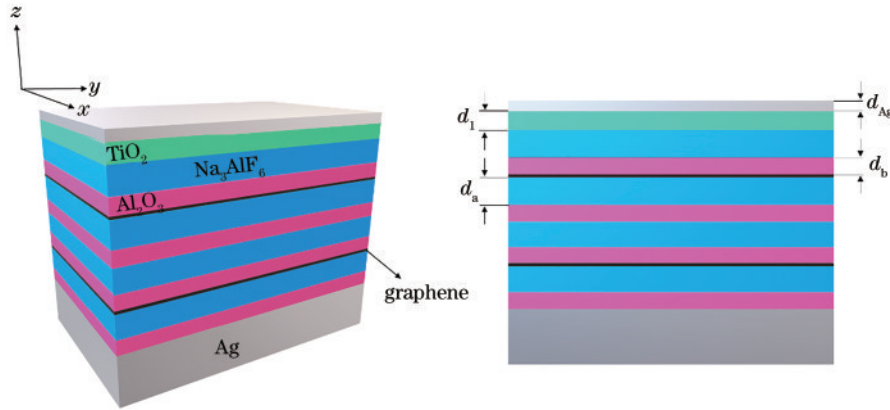


图 1 复合结构的三维示意图

Fig. 1 Three-dimensional schematic of the composite structure

2.2 实验方法

单层石墨烯的光导率 $\sigma(\omega) = \sigma_{\text{tra}}(\omega) + \sigma_{\text{ter}}(\omega)$ 可以通过 Kubo 公式^[22]求得,表示为

$$\sigma_{\text{tra}}(\omega) = \frac{ie^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})} \left\{ \frac{E_f}{k_B T} + 2 \ln \left[\exp(-E_f/k_B T) + 1 \right] \right\}, \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{ter}}(\omega) = \frac{ie^2}{4\pi \hbar} \ln \left[\frac{2E_f - (\omega + i\tau^{-1})\hbar}{2E_f + (\omega + i\tau^{-1})\hbar} \right], \quad (2)$$

式中: $\sigma_{\text{tra}}(\omega)$ 和 $\sigma_{\text{ter}}(\omega)$ 分别为单层石墨烯的带内光导率和带边光导率; e 是单位电荷量; k_B 是玻尔兹曼常数; $\hbar = h/2\pi$ 是约化普朗克常数; ω 是入射光的角频率; τ

是弛豫时间; E_f 是费米能级; T 为温度。它的介电函数来自于公式 $\epsilon(\omega) = 1 + i\sigma(\omega)/\omega\epsilon_0 t_g$, 其中 ϵ_0 是真空中介电常数, t_g 是碳原子的厚度^[23]。

本文采用静态相位法^[24]来计算空间古斯-汉森位移,表示为

$$S = - \frac{d\varphi_r}{dk_y} \Big|_{k_y = k \sin \theta}, \quad (3)$$

式中: φ_r 和 θ 分别是反射系数的相位和入射角; k_y 入射光波矢量的横向分量。

整个结构从上至下分别由金属层、电介质层、周期性结构(S_4)^N及金属衬底构成。在整个系统中,金属层和金属衬底选用的是 Ag,其介电常数用 ϵ_{Ag} 表示,电介

质层的材料选用的是 TiO_2 , 其折射率用 n_1 表示。金属层和电介质层的厚度分别为 d_{Ag} 和 d_1 。 Na_3AlF_6 以及 Al_2O_3 的折射率分别用 n_a 和 n_b 表示, θ 为射入该结构的入射角。本文采用横磁(TM)偏振波入射, 工作波长 λ_0 设定为 $2 \mu\text{m}$ 。单层石墨烯的参数同样设定为室温 $T = 300 \text{ K}$, 弛豫时间 $\tau = 10^{-13} \text{ s}$, 费米能级 $E_f = 0.5 \text{ eV}$ 。结构中金属银的介电常数可以用 Drude 模型来表示,

$$\epsilon_{\text{Ag}}(\omega) = \epsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega(\omega + i\gamma)), \quad (4)$$

式中: ω 为入射光的角频率; 无穷大角频率处金属 Ag 的相对介电常数为 $\epsilon_\infty = 3.4$; 等离子体振荡频率 $\omega_p = 1.39 \times 10^{16} \text{ rad/s}$; 阻尼系数 $\gamma = 2.7 \times 10^{13} \text{ rad/s}$ 。多层结构中的电介质层和准周期光子晶体材料的折射率分别为 $n_1 = 2.45$ 、 $n_a = 1.33$ 和 $n_b = 1.76$ 。准周期光子晶体材料的厚度为 $d_a = \lambda_0 / 4n_a$ 、 $d_b = \lambda_0 / 4n_b$ 。准周期光子晶体的周期设置为 $N = 2$ 。几何参数优化后得到金属层的厚度 $d_{\text{Ag}} = 28 \text{ nm}$, 电介质层的厚度 $d_1 = 182.56 \text{ nm}$ 。入射角优化之后为 $\theta = 40^\circ$ 。

3 结果与讨论

3.1 结构的计算结果与分析

本文用 S 表示古斯-汉森位移。图 2(a) 是基于单层石墨烯的准周期光子晶体-电介质层-金属层结构的 S 随入射波长 λ 变化的计算结果。为了证明多层结构结果的优良性, 图中给出了 TM 波下的金属层-电介质层- $(S_4)^2$ 和 TM 波下的金属层-电介质层- $(S_3)^2$ 以及 TE 波下的金属层-电介质层- $(S_4)^2$ 的结果对比, 蓝色实线和橘红色虚线分别表示 TM 波下的金属层-电介质层- $(S_4)^2$ 和金属层-电介质层- $(S_3)^2$ 的古斯-汉森位移, 用黄色点实线表示 TE 波下的金属层-电介质层- $(S_4)^2$ 的古

斯-汉森位移。观察图中蓝色实线可知, λ 从 $1.9 \mu\text{m}$ 增至 $2.3 \mu\text{m}$ 的过程中, S 曲线出现了一个峰, 该峰位于工作波长 $2 \mu\text{m}$ 处的位置, 其 S 的峰值最大可达到 7330λ 。在此之外的入射波长范围内的值都很小。从橘红色虚线中观察可以发现, 在 λ 增大的过程中, S 的值在大部分入射波长范围内也很小, 仅在 λ 为 $2.217 \mu\text{m}$ 的位置出现了一个峰, 其峰值可达 760λ 。同样从黄色点实线中可以得到相似的结论, S 的值在大部分入射波长范围内依然很小, 在 λ 为 $1.966 \mu\text{m}$ 的位置有一个峰值为 610λ 的峰。

为了进一步地讨论, 图 2(b) 和 (c) 分别展示了该多层结构的反射率和反射系数的相位 ϕ 随 λ 的变化曲线。由图 2(b) 可知, 在随 λ 增大的过程中, 三条反射曲线都分别出现极小值, 并且每条曲线出现极小值的位置和图 2 中古斯-汉森位移出现最大值的位置各自对应。除此之外还能发现, 反射率越小的曲线其所对应的古斯-汉森位移的最大值越大。从图 2(c) 可以看到, 蓝色实线所表示的 TM 波下的 $(S_4)^2$ 的 ϕ 曲线只在 λ 为 $2 \mu\text{m}$ 附近有一个明显的变化, 其相位变化值接近 π , 这更好地解释了位移的增大。除此之外, 其余波长范围内的相位变化都趋于一条斜率为 0 的直线。由此可见, 正是因为 ϕ 曲线在波长为 $2 \mu\text{m}$ 附近的显著变化使得多层结构在此位置产生较大的古斯-汉森位移。对于 TM 波下的 $(S_3)^2$ 结构的 ϕ 曲线的整体变化依然是平缓的, 其斜率只在 λ 为 $2.217 \mu\text{m}$ 附近的位置有一个明显变化。对于 TE 波下的金属层-电介质层- $(S_4)^2$ 的情况, 同样可观察到 ϕ 曲线的斜率只在 λ 为 $1.966 \mu\text{m}$ 附近的位置有一个明显的变化。通过对比可以发现, 在 TM 波下以金属层-电介质层- $(S_4)^2$ 所组成的多层结构有一个变化非常显著的反射系数的相位, 从而产生一个巨大的古斯-汉森位移。

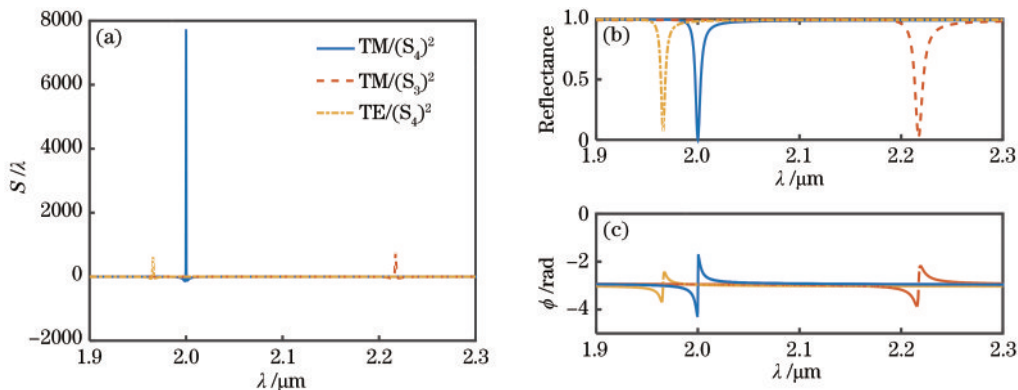


图 2 TM 波下的 $(S_4)^2$ 和 $(S_3)^2$ 结构与 TE 波下的 $(S_4)^2$ 结构的不同参数随波长的变化。(a) 古斯-汉森位移; (b) 反射率; (c) 反射系数的相位

Fig. 2 Variation of different parameters of $(S_4)^2$ and $(S_3)^2$ structures under TM wave and $(S_4)^2$ structure under TE wave, respectively. (a) Goos-Hänchen shifts; (b) reflectance; (c) phase of reflection coefficient

为了阐明在 TM 波下以金属层-电介质层- $(S_4)^2$ 所组成的多层结构能够得到较大的古斯-汉森位移的内

在机理, 图 3(a) 和 (b) 分别展示了 $\lambda = 2 \mu\text{m}$ 时该多层结构沿 z 方向的光场分布与距离的函数关系以及 z 方向

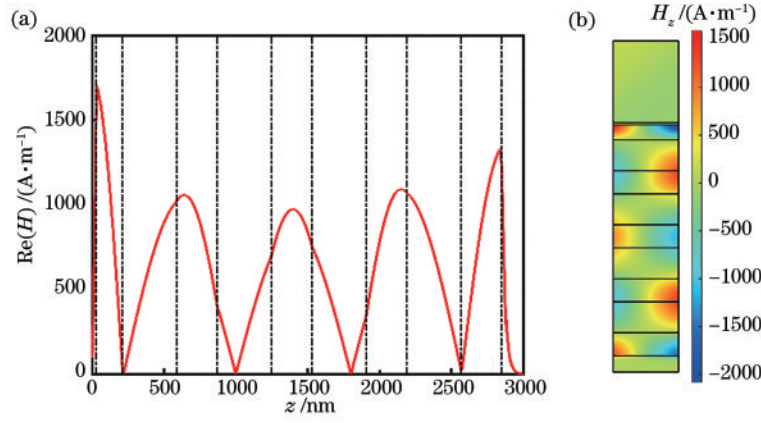


图 3 $\lambda = 2 \mu m$ 处在 z 方向的磁场强度图。(a) 磁场分布与距离变化关系曲线图；(b) 磁场强度分布图

Fig. 3 Magnetic field distributions of $\lambda = 2 \mu m$ in the z direction. (a) Distribution of magnetic field of hybrid structure as a function of the distance; (b) distribution of magnetic field distributions

的二维磁场强度分布图。从图 3(a)中可以看到,从左到右的虚线按顺序依次排列,第一条虚线和左边的坐标轴之间表示金属的厚度,最后一条虚线和右边的坐标轴之间表示衬底的厚度,金属和衬底之间的每相邻的两条虚线之间代表一种材料,这些材料组合在一起就是复合结构,红色曲线代表磁场强度的大小。从图 3(a)中可观察到场强随着 z 方向距离的增加而振荡,最大的峰值出现在金属层和介电层的交界处,这说明此处存在着强烈的电磁局域,第二大的峰值出现在准周期光子晶体和金属衬底的界面处。准周期光子晶体结构使得光路长度变化,所以在 $(S_i)^2$ 中出现了三个额外的大小相近的峰。图 3(b)中每个矩形框代表一种材料,最上层的为入射介质空气,依次向下分别为金属层、电介质层、准周期光子晶体以及衬底,复合结构右边的颜色栏表示磁场强度值。结合图 3(a),从图 3(b)可以看出,金属层的表面等离子激元得到了激发。根据准周期光子晶体中规律性排布的磁场可知,光子晶体中出现了波导模式。经分析可得,金属的表面等离子激元的激发和光子晶体的波导模式

发生交叠而相互耦合,从而实现了零反射率,影响了反射系数相位的变化,使得复合结构在该波长位置实现了古斯-汉森位移的放大。

3.2 复合结构的参数对计算结果的影响

图 4 展示了复合结构的不同参数下的古斯-汉森位移。首先,费米能级 E_f 对该结构的影响在图 4(a) 展示。为了便于观察,将 λ 的变化限制在 $1.98 \sim 2.02 \mu m$ 范围内。这里的单层石墨烯的费米能级 E_f 选取为 $0.15, 0.35, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.95 eV$,从图 4 可以看到,古斯-汉森位移都为正值。当费米能级 $E_f = 0.15 eV$ 时,古斯-汉森位移曲线的值较小为 220λ ;当 $E_f = 0.5 eV$ 时,古斯-汉森位移曲线相比于 $0.15 eV$ 时峰值显著增大且达到最大值;当 E_f 从 $0.35 eV$ 增加到 $0.5 eV$ 时,随着费米能级的增大,位移曲线峰的位置向波长减小的方向移动,且峰值逐渐增加;当 $E_f > 0.5 eV$ 时,位移也呈现出一定的变化规律,随着费米能级的增大,位移曲线的峰的位置依然向波长减小的方向移动,不同之处在于峰值逐渐降低。

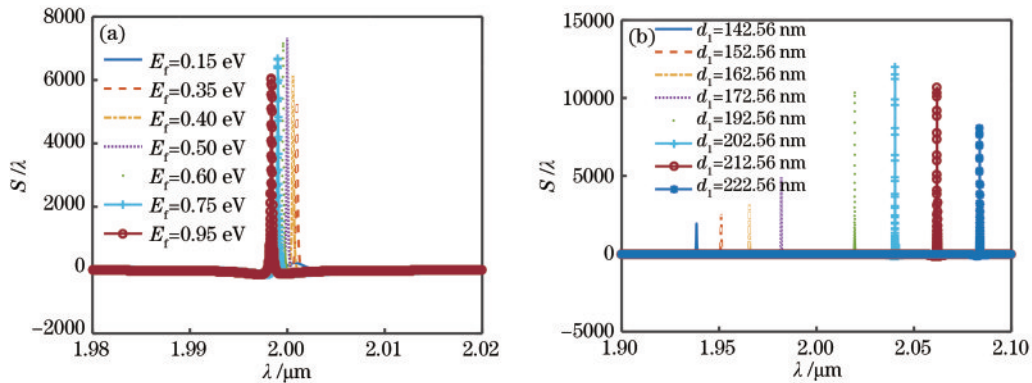


图 4 复合结构参数对古斯-汉森位移的影响。(a) 单层石墨烯费米能级的影响；(b) 电介质层厚度的影响

Fig. 4 Effect of parameters of hybrid structure on Goos-Hänchen shift. (a) Effect of Fermi energy of monolayer graphene; (b) effect of dielectric layer thickness

调节金属层-电介质层-(S_4)²结构中的电介质层厚度可以达到改变金属表面等离激元激发的效果,从而使得结构的古斯-汉森位移发生变化。图 4(b)展示了改变结构的几何参数对古斯-汉森位移的影响, λ 的变化范围在 1.9~2.1 μm 之内,其余参数保持不变。这里仅改变介电材料的厚度 d_1 从 142.56 nm 至 222.56 nm (除 182.56 nm 之外),间隔为 10 nm。从图 4 可以看到,随着 d_1 的增加位移逐渐向波长增加的方向移动。当 $d_1 < 202.56$ nm 时,古斯-汉森位移的大小随着 d_1 的增大而增大;当 $d_1 = 202.56$ nm 时,古斯-汉森位移的曲线在 $\lambda = 2.04 \mu\text{m}$ 的位置处的峰值达到图中各曲线峰值中的最大值,可达 12020λ ;当 $d_1 > 202.56$ nm 时,随着 d_1 的增加古斯-汉森位移呈现递减的趋势。由此看出,通过改变电介质层的厚度可以达到调节古斯-汉森位移的大小与位置的目的。

4 结 论

本文研究了单层石墨烯和介电材料以斐波那契数列组成的准周期光子晶体和电介质层、金属所构成的多层结构的古斯-汉森位移。研究结果显示,该结构在 TM 偏振波入射下的古斯-汉森位移可达工作波长的 7330 倍,而且通过改变结构的参数其位移最大可以达到波长的 12000 倍。随后,详细探讨了改变单层石墨烯的光学参数、结构的几何参数对多层结构古斯-汉森位移的影响。在研究的范围内改变费米能级、介电材料厚度可以调节古斯-汉森位移的位置及大小。通过这些方式可以实现对古斯-汉森位移的灵活操纵,为基于古斯-汉森位移效应的可调光电器件提供了一些新的设计思路。

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] Li C F. Negative lateral shift of a light beam transmitted through a dielectric slab and interaction of boundary effects [J]. Physical Review Letters, 2003, 91(13): 133903.
- [3] Wild W J, Giles C L. Goos-Hänchen shifts from absorbing media[J]. Physical Review A, 1982, 25(4): 2099-2101.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] Leung P T, Chen C W, Chiang H P. Large negative Goos-Hänchen shift at metal surfaces[J]. Optics Communications, 2007, 276(2): 206-208.
- [7] Merano M, Aiello A, 't Hooft G W, et al. Observation of Goos-Hänchen shifts in metallic reflection[J]. Optics Express, 2007, 15(24): 15928-15934.
- [8] 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.
- [9] Berman P R. Goos-Hänchen shift in negatively refractive media[J]. Physical Review E, 2002, 66(6): 067603.
- [10] Shadrivov I V, Zharov A A, Kivshar Y S. Giant Goos-Hänchen effect at the reflection from left-handed metamaterials[J]. Applied Physics Letters, 2003, 83(13): 2713-2715.
- [11] 吴丰, 吴家驹, 郭志伟, 等. 基于奇异光学束缚态的古斯-汉位移增大[J]. 光学学报, 2021, 41(8): 0823006. Wu F, Wu J J, Guo Z W, et al. Increase of Goos-Hänchen shift based on exceptional optical bound states [J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(8): 0823006.
- [12] Butler S Z, Hollen S M, Cao L Y, et al. Progress, challenges, and opportunities in two-dimensional materials beyond graphene[J]. ACS Nano, 2013, 7(4): 2898-2926.
- [13] Grosche S, Szameit A, Ornigotti M. Spatial Goos-Hänchen shift in photonic graphene[J]. Physical Review A, 2016, 94(6): 063831.
- [14] Stewart M E, Anderton C R, Thompson L B, et al. Nanostructured plasmonic sensors[J]. Chemical Reviews, 2008, 108(2): 494-521.
- [15] Fang N, Lee H, Sun C, et al. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens[J]. Science, 2005, 308(5721): 534-537.
- [16] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- [17] Li J S, Wu J F, Zhang L. Tunable terahertz wave Goos-Hänchen shift of reflected terahertz wave from prism-metal-polymer-metal multilayer structure[J]. Optics Communications, 2015, 334: 101-104.
- [18] Han L, Li K L, Wu C. Comparison of the Goos-Hänchen shift induced by surface plasmon resonance in metal-MoSe₂-graphene structure[J]. Plasmonics, 2020, 15(6): 2195-2203.
- [19] Tang J, Xu J, Zheng Z W, et al. Graphene Tamm plasmon-induced giant Goos-Hänchen shift at terahertz frequencies[J]. Chinese Optics Letters, 2019, 17(2): 020007.
- [20] Kong W J, Sun Y, Lu Y. Enhanced Goos-Hänchen shift of graphene coated on one-dimensional photonic crystal [J]. Results in Physics, 2020, 17: 103107.
- [21] Xu B, Zhao X J, Li G M, et al. Large spatial Goos-Hänchen shifts from quasicrystals with graphene[J]. Results in Physics, 2020, 19: 103349.
- [22] Choi S H, Kim S J, Byun K M. Design study for transmission improvement of resonant surface plasmons using dielectric diffraction gratings[J]. Applied Optics, 2009, 48(15): 2924-2931.
- [23] Hanson G W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene [J]. Journal of Applied Physics, 2008, 103(6): 064302.
- [24] Artmann K. Berechnung der seitenversetzung des totalreflektierten strahles[J]. Annalen Der Physik, 1948, 437(1/2): 87-102.