

基于介质和石墨烯涂层的古斯-汉欣位移的精确调控

高明盛, 罗朝明, 周宏敏, 陈敏, 吴健辉

湖南理工学院信息与通信工程学院, 湖南 岳阳 414006

摘要 提出了一种基于介质和石墨烯涂层的结构来进行古斯-汉欣位移调控, 利用传输矩阵法研究了该结构参数对共振角及共振角处反射光的古斯-汉欣位移的影响。数值模拟结果表明, 共振角随介质层厚度的增加逐渐增大, 而随石墨烯费米能级的增加逐渐减小; 古斯-汉欣位移大小随介质层厚度的增加先增加后减小, 而随石墨烯费米能级的增加单调减小。介质层厚度对共振角的影响较为显著, 而石墨烯费米能级对古斯-汉欣位移的影响较为显著。

关键词 材料; 古斯-汉欣位移; 石墨烯; 共振角; 反射; 传输矩阵

中图分类号 O435.1; TN247

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0703019

Precise Control of Goos-Hänchen Shift Based on Dielectric and Graphene Coating

Gao Mingsheng, Luo Zhaoming, Zhou Hongmin, Chen Min, Wu Jianhui

College of Information and Communication Engineering, Hunan Institute of Science and Technology,
Yueyang, Hunan 414006, China

Abstract A structure based on the dielectric and graphene coating is presented to control the Goos-Hänchen shift. The influence of structural parameters on the resonance angle and the Goos-Hänchen shift near the resonance angle are studied with the transfer matrix method. The numerical simulation results show that the resonance angle increases with the increase of the dielectric layer thickness, but decreases with the increase of the graphene Fermi energy. The magnitude of the Goos-Hänchen shift increases first and then decreases with the increase of the dielectric layer thickness, while decreases monotonically with the increase of the graphene Fermi energy. The influence of the dielectric layer thickness on the resonance angle is more significant, while the influence of the graphene Fermi energy on the Goos-Hänchen shift is more significant.

Key words materials; Goos-Hänchen shift; graphene; resonance angle; reflection; transfer matrix

OCIS codes 160.4236; 260.5740; 260.2110

1 引言

1947年, Goos等^[1-2]通过实验发现, 当光束在两种不同介质的交界面发生全反射时, 反射光束在入射平面内相对于几何光学路径有一个横向偏移, 这种光学现象被称为古斯-汉欣位移, 次年 Artmann 从理论上证明了这一现象的存在。随着科学技术的发展, 古斯-汉欣位移的应用条件已由传统的全反射扩展到部分反射及折射。可控的古斯-汉欣位移在表面等离子体共振成像探测、生物传感以及光束的灵活操控和定位方面具有重要的意义, 已被应用于位移、折射率、不规则性或表面粗糙度的检测和化学传感器中^[3]。随着各种新型材料不断涌现, 手性介质^[4-5]、电介质膜^[6]、光子晶体^[7]、吸收介质^[8]等新型材料中的古斯-汉欣位移得到了广泛研究。与此同时, 一些关于调控古斯-汉欣位移的方案被提出, Wang等^[9]提出了利用弱吸收介质板实现

收稿日期: 2017-02-17; **收到修改稿日期:** 2017-03-01

基金项目: 湖南省教育厅科学研究优秀青年项目(17B114)、湖南省自然科学基金(2016JJ2064)、湖南省科技计划项目(2016TP1021)、湖南省大学生研究性学习和创新性实验计划项目

作者简介: 高明盛(1995—), 男, 本科生, 主要从事光束传输与控制方面的研究。E-mail: 951147986@qq.com

导师简介: 罗朝明(1978—), 男, 博士, 副教授, 主要从事光束传输与信息器件方面的研究。

E-mail: zhaomingluo@hnu.edu.cn(通信联系人)

近共振角处古斯-汉欣位移调控的方法,Zhao 等^[10]利用金属/介电复合材料实现了对近布儒斯特角的古斯-汉欣位移的调控,Qamar 等^[11]实现了对古斯-汉欣位移的相干控制,Yallapragada 等^[12]发现急剧的相位变化可以增强超表面的横向位移。

近年来,石墨烯作为一种蜂窝状的二维晶体结构半金属材料,其独特的光学性质受到越来越多的关注^[13-14],在纳米和光电子器件方面有着较大的应用潜力^[15-18]。石墨烯的表面电导率和表面磁导率由化学势、入射光束的频率以及温度等决定。单层石墨烯对光的吸收率极低,且石墨烯的层数对吸收率有明显的影响^[13]。鉴于石墨烯的这些优良特性,学者们开始利用石墨烯结构调控古斯-汉欣位移,如石墨烯包覆的旋电介质板^[19]、含石墨烯的金属和介质板^[20-21]、含石墨烯的一维光子晶体^[22-23]、石墨烯辅助混合系统(石墨烯覆盖的近零介电常数超材料)^[24]等。这些研究大都集中在对近布儒斯特角和近共振角处古斯-汉欣位移大小的调控上,而对相应角度的调控鲜有报道。

本文利用介质厚度和石墨烯参数的可调特性,提出了一种基于介质和石墨烯涂层的新结构来进行古斯-汉欣位移调控,该结构不仅能对近共振角处古斯-汉欣位移的大小进行精确调控,还能对共振角进行精确调控。首先运用传输矩阵法分析了各结构参数对古斯-汉欣位移的影响规律,然后讨论了如何利用该结构对共振角和古斯-汉欣位移进行调控,并总结得出了具体的调控步骤。最后验证了该结构调控古斯-汉欣位移的可行性。

2 基本原理

为了实现古斯-汉欣位移的精确调控,提出了一种由基底、介质 A 和多层涂覆石墨烯组成的结构,如图 1 所示。基底和介质 A 的折射率分别用 n_{sub} 和 n_A 表示,介质 A 的厚度用 d_A 表示,古斯-汉欣位移用 Δ 表示。对于层数较少的石墨烯,如果考虑各个单原子层的石墨烯片为非接触式,石墨烯的光学电导率可以近似由 $N\sigma$ 表示^[20,25],其中 N 为石墨烯的层数, σ 为单层石墨烯的电导率。根据半导体理论,单层石墨烯的电导率 σ 由带内电导率 σ_{intra} 和带间电导率 σ_{inter} 两部分组成,即 $\sigma = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}$,它们分别可以表示为^[19-22]

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

$$\sigma_{\text{inter}} = \frac{ie^2}{4\pi \hbar} \ln \left[\frac{2E_F - (\omega + i/\tau_g) \hbar}{2E_F + (\omega + i/\tau_g) \hbar} \right], \quad (2)$$

式中 k_B 为玻尔兹曼常数; T 为绝对温度; \hbar 为普朗克常量; τ_g 为电子的弛豫时间; e 为电子的电荷常数; ω 为入射光的频率且 $\omega = 2\pi c/\lambda_0$,其中 λ_0 为入射光的波长, c 为光速; E_F 为费米能级且 $E_F = \hbar v_F (\pi n_{2D})^{1/2}$,其中 n_{2D} 为载流子密度, $v_F = 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 为电子的费米速率。

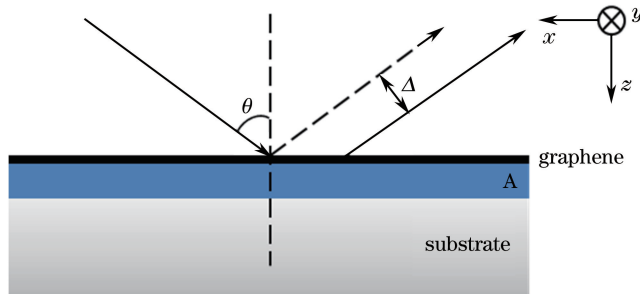


图 1 介质和石墨烯涂层结构

Fig. 1 Structure of dielectric and graphene coating

运用传输矩阵法^[26-30]研究该结构的古斯-汉欣位移。当波长为 λ_0 的光从空气中沿 z 轴正方向以 θ 角入射到该结构时,石墨烯表面的转换矩阵 $\mathbf{D}_{0 \rightarrow A}$ 可表示为

$$\begin{cases} \text{TM: } \mathbf{D}_{0 \rightarrow A} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \eta_p + \xi_p & 1 - \eta_p - \xi_p \\ 1 - \eta_p + \xi_p & 1 + \eta_p - \xi_p \end{bmatrix}, \\ \text{TE: } \mathbf{D}_{0 \rightarrow A} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \eta_s + \xi_s & 1 - \eta_s + \xi_s \\ 1 - \eta_s - \xi_s & 1 + \eta_s - \xi_s \end{bmatrix} \end{cases}, \quad (3)$$

式中 TE 为横电波; TM 为横磁波; $\eta_p = \epsilon_0 k_{Az} / (\epsilon_A k_{0z})$, $\xi_p = \sigma k_{Az} / (\epsilon_0 \epsilon_A \omega)$, $\eta_s = k_{Az} / k_{0z}$, $\xi_s = \sigma \mu_0 \omega / k_{0z}$, 其中 ϵ_0 为空气的介电常数, ϵ_A 为介质 A 的介电常数, μ_0 为空气的磁导率, $k_{Az} = k_0 \sqrt{n_A^2 - \sin^2 \theta}$ 为光在介质 A 中沿 z 方向的波矢分量, $k_{0z} = k_0 \cos \theta$ 为光在空气中沿 z 方向的波矢分量, k_0 为光在空气中的波矢大小 ($k_0 = \omega / c$)。介质 A 与基底交界面的转换矩阵 $\mathbf{D}_{A \rightarrow \text{Sub}}$ 可表示为

$$\begin{cases} \text{TM: } \mathbf{D}_{A \rightarrow \text{Sub}} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \eta'_p & 1 - \eta'_p \\ 1 - \eta'_p & 1 + \eta'_p \end{bmatrix}, \\ \text{TE: } \mathbf{D}_{A \rightarrow \text{Sub}} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \eta'_s & 1 - \eta'_s \\ 1 - \eta'_s & 1 + \eta'_s \end{bmatrix}, \end{cases} \quad (4)$$

式中 $\eta'_p = \epsilon_A k_{\text{sub}z} / (\epsilon_{\text{sub}} k_{Az})$, $\eta'_s = k_{\text{sub}z} / k_{Az}$, 其中 ϵ_{sub} 为基底的介电常数, $k_{\text{sub}z} = k_0 \sqrt{n_{\text{sub}}^2 - \sin^2 \theta}$ 为光在基底中沿 z 方向的波矢分量。光束在介质 A 中的传播矩阵 \mathbf{P} 可表示为

$$\mathbf{P}(d_A) = \begin{bmatrix} \exp(-ik_{Az}d_A) & 0 \\ 0 & \exp(ik_{Az}d_A) \end{bmatrix}. \quad (5)$$

因此, 图 1 所示结构的总传输矩阵为

$$\mathbf{M} = \mathbf{D}_{0 \rightarrow A} \mathbf{P}(d_A) \mathbf{D}_{A \rightarrow \text{Sub}}, \quad (6)$$

其反射系数为

$$r(\theta, \omega) = \mathbf{M}_{21} / \mathbf{M}_{11} = |r(\theta, \omega)| \exp[i\varphi(\theta, \omega)], \quad (7)$$

式中 $|r(\theta, \omega)|$ 为反射系数的模值, φ 为反射系数的相位。根据稳态相位法, 对于具有足够大束腰半径的入射光束, 其对应反射光束的古斯-汉欣位移 Δ 可由反射系数的相位求得^[2,8,31]:

$$\Delta = -\frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\varphi}{d\theta}. \quad (8)$$

根据传输矩阵及(8)式能够求出任意由非磁性材料组成的结构中的古斯-汉欣位移。

3 实验结果

为了实现对古斯-汉欣位移的调控, 利用传输矩阵法研究了图 1 所示结构中各参数对古斯-汉欣位移的影响规律, 然后得出了结构参数对古斯-汉欣位移及其共振角的调控规律。在接下来的仿真分析中选取的参数^[19-20,30]如下: 基底的折射率 $n_{\text{sub}} = 2.5$, 介质 A 的折射率 $n_A = 1.6$, 入射光的波长 $\lambda_0 = 1330 \times 10^{-9}$ m, 石墨烯的电子弛豫时间 $\tau_g = 11 \times 10^{-12}$ s。由于单层石墨烯涂层结构中费米能级对古斯-汉欣位移的调控不够大, 因此选取 6 层 ($N=6$) 石墨烯介质涂层^[18], 比较分析了单层石墨烯和 6 层石墨烯结构中费米能级对古斯-汉欣位的调控规律。同时需要说明的是, 古斯-汉欣位移是偏振相关的, 这里只考虑 TE 偏振的反射光束的古斯-汉欣位移调控情形。

首先, 固定石墨烯费米能级 E_F 来研究介质 A 的厚度 d_A 对古斯-汉欣位移的影响。考虑到电子的费米能级在 1 eV 以内时, 电子遵循无质量费米子的 Dirac 方程^[18,20,32], 假定 $E_F = 0.60$ eV, 光以不同角度入射到该结构表面时古斯-汉欣位移随 d_A 的变化情况如图 2(a) 所示。可以看出, 古斯-汉欣位移随 d_A 的增加呈渐变周期性变化。取介质 A 厚度 d_A 在 $2.00\lambda_0 \sim 2.30\lambda_0$ 范围内, 不同角度入射时反射光的古斯-汉欣位移随 d_A 变化的二维伪彩色分布图如图 2(b) 所示。可以看出, 对应每个 d_A 都存在一个或两个特定角度下负的古斯-汉欣位移, 这与文献[9]中所得到的结果一致。这是因为以这些角度入射的光在该结构内发生了共振传输, 其相位不连续而产生了较大的古斯-汉欣位移, 这些角度也被称为共振角。值得注意的是, 当某一厚度 d_A 对应两个共振角时, 第一个共振角处(入射角在 $0 \sim 50^\circ$ 范围内)古斯-汉欣位移的大小明显大于其他共振角处的, 因此在后面重点研究第一个共振角处的古斯-汉欣位移。

为了定量说明古斯-汉欣位移随介质 A 厚度的变化规律, 仿真分析了 5 个不同 d_A 下古斯-汉欣位移随入射角的变化关系, 如图 3(a) 所示。可以看出, 当 $d_A = 2.05\lambda_0$ 时, 共振角处的古斯-汉欣位移约为 $-7.44\lambda_0$, 此时共振角约为 11.70° ; 随 d_A 的增加共振角逐渐增大。为了更清楚地描述共振角处古斯-汉欣位移与共振角的关系, 将 $2.03\lambda_0 \leq d_A \leq 2.30\lambda_0$ 这个周期内不同厚度对应的共振角处古斯-汉欣位移用曲线连接起来, 如图

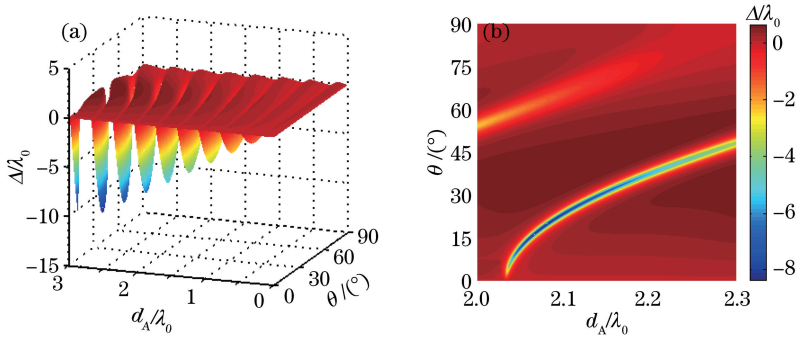


图 2 当 $E_F=0.60$ eV 时, 古斯-汉欣位移随介质 A 的厚度和入射角度变化的 (a) 三维曲面图和 (b) 二维伪彩色分布图

Fig. 2 (a) Three-dimensional surface plot and (b) two-dimensional pseudo-color distribution diagram of Goos-Hänchen shift as a function of incident angle and dielectric A thickness when $E_F=0.60$ eV

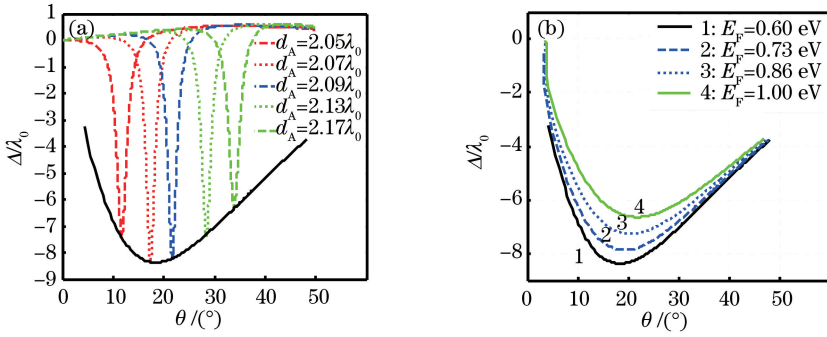


图 3 (a) 当 $E_F=0.60$ eV 时, 不同介质 A 厚度下的古斯-汉欣位移随入射角度的变化; (b) 不同石墨烯费米能级下古斯-汉欣位移随共振角的变化

Fig. 3 (a) Goos-Hänchen shift versus incident angle under different thicknesses of dielectric A when $E_F=0.60$ eV; (b) Goos-Hänchen shift versus resonance angle under different graphene Fermi energies

3(a) 中黑色实线所示。可以看出, 随着共振角的增加, 古斯-汉欣位移的大小先增大后减小, 且其在该周期内的极值 $\Delta = -8.37\lambda_0$, 此时共振角约为 18.40° 。不同 E_F 下共振角处的古斯-汉欣位移随共振角的变化关系如图 3(b) 所示, 其中 $E_F=0.60$ eV 对应的黑实线即为图 3(a) 中黑实线。从图 3(b) 可以看出, 不同 E_F 对应的曲线变化趋势相似, 且随 E_F 的增加, 相同共振角对应的古斯-汉欣位移逐渐减小。

固定介质 A 的厚度来研究石墨烯费米能级 E_F 对古斯-汉欣位移的影响。假定 $d_A=2.09\lambda_0$, 根据前面所述, E_F 在 1 eV 以内时, 电子遵循无质量费米子的 Dirac 方程, 这里 $0.60 \text{ eV} \leq E_F \leq 1.00 \text{ eV}$, 不同角度入射时反射光的古斯-汉欣位移随 E_F 的变化规律如图 4(a) 所示。可以看出, 共振角处的古斯-汉欣位移大小随费米能级的增加而逐渐减小。为了更清楚地描述这个规律, 重画了 $0.60 \text{ eV} \leq E_F \leq 1.00 \text{ eV}$ 范围内的古斯-汉欣位移与入射角和 E_F 的二维伪彩色分布图, 如图 4(b) 所示。可以看出, 共振角随着 E_F 的增加而逐渐减小, 更重要的是其变化范围很小, 基本在 5° 以内。接着定量分析了古斯-汉欣位移随 E_F 的变化情况, 模拟了三个不同 E_F 对应的古斯-汉欣位移变化情况, 如图 5(a) 所示。从这些变化情况可以得出, 随着 E_F 的增加, 共振角附近及共振角处的古斯-汉欣位移都逐渐减小。将 $0.60 \text{ eV} \leq E_F \leq 1.00 \text{ eV}$ 范围内不同费米能级对应的共振角处的古斯-汉欣位移用曲线连接起来, 如图 5(a) 中黑色实线所示。需要强调的是, 这条黑实线是当 $d_A=2.09\lambda_0$ 时得到的。

与图 5(a) 获得黑色实线的方法类似, 不同 d_A 下共振角处的古斯-汉欣位移随共振角变化的关系曲线如图 5(b) 所示, 其中曲线 3' (黑实线) 即为 $d_A=2.09\lambda_0$ 时图 5(a) 中的黑色实线。可以看出, 调节 d_A 的数值, 曲线的变化趋势相似, 且共振角对 d_A 的变化敏感, 而对 E_F 的变化不敏感。需要说明的是, 这里选用的是多层石墨烯而不是单层石墨烯, 因为前者的费米能级对古斯-汉欣位移的调控效果相对后者更明显。单层石墨烯的费米能级对古斯-汉欣位移的调控效果如图 6 所示, 图 6(a) 和图 6(b) 分别为不同角度入射时反射光的古斯-汉欣位移随 E_F 变化的三维图和二维伪彩色分布图。结合图 4 可以得出, 单层石墨烯结构中的费米能级

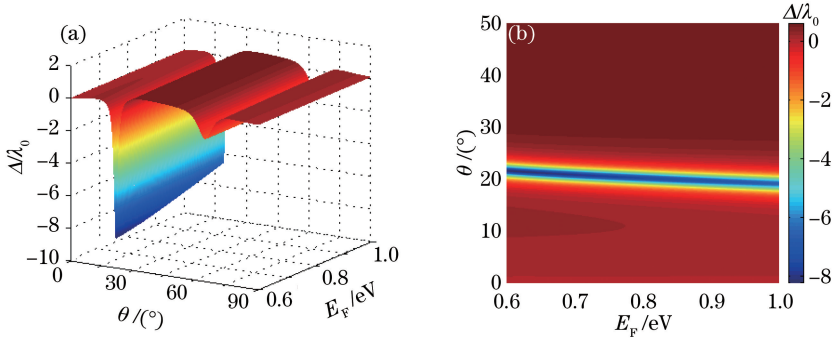


图 4 当 $d_A = 2.09\lambda_0$ 时,古斯-汉欣位移随入射角度和费米能级变化的

(a)三维曲面图和(b)二维伪彩色分布图

Fig. 4 (a) Three-dimensional surface plot and (b) two-dimensional pseudo-color distribution diagram of Goos-Hänchen shift as a function of incident angle and Fermi energy when $d_A = 2.09\lambda_0$

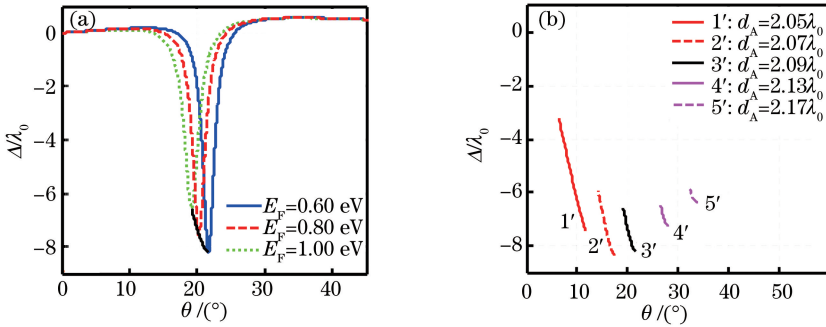


图 5 (a)当 $d_A = 2.09\lambda_0$ 时,不同费米能级下古斯-汉欣位移随入射角的变化;(b)不同介质厚度下古斯-汉欣位移随共振角的变化

Fig. 5 (a) Goos-Hänchen shift versus incident angle under different Fermi energies when $d_A = 2.09\lambda_0$;

(b) Goos-Hänchen shift versus resonance angle under different thicknesses of dielectric

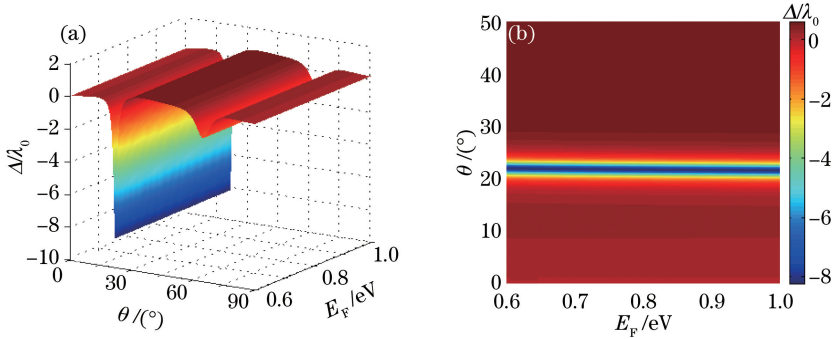


图 6 单层石墨烯结构的古斯-汉欣位移随入射角度和费米能级变化的(a)三维曲面图和(b)二维伪彩色分布图

Fig. 6 (a) Three-dimensional surface plot and (b) two-dimensional pseudo-color distribution diagram of Goos-Hänchen shift as a function of incident angle and Fermi energy for single-layer graphene structure

对共振角和古斯-汉欣位移的大小几乎都没影响,调控范围有限,因此选用 $N = 6$ 的石墨烯涂层。

最后,根据上述介质 A 厚度 d_A 和石墨烯费米能级 E_F 对古斯-汉欣位移的调控规律,进一步探索如何利用介质和石墨烯涂层实现共振角处的古斯-汉欣位移的精确调节。为了更清楚地描述 d_A 和 E_F 对共振角及共振角处古斯-汉欣位移的调控规律,将图 3(b)和图 5(b)中的曲线综合在一起,如图 7 所示。能清楚地看出,两种调控方式存在较大差异:相比 E_F , d_A 对共振角的影响更显著;相比 d_A , E_F 对古斯-汉欣位移大小的影响更显著。因此, d_A 主要调控共振角, E_F 主要调控古斯-汉欣位移。下面用实例 1(期望当入射角 $\theta = 20^\circ$ 时产生 $\Delta = -7\lambda_0$ 的目标古斯-汉欣位移)来描述实现古斯-汉欣位移精确调控的思路,具体调控步骤如下。首先找到目标古斯-汉欣位移对应点 D 和与之最近的两类曲线的交点 C , C 点对应的结构参数为 $d_A =$

$2.090\lambda_0$, $E_F=0.860$ eV。接着调节 d_A 或 E_F 中任意一个量,使得到的古斯-汉欣位移的大小或共振角接近目标古斯-汉欣位移的指标。此时共振角为 19.90° ,接近目标共振角,因此先调节 E_F 至 0.910 eV 使古斯-汉欣位移的大小接近目标,此时古斯-汉欣位移 $\Delta=-7.02\lambda_0$,而共振角为 19.60° ,很明显,通过对 E_F 的调节能使古斯-汉欣位移的大小与实例 1 的指标更接近,但共振角大小的差别较大;再调节 d_A 至 $2.092\lambda_0$,使共振角为 20.05° ,接近目标,此时古斯-汉欣位移 $\Delta=-7.03\lambda_0$ 。可以很清楚地看出,分别调节 E_F 和 d_A 可以使古斯-汉欣位移的大小和共振角与实例 1 的指标更为接近。若认为该精度不能满足要求,还可以继续交替循环调节 d_A 和 E_F 以达到更高的精度。

最后又微调了 E_F ,使得古斯-汉欣位移的大小更接近目标,即 $\Delta=-7.00\lambda_0$,此时共振角为 20.02° ,其对应的结构参数为 $E_F=0.916$ eV, $d_A=2.092\lambda_0$,相应的调控结果如图 8 中蓝色实线所示。根据实例 1 总结调控规律,发现这种调控过程是在图 7 中找到点 D 对应结构参数(d_A 和 E_F)的过程。同样地,根据上述调控方式实现了实例 2($\theta=15^\circ, \Delta=-7\lambda_0$)、实例 3($\theta=25^\circ, \Delta=-7\lambda_0$)和实例 4($\theta=20^\circ, \Delta=-8\lambda_0$)的调控,分别如图 8 中绿色点线、蓝色点线和红色虚线所示,其对应的参数分别为 $d_A=2.068\lambda_0, E_F=0.828$ eV, $d_A=2.118\lambda_0, E_F=0.876$ eV 和 $d_A=2.086\lambda_0, E_F=0.700$ eV。

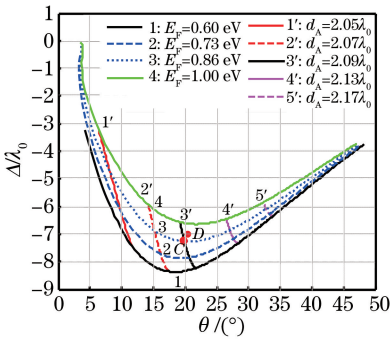


图 7 图 3(b)和图 5(b)的综合图

Fig. 7 Complex chart of Fig. 3(b) and Fig. 5(b)

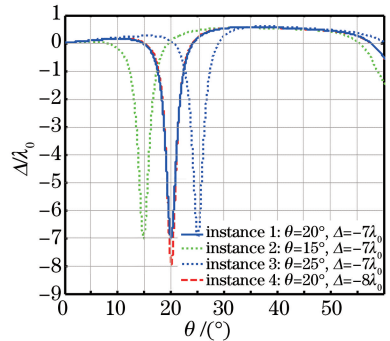


图 8 古斯-汉欣位移的调控实例

Fig. 8 Instances of controlling Goos-Hänchen shift

4 结 论

提出了一种基于介质和石墨烯涂层的结构,通过调整其结构参数能精确调控共振角及古斯-汉欣位移。运用传输矩阵法数值模拟了各结构参数对古斯-汉欣位移的影响规律,结果表明:随着介质层厚度的增加,共振角增大,古斯-汉欣位移的大小先增大后减小;而随着石墨烯费米能级的增加,共振角减小,古斯-汉欣位移逐渐减小。比较两种调控方式进一步得出,介质层厚度对共振角的影响相对于费米能级的更显著,而费米能级对古斯-汉欣位移大小的影响相对于介质层厚度的更显著。运用上述调控差异,交替调节介质层厚度和石墨烯费米能级,使共振角和古斯-汉欣位移逐步接近目标,实现了共振角分别为 $15^\circ, 20^\circ, 20^\circ, 25^\circ$,古斯-汉欣位移大小分别为 $-7\lambda_0, -7\lambda_0, -8\lambda_0$ 和 $-7\lambda_0$ 的精确调控。相比于利用吸收介质的介电常数对古斯-汉欣位移进行调控的方法,该调控方式更加简单,容易实现,不仅能够对古斯-汉欣位移进行精确调控,而且能同时对结构的共振角进行精确调控。这些研究结果为基于古斯-汉欣位移的传感器的制作提供了理论指导,在精密测量、医学、诊断化学和光传感领域具有重要意义。

参 考 文 献

[1] Goos F, Hänchen H. Ein neuer und fundamentaler versuch zur totalreflexion (in German)[J]. Annalen der Physik, 1947, 436(7/8): 333-346.
 [2] Artmann K. Berechnung der seitenversetzung des totalreflektierten strahles (in German)[J]. Annalen der Physik, 1948, 437(1/2): 87-102.
 [3] Wen Jisen, Wang Ligang. 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.

- [4] Huang Y Y, Dong W T, Gao L, *et al.* Large positive and negative lateral shifts near pseudo-Brewster dip on reflection from a chiral metamaterial slab[J]. *Optics Express*, 2011, 19(2): 1310-1323.
- [5] Fang Zhenhua, Luo Chunrong, Zhao Xiaopeng. Negative Goos-Hänchen shift of left-handed-metamaterials based on the silver dendritic structure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(3): 0316001.
方振华, 罗春荣, 赵晓鹏. 银树枝左手超材料的反常古斯-汉欣位移[J]. *光学学报*, 2015, 35(3): 0316001.
- [6] Li Chunfang, Yang Xiaoyan, Duan Tao, *et al.* Microwave measurement of dielectric film-enhanced Goos-Hänchen shift [J]. *Chinese J Lasers*, 2006, 33(6): 753-755.
李春芳, 杨晓燕, 段 毅, 等. 电介质膜增强的 Goos-Hänchen 位移的微波测量[J]. *中国激光*, 2006, 33(6): 753-755.
- [7] 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.
- [8] Chern R L. Effect of damping on Goos-Hänchen shift from weakly absorbing anisotropic metamaterials[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2014, 31(5): 1174-1181.
- [9] 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.
- [10] Zhao B, Gao L. Temperature-dependent Goos-Hänchen shift on the interface of metal/dielectric composites[J]. *Optics Express*, 2009, 17(24): 21433-21441.
- [11] Qamar S, Zubairy M S. Coherent control of the Goos-Hänchen shift[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(2): 023821.
- [12] Yallapragada V J, Ravishankar A P, Mulay G L, *et al.* Observation of giant Goos-Hänchen and angular shifts at designed metasurfaces[J]. *Scientific reports*, 2016, 6: 19319.
- [13] Nair R R, Blake P, Grigorenko A N, *et al.* Fine structure constant defines visual transparency of graphene[J]. *Science*, 2008, 320(5881): 1308-1308.
- [14] Merano M. Fresnel coefficients of a two-dimensional atomic crystal[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(1): 013832.
- [15] Papisimakis N, Luo Z Q, Shen Z X, *et al.* Graphene in a photonic metamaterial[J]. *Optics Express*, 2010, 18(8): 8353-8359.
- [16] Nikolaenko A E, Papisimakis N, Atmatzakis E, *et al.* Nonlinear graphene metamaterial[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(18): 181109.
- [17] Zhai Li, Xue Wenrui, Yang Rongcao, *et al.* Propagation properties of nano dielectric parallel lines coated with graphene [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(11): 1123002.
翟 利, 薛文瑞, 杨荣草, 等. 涂覆石墨烯的电介质纳米并行线的传输特性[J]. *光学学报*, 2015, 35(11): 1123002.
- [18] Xiang Y J, Dai X Y, Guo J, *et al.* Tunable optical bistability at the graphene-covered nonlinear interface[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(5): 051108.
- [19] Xu G, Xu Y, Sun J, *et al.* Tunable and nonreciprocal Goos-Hänchen shifts on reflection from a graphene-coated gyroelectric slab[J]. *Physics Letters A*, 2016, 380(29): 2329-2333.
- [20] 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 Photonic Journal*, 2013, 5(3): 6500108.
- [21] Jiang L, Wu J, Dai X, *et al.* Comparison of Goos-Hänchen shifts of the reflected beam from graphene on dielectrics and metals[J]. *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, 2014, 125(23): 7025-7029.
- [22] Madani A, Entezar S R. Surface polaritons of one-dimensional photonic crystals containing graphene monolayers[J]. *Superlattices Microstructures*, 2014, 75: 692-700.
- [23] Grosche S, Szameit A, Ornigotti M. Spatial Goos-Hänchen shift in photonic graphene[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(6): 063831.
- [24] Fan Y C, Shen N H, Zhang F, *et al.* Electrically tunable Goos-Hänchen effect with graphene in the terahertz regime [J]. *Advanced Optical Materials*, 2016, 4(11): 1824-1828.
- [25] Yan H, Li X, Chandra B, *et al.* Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks [J]. *Nature Nanotechnology*, 2012, 7(5): 330-334.
- [26] Zhan T R, Shi X, Dai Y Y, *et al.* Transfer matrix method for optics in graphene layers[J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2013, 25(21): 215301.
- [27] Luo Z, Tang Z, Xiang Y, *et al.* Polarization-independent low-pass spatial filters based on one-dimensional photonic crystals containing negative-index materials[J]. *Applied Physics B*, 2009, 94(4): 641-646.
- [28] Luo Z, Chen M, Liu J, *et al.* An approach of waveguide mode selection based on the thin-film spatial filters[J]. *Optics Communications*, 2016, 365: 120-124.

- [29] Chen Min, Wan Ting, Wang Zheng, *et al.* One-dimensional magnetic photonic crystal structures with wide absolute bandgaps[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(1): 014204.
陈 敏, 万 婷, 王 征, 等. 宽绝对禁带的一维磁性光子晶体结构[J]. *物理学报*, 2017, 66(1): 014204.
- [30] Yariv A. *Optical electronics in modern communications*[M]. Fifth edition. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002.
Yariv A. *现代通信光电子学*[M]. 第 5 版. 北京: 电子工业出版社, 2002.
- [31] 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.
- [32] Neto A H C, Guinea F, Peres N M R, *et al.* The electronic properties of graphene[J]. *Review of Modern Physics*, 2009, 81(1): 109.