

# 量子相干表面等离子体谐振系统中 古斯-汉欣位移的控制

陈园园, 张玮芝, 阎晓娜\*

上海大学理学院, 上海 200444

**摘要** 当光束在两种介质的分界面上发生全反射时, 反射光会产生横向的古斯-汉欣(GH)位移。在 Kretschmann 结构中引入原子介质, 利用耦合光激发表面等离子体波, 研究了表面等离子体波辅助的干涉效应作用下探测光的反射 GH 位移。通过对比耦合光分别为行波和表面等离子体波时探测光的反射率和反射 GH 位移, 发现当探测光入射角偏离谐振角时, 反射率曲线会出现类似 Fano 共振的不对称性, 反射 GH 位移关于探测光失谐量有一段线性变化区域, 且可以在正负之间变化; 当耦合光为表面等离子体波时, 反射 GH 位移对探测光失谐量的变化更敏感。

**关键词** 相干光学; 表面等离子体谐振; 古斯-汉欣位移; 量子相干

**中图分类号** O431.2 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201737.0903001

## Controlling of Goos-Hänchen Shift in Quantum Coherence Surface Plasmon Resonance System

Chen Yuanyuan, Zhang Weizhi, Yan Xiaona

College of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China

**Abstract** When the beam is totally reflected on the interface between two media, the reflected light has a transverse Goos-Hänchen (GH) shift. An atomic medium is introduced in the Kretschmann structure, and the surface plasmon wave is excited by the coupling light. The reflective GH shift of probe light under the surface plasmon assisted interference effect is studied. When the free propagating wave and the surface plasmon wave are respectively used as the coupling light, the reflectivity and the reflective GH shift of probe light are compared. It is shown that there is an asymmetric line-shape similar to Fano resonance in the reflectivity curve when the incident angle of the probe light deviates from the resonance angle, and the reflective GH shift can shift linearly between positive and negative values. When the coupling light is the surface plasmon wave, the reflective GH shift is more sensitive to the variation of the detuning of the probe beam.

**Key words** coherence optics; surface plasmon resonance; Goos-Hänchen shift; quantum coherence

**OCIS codes** 030.1670; 030.1670

## 1 引 言

当光束在两种介质的分界面上发生全反射时, 反射光在分界面上相对于几何光学定律计算的位置有一侧向位移, 这一位移被称为古斯-汉欣(GH)位移<sup>[1-2]</sup>, GH 位移在集成光学、光波导开关、光学传感器和信息传输等方面备受关注。近年来, 对 GH 位移的量子相干调控成为了新的研究热点。外加耦合光可引起原子介质吸收-色散特性的改变, 从而实现对 GH 位移的控制和增强。2008 年, Wang 等<sup>[3]</sup>将二能级原子系统作为腔内介质, 利用相干光改变介质的吸收-色散关系来控制 GH 位移; 当介质对探测光有较大增益时, 反射光会出现较大的负向 GH 位移。Ziauddin 等<sup>[4-6]</sup>分别以三能级和四能级电磁感应透明(EIT)介质作为腔内介

收稿日期: 2017-04-05; 收到修改稿日期: 2017-05-15

基金项目: 上海市自然科学基金(14ZR1415400)

作者简介: 陈园园(1977—), 女, 博士, 硕士生导师, 主要从事光子晶体和量子光学等方面的研究。

E-mail: cyuan@staff.shu.edu.cn

\* 通信联系人。E-mail: xnyan@staff.shu.edu.cn

质,进一步讨论了外加耦合光对 GH 位移的影响,实现了弱吸收情况下较大的正向和负向 GH 位移。2012 年,Deng 等<sup>[7-8]</sup>在原子介质中实现了基于 EIT 介质的 GH 位移的控制。2016 年,Asiri 等<sup>[9]</sup>基于三能级原子介质实现了对 GH 位移和 Imbert-Fedorov(IF)位移的控制。

表面等离子激元(SP)是由金属表面自由振动的电子与光子相互作用产生的沿金属表面传播的电子疏密波,其场分布沿界面方向高度局域并在垂直界面方向呈指数衰减。SP 的特性可使光被局域在空间尺寸远小于其自由空间波长的区域,克服了衍射极限<sup>[10]</sup>,因此各种基于 SP 的光学器件被提出<sup>[11-14]</sup>。Du 等<sup>[15-17]</sup>在棱镜耦合的 Kretschmann 结构中引入原子介质,讨论了耦合光分别为行波和表面等离子体波时探测光反射率的变化,提出了一种基于量子相干控制的表面等离子体谐振系统。在此基础上,本文对 Kretschmann 结构进行了进一步讨论,研究了 SP 辅助的干涉效应对探测光的反射 GH 位移的影响。

## 2 基于量子相干控制的表面等离子体谐振系统

表面等离子体谐振系统的示意图如图 1 所示,该系统由三层结构组成,上层为透明介质层如棱镜(标记为 t),中间为银金属薄膜层(标记为 m),底层为由原子气体或掺杂固体构成的 EIT 介质(标记为 d)。耦合光和探测光由棱镜入射到金属界面,临界角记为  $\theta_{crit}$ ;当耦合光的入射角  $\theta_c$  小于临界角  $\theta_{crit}$  时,耦合光为行波;当耦合光入射角  $\theta_c$  大于等于临界角  $\theta_{crit}$  时,发生全反射,耦合光为消逝波;当耦合光入射角  $\theta_c$  约等于谐振角  $\theta_{res}$  时,耦合光为表面等离子体波;探测光的入射角  $\theta_p$  总是大于临界角  $\theta_{crit}$ 。下面讨论当耦合光分别为行波和表面等离子体波时,原子相干介质的共同作用对探测光反射 GH 位移的影响。

三能级原子介质的能级示意图如图 2 所示,基于电磁感应透明原理,原子介质在外加耦合光作用下的极化率  $\chi(x, y, z)$  受到调制<sup>[15,18]</sup>,  $\chi(x, y, z)$  可表示为

$$\chi(x, y, z) = -\frac{|\mu_{10}|^2 N}{\hbar \epsilon_0} \times \frac{\frac{1}{2} \left( \delta_p - \delta_c + i \frac{\gamma'}{2} \right)}{-\frac{1}{4} \Omega_c(x, y, z)^2 + \left( \delta_p + i \frac{\gamma}{2} \right) \left( \delta_p - \delta_c + i \frac{\gamma'}{2} \right)}, \quad (1)$$

式中  $\mu_{10}$  为原子由  $|1\rangle$  态到  $|0\rangle$  态跃迁的电偶极矩,  $N$  为单位体积内的原子数,  $\delta_p = \omega_p - \omega_{10}$  为探测光的失谐量,  $\delta_c = \omega_c - \omega_{12}$  为耦合光的失谐量,  $\omega_p, \omega_c$  分别为探测光和耦合光的角频率,  $\omega_{10}, \omega_{12}$  分别为  $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$  和  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  跃迁的角频率,  $\gamma, \gamma'$  分别为  $|1\rangle$  态和  $|2\rangle$  态的纵向弛豫速率,  $\hbar$  为普朗克常量,  $\epsilon_0$  为介电常数。由(1)式可知,  $\chi(x, y, z)$  与耦合光的拉比频率  $\Omega_c(x, y, z)$  有关。在 EIT 介质中,当耦合光为行波时,  $\Omega_c(x, y, z)$  为常数,记为  $\Omega_{c0}$ ,  $\chi(x, y, z)$  的分布与空间无关;当耦合光为表面等离子体波时,  $\Omega_c(x, y, z)$  的空间分布将影响  $\chi(x, y, z)$ 。由于表面等离子体波沿介质表面传播,沿垂直方向衰减,因此只考虑拉比频率沿  $x$  方向的变化,得到  $\Omega_c(x) = \Omega_{c0} \exp(-ik_{xz}^{(c)} x)$ <sup>[13]</sup>, 其中  $k_{xz}^{(c)} = \sqrt{\omega_c^2/c^2 - k_z^{(c)2}}$ ,  $k_z^{(c)} = \omega_c/cn_p \sin\theta_c$  ( $n_p$  为上层介质棱镜的折射率)。

根据菲涅耳公式,探测光通过图 1 所示的三层结构时的振幅反射系数为

$$r_{tmd} = \frac{r_{tm} + r_{md} \exp(2ik_{mx}q)}{1 + r_{tm}r_{md} \exp(2ik_{mx}q)}, \quad (2)$$

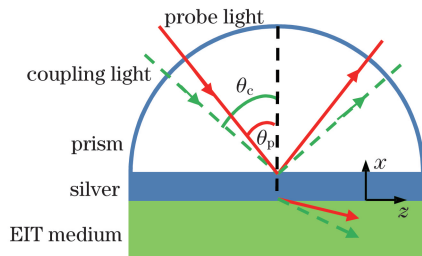


图 1 表面等离子体谐振系统示意图

Fig. 1 Schematic of surface plasmon resonance system

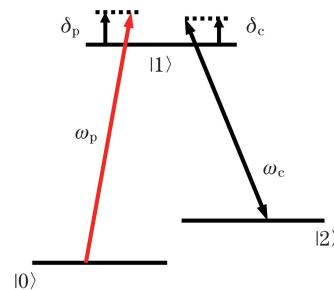


图 2 三能级原子介质的能级示意图

Fig. 2 Energy level diagram of three-level atom medium

式中  $q$  为金属薄膜的厚度,  $r_{tm}$  和  $r_{md}$  分别为 t/m 和 m/d 界面的反射系数。以横磁(TM)波为例进行分析, 反射系数  $r_{tm}$  和  $r_{md}$  可表示为

$$r_{tm} = \frac{\epsilon_m k_{tx} - \epsilon_t k_{mx}}{\epsilon_m k_{tx} + \epsilon_t k_{mx}}, \quad (3)$$

$$r_{md} = \frac{\epsilon_d k_{mx} - \epsilon_m k_{dx}}{\epsilon_d k_{mx} + \epsilon_m k_{dx}}, \quad (4)$$

式中  $\epsilon_j, k_{jx}$  ( $j$  取 t, m, d) 分别为介质层的介电常数和波数的垂直分量, 且  $k_{jx} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_j - k_z^2}$ ,  $k_z = k_0 n_1 \sin \theta_p$ ,  $n_1$  为棱镜折射率。结构的反射率  $R = |r_{tmd}|^2$ 。

当耦合光为表面等离子体波时, 有  $\theta_p \approx \theta_c^{[15]}$ , 则探测光的反射系数为

$$r_{md} = \frac{r_{mv} + r_{vd}}{1 + r_{mv} r_{vd}}, \quad (5)$$

其中

$$r_{mv} = \frac{k_{mx} - \epsilon_m k_{vx}}{k_{mx} + \epsilon_m k_{vx}}, \quad (6)$$

$$r_{vd} = \frac{k_0^2}{k_{vx}^2} \left[ \epsilon_{rb} - 1 - \frac{|\mu_{10}|^2 N}{\hbar \epsilon_0} \frac{\beta}{\delta_p + i \frac{\gamma}{2}} \ln(1 - 1/\beta) \right], \quad (7)$$

式中  $\beta = [4(\delta_p + i\gamma/2)(\delta_p - \delta_c + i\gamma'/2)]/\Omega_{c0}^2$ ;  $k_{vx} \approx k_{vx}^{(c)} = i\text{Im}[k_{vx}^{(c)}]$ ,  $\text{Im}(\cdot)$  表示取虚部;  $\epsilon_{rb}$  为背景介质的相对介电常数, 背景介质通常为真空或稀薄介质, 因此  $\epsilon_{rb} \approx 1$ 。

由稳态相位理论<sup>[19-21]</sup>可得探测光的反射 GH 位移为

$$S = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\varphi_r}{d\theta} = -\frac{\lambda}{2\pi} \text{Im} \left[ \frac{d(\ln r)}{d\theta} \right], \quad (8)$$

式中  $\lambda$  为波长,  $\varphi_r$  为反射系数的相位因子,  $\theta$  为探测光的入射角,  $r$  为三层结构的反射系数。

### 3 结果与分析

由(1)式可以得到原子介质的极化率  $\chi$  随探测光归一化频率失谐量  $\delta_p/\gamma$  的变化曲线, 如图 3 所示。各参数取值为:  $|\mu_{10}| = \sqrt{3.5247} \epsilon a_0/3$ ,  $a_0$  为玻尔半径,  $n_t = 1.51$ ,  $N = 3.3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $\epsilon_m = -13.3 + 0.883i$ ,  $q = 50 \text{ nm}$ ,  $\gamma = 61.54 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_{c0} = 1.23\gamma$ ,  $\delta_c = 0$ ,  $\gamma' = 0$ ,  $\text{Re}(\cdot)$  表示取实部。

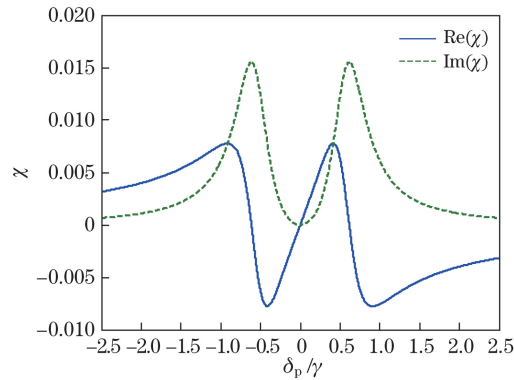


图 3 原子介质的极化率  $\chi$  随探测光归一化频率失谐量  $\delta_p/\gamma$  的变化

Fig. 3 Variation in atomic medium polarizability  $\chi$  with normalized frequency detuning  $\delta_p/\gamma$  of probe light

由(1)~(7)式可以得到耦合光分别为行波和表面等离子体波时, 探测光的反射率随入射角的变化, 如图 4 所示。其中反射率曲线的谷值所对应的角度为激发等离子体波的谐振角, 此时探测光激发为等离子体波, 等离子体波在介质表面传播, 此时反射率最低。通过对比图 4(a)、(b)可以得到, 随着探测光失谐量  $\delta_p$  的增大, 谐振角相应变大, 反射率也逐渐增加, 且当耦合光为表面等离子体波时, 这一变化更为明显。

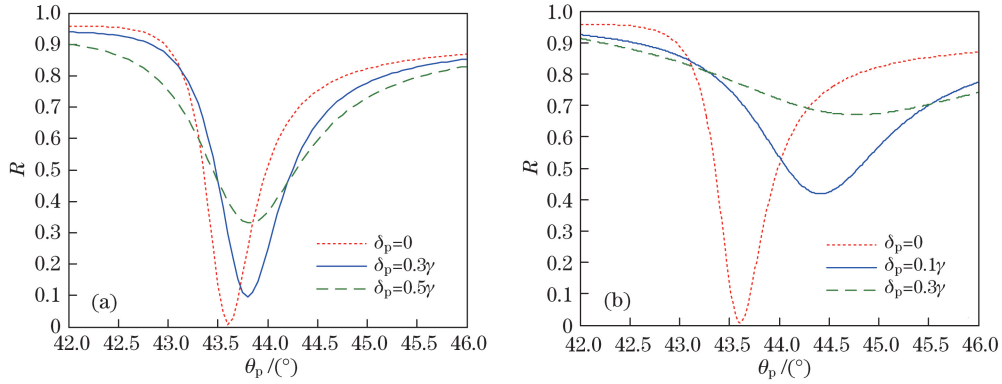


图 4 探测光的反射率  $R$  随入射角  $\theta_p$  的变化。(a)耦合光为行波;(b)耦合光为表面等离子体波  
Fig. 4 Variation in reflectivity  $R$  of probe light with incident angle  $\theta_p$ . (a) Coupling light is free propagating wave; (b) coupling light is surface plasmon wave

由(8)式可以得到探测光归一化的反射位移  $S/\lambda$  随入射角  $\theta_p$  的变化,如图 5 所示。可以看出,当入射角为等离子体波谐振角时,等离子体波在介质表面传播,对应的反射位移最大。当入射角偏离谐振角时,反射位移迅速减小,反射位移以谐振角为中心基本呈左右对称。此外,当探测光失谐量  $\delta_p$  变化时,失谐量越大,反射位移越小,且当耦合光为表面等离子体波时,反射位移对失谐量的变化更敏感。

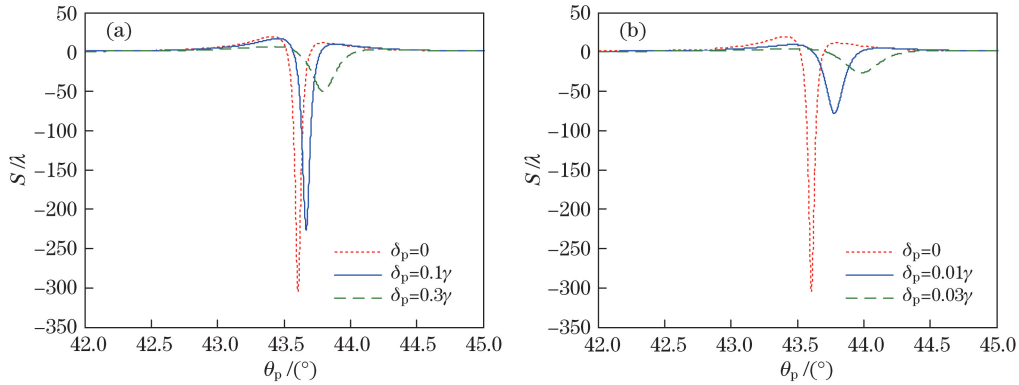


图 5 探测光归一化反射位移  $S/\lambda$  随入射角  $\theta_p$  的变化。(a)耦合光为行波;(b)耦合光为表面等离子体波  
Fig. 5 Variation in normalized reflection shift  $S/\lambda$  of probe light with incident angle  $\theta_p$ . (a) Coupling light is free propagating wave; (b) coupling light is surface plasmon wave

下面分析不同入射角时失谐量  $\delta_p$  对探测光反射位移的影响。图 6 所示为当耦合光为行波时,探测光的反射率和反射位移随归一化失谐量  $\delta_p/\gamma$  的变化,其中入射角分别为  $43.4^\circ$ 、 $43.6^\circ$ 、 $43.8^\circ$ 。入射角为  $43.8^\circ$  对应失谐量  $\delta_p = 0$  时激发等离子体波的谐振角度。当入射角为谐振角时,反射率曲线关于  $\delta_p/\gamma$  近似呈左右对称,随着失谐量的增大,反射率增大,等离子体波的激发减弱。当入射角偏离谐振角时,反射率曲线的对称性被破坏,反射率关于失谐量有一段线性变化区域。这一非对称性类似于 Fano 共振线型<sup>[22-23]</sup>,可以理解为当入射角稍偏离谐振角时,在该结构中传输的光分为两部分:一部分光直接通过棱镜,形成连续的透射谱;另一部分光激发了等离子体激元,波沿着平板方向传播,场在结构两侧的自由空间中呈指数衰减,该部分光的传播构成另一类型的传输通道。这两个通道分别对应于量子系统中的连续态和分立态,形成了 Fano 共振的不对称谱线<sup>[24-26]</sup>。相应地,反射位移也产生了这一非对称性。反射位移关于失谐量有一段线性变化区域,并且随着失谐量的变化,反射位移可以在正负之间变化,这种线性变化的 GH 位移应更具有实际应用价值。

图 7 所示为当耦合光为表面等离子体波时探测光的反射率和反射位移随归一化失谐量  $\delta_p/\gamma$  的变化,可以看出二者的变化规律基本类似,在失谐量  $\delta_p \approx 0$  附近,反射率和反射位移关于失谐量都有一段线性变化区域。与图 6 相比,图 7 中反射率和反射位移对失谐量的变化更敏感。

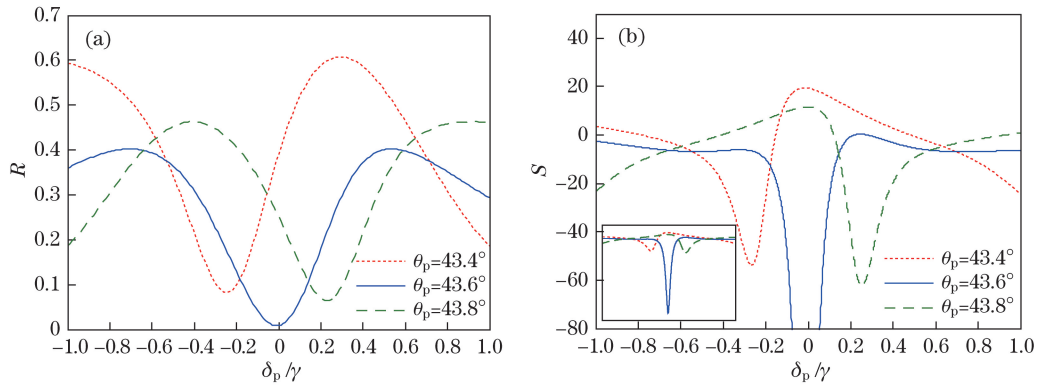


图 6 当耦合光为行波时,探测光的(a)反射率和(b)反射位移随  $\delta_p/\gamma$  变化  
 Fig. 6 Variations in (a) reflectivity and (b) reflective shift of probe light with  $\delta_p/\gamma$  when coupling light is free propagating wave

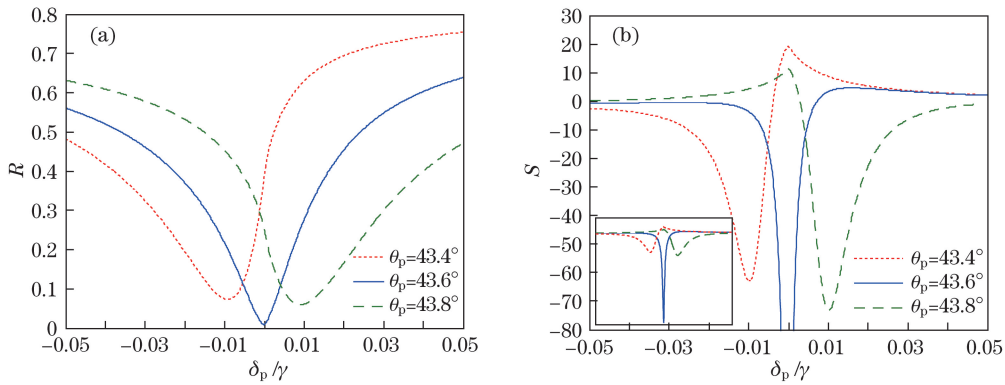


图 7 当耦合光为表面等离子体波时,探测光的(a)反射率和(b)反射位移随  $\delta_p/\gamma$  变化  
 Fig. 7 Variations in (a) reflectivity and (b) reflective shift of probe light with  $\delta_p/\gamma$  when coupling light is surface plasmon wave

为了能够更直观地对比反射位移随失谐量变化的灵敏度,将归一化的反射位移相对于归一化失谐量的变化率定义为位移响应灵敏度  $A_s$ ,即

$$A_s = \frac{d(S/\lambda)}{d(\delta_p/\gamma)} \quad (9)$$

由(9)式可得到耦合光分别为行波和表面等离子体波时,位移响应灵敏度  $A_s$  随归一化失谐量  $\delta_p/\gamma$  的变化,如图 8 所示,其中入射角为  $43.8^\circ$ 。对比图 8(a)、(b)可以看出,当耦合光为表面等离子体波时,位移响

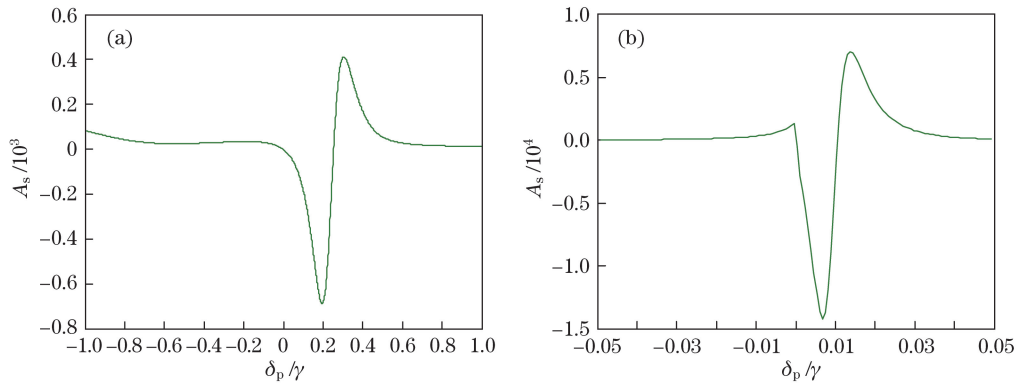


图 8 当  $\theta_p = 43.8^\circ$  时位移响应灵敏度  $A_s$  随  $\delta_p/\gamma$  变化。(a)耦合光为行波;(b)耦合光为表面等离子体波  
 Fig. 8 Variation in shift response sensitivity  $A_s$  with  $\delta_p/\gamma$  when  $\theta_p = 43.8^\circ$ . (a) Coupling light is free propagating wave;  
 (b) coupling light is surface plasmon wave



应灵敏度提高了一个数量级,其物理机制可能为:表面等离子体波被局域在金属层和 EIT 介质层交界面,增强了磁场和塞曼效应,使探测光微小的失谐量也可以产生量子干涉作用,并且使 EIT 介质极化率得到调制,从而引起探测光反射位移的变化。

图 9 为当入射角为  $43.8^\circ$ 、拉比频率  $\Omega_{c0}$  取不同值时,探测光反射位移随归一化失谐量  $\delta_p/\gamma$  的变化。对比图 9(a)、(b)可以看出:当耦合光为表面等离子体波时,反射位移对失谐量变化的灵敏度更高;拉比频率  $\Omega_{c0}$  的变化对反射位移的极值影响不大;当耦合光为行波时,反射位移的极值基本不变;当耦合光为表面等离子体波时,反射位移的极值略有减小;拉比频率的增大使反射位移随  $\delta_p$  变化的调制范围更大,且当耦合光为表面等离子体波时[图 9(b)]调制范围的增大更为明显。

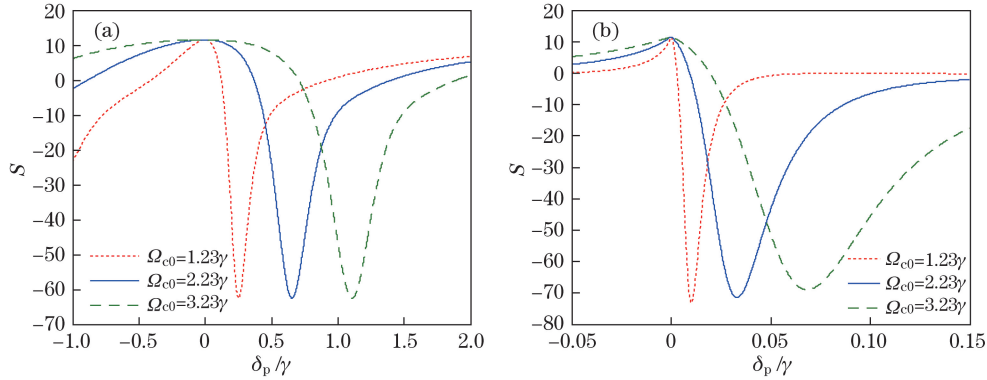


图 9 当  $\theta_p = 43.8^\circ$  且拉比频率不同时,探测光反射位移随  $\delta_p/\gamma$  变化

Fig. 9 Variation in reflection shift of probe light with  $\delta_p/\gamma$  at different Rabi frequencies when  $\theta_p = 43.8^\circ$ .

(a) Coupling light is free propagating wave; (b) coupling light is surface plasmon wave

## 4 结 论

以透明介质、金属层和原子介质构成的 Kretschmann 结构为对象,研究了 SP 辅助的干涉效应对探测光 GH 位移的影响,对比了耦合光分别为行波和表面等离子体波时,探测光的反射率和反射位移。研究发现:当探测光入射角偏离谐振角时,反射率曲线的左右对称性被破坏,产生类似于 Fano 共振的不对称性,反射位移关于失谐量有一段线性变化区域,并且反射位移可以在正负之间变化;当耦合光为表面等离子体波时,反射位移对失谐量变化的灵敏度相比耦合光为行波时提高了一个数量级。反射位移的线性变化及其对失谐量变化的较高灵敏度在光学传感和量子系统变化监控等方面具有潜在的应用价值。

## 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] Goos F, Lindberg-Hänchen H. Neumessung des Strahlversetzungseffektes bei Totalreflexion[J]. Annalen der Physik, 1949, 440(3): 251-252.
  - [3] Wang L G, Ikram M, Zubairy M S. Control of the Goos-Hänchen shift of a light beam via a coherent driving field[J]. Physical Review A, 2008, 77(2): 023811.
  - [4] Ziauddin, Qamar S, Zubairy M S. Coherent control of the Goos-Hänchen shift[J]. Physical Review A, 2010, 81(2): 023821.
  - [5] Ziauddin, Qamar S. Gain-assisted control of the Goos-Hänchen shift[J]. Physical Review A, 2011, 84(5): 053844.
  - [6] Ziauddin, Qamar S. Control of the Goos-Hänchen shift using a duplicated two-level atomic medium[J]. Physical Review A, 2012, 85(5): 055804.
  - [7] Deng W W, Wu S P, Li G X. Enhancement of the Goos-Hänchen shift by electromagnetically induced transparency with amplification[J]. Optics Communications, 2012, 285(10): 2668-2674.
  - [8] Su Jiani, Deng Wenwu, Li Gaoxiang. Coherent control of the Goos-Hänchen shift in four-level atomic medium[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(14): 144210.
- 苏家妮, 邓文武, 李高翔. 四能级原子介质中 Goos-Hänchen 位移的相干控制[J]. 物理学报, 2012, 61(14): 144210.

- [9] Asiri S, Xu J P, Al-Amri M, *et al.* Controlling the Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts via pump and driving fields[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(1): 013821.
- [10] Novotny L, Hecht B, Pohl W D. Interference of locally excited surface plasmons[J]. *Journal of Applied Physics*, 1997, 81(4): 1798-1806.
- [11] Lin X S, Huang X G. Tooth-shaped plasmonic waveguide filters with nanometric sizes[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(23): 2874-2876.
- [12] Porto J A, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J. Optical bistability in subwavelength slit apertures containing nonlinear media[J]. *Physical Review B*, 2004, 70(8): 081402.
- [13] Zhang Xu, Wu Yu, Tong Xuan, *et al.* Study of surface plasmon polaritons waveguide of silver nanowire[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(1): 0124001.  
张旭, 吴禹, 仝旋, 等. 银纳米线表面等离子体激元导光的研究[J]. *光学学报*, 2016, 36(1): 0124001.
- [14] Li Yong, Zhang Huifang, Fan Tianxin, *et al.* Theoretical analysis of double dielectric loaded graphene surface plasmon polariton[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(7): 0724001.  
李勇, 张惠芳, 范天馨, 等. 双介质加载石墨烯表面等离子激元波导的理论分析[J]. *光学学报*, 2016, 36(7): 0724001.
- [15] Du C G. Surface plasmon resonance under conditions of electromagnetically induced transparency[J]. *Physics*, 2011: arXiv: 1112.4172.
- [16] Jing Qingli, Du Chunguang, Gao Jiancun. New application of surface plasmon resonance-measurement of weak magnetic field[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(3): 037302.  
荆庆丽, 杜春光, 高健存. 表面等离子共振现象的新应用—微弱磁场的测量[J]. *物理学报*, 2013, 62(3): 037302.
- [17] Du C G, Jing Q L, Hu Z F. Coupler-free transition from light to surface plasmon polariton[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(1): 013817.
- [18] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, 77(2): 633-673.
- [19] Artmann K. Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektierten Strahles[J]. *Annalen der Physik*, 1948, 437(1/2): 87-102.
- [20] 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.
- [21] Yan Y, Chen X, Li C F. Large and negative lateral displacement in an active dielectric slab configuration[J]. *Physics Letters A*, 2007, 361(1): 178-181.
- [22] Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts[J]. *Physical Review*, 1961, 124(6): 1866-1878.
- [23] Miroshnichenko A E, Flach S, Kivshar Y S. Fano resonances in nanoscale structures[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(3): 2257-2298.
- [24] Fan S. Sharp asymmetric line shapes in side-coupled waveguide-cavity systems[J]. *Applied Physics Letters*, 2002, 80(6): 908-910.
- [25] Grillet C, Freeman D, Lutherdavis B, *et al.* Characterization and modeling of Fano resonances in chalcogenide photonic crystal membranes[J]. *Optics Express*, 2006, 14(1): 369-376.
- [26] Qiang Z X, Yang H J, Chen L, *et al.* Fano filters based on transferred silicon nanomembranes on plastic substrates[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93(6): 061106.