

光束反射中的若干新奇现象*

张纪岳¹ 李春芳^{1,2,†} 杨晓燕¹

(1 中国科学院西安光学精密机械研究所 瞬态光学技术国家重点实验室 西安 710068)

(2 上海大学理学院物理系 上海 200436)

摘 要 文章对有限宽度的光束在两种不同光学性质的平面界面上反射时的若干新奇现象进行了系统的介绍。这里所说的反射中的新奇现象,指的是与经典几何光学反射定律不相一致的一切现象,主要介绍三种典型光束(平行光束、高斯光束与发散光束)从光密介质入射到光疏介质界面上的反射现象。

关键词 光束,平面界面,全反射

Some novel phenomena of finite beams of light in total internal reflection

ZHANG Ji-Yue¹ LI Chun-Fang^{1,2,†} YANG Xiao-Yan¹

(1 State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Academia Sinica, Xi'an 710068, China)

(2 Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200436, China)

Abstract Some novel phenomena for finite beams of lights when undergoing total internal reflection at a planar interface are presented. Here 'novel' refers to phenomena which differ from those described by geometric optics. Three typical light beams, namely, parallel, Gaussian and divergent beams are discussed.

Key words finite beam of light, planar interface, total internal reflection

1 引言

在传统光学中,人们普遍认为,当光束从光密介质入射到光疏介质时,在二者的分界面上发生几何光学反射,遵守 Snell 定律。这里所指的光束是指横截面宽度有限的光波。但是,1947 年 Goos - Hänchen 在实验上^[1]发现:当有限宽度的光束从光密介质入射到光疏介质上时,在入射角大于临界角的情况下,反射光束偏离了几何光学所预言的位置,在入射面内会发生纵向位移。后来,人们又相继发现了一些其他的现象^[2-5],我们将这些现象都称之为反射中的新奇现象。其实,早在 1672 年牛顿就在他的光学中预言,光束在两种介质的界面上发生全反射时,其反射光束相对几何反射会发生位移。但由于其位移量只能达到光波长的量级,实验上很难观察到,所以该现象一直没有受到人们的重视,直到 275

年后,即在 1947 年 Goos - Hänchen 在实验上观察到光束的位移现象后,才引起人们的重视。后来到了 1950 年,Volter 把这一现象叫做 Goos - Hänchen (GH)效应。这一现象引起人们对非镜面现象研究的兴趣,在随后的 20 多年内,人们用多种理论模型解释这种现象^[6-9]。理论和实验证明,GH 位移在表面光学^[10]、薄膜光学和非线性光学^[11]等方面都有着潜在的应用前景。

这里我们所说的界面是指不同介质的平面界面。对于平面界面来说,入射光束可以是平行光束、高斯光束和发散光束。这三种光束在界面上反射时出现不同的新奇现象,例如,反射光束除了在入射面

* 国家自然科学基金(批准号:60377025)、上海市科委启明星计划(批准号:03QM1405)、上海市教委曙光计划(批准号:01SG46)、上海市重点学科资助项目

2004-02-05 收到初稿,2004-03-23 修回

† 通讯联系人, E-mail: cfli@staff.shu.edu.cn

内发生纵向位移外,后来发现在垂直于入射面的方向也会产生位移,即横向位移^[12].对于高斯光束还会产生光束的角度偏转、腰斑位置移动以及腰斑大小的畸变等现象^[13-15].一般来说,这些现象与各种因素有关,例如,光束的入射角、介质的折射率和偏振状态等,常见的偏振状态有垂直偏振(垂直于入射面)和平行偏振(平行于入射面),我们下面简称为 TE 偏振和 TM 偏振.

2 平行光束的反射

本文中提到的平行光束一般来说是指不发散的光束,当一束平行光束从光密介质入射到光疏介质时,会产生一些与几何光学不相一致的新奇现象.

2.1 Goos - Hänchen (GH) 效应

1947 年,Goos 和 Hänchen 在实验上观察到^[11],当一束平行光束入射到光密与光疏介质的界面上时,在入射角大于临界角的情况下,其反射光束与几何光学规律不相重合,在入射面内发生位移,产生的位移称之为 Goos - Hänchen 位移.当光束在入射面内沿 X 正方向发生位移时,称之为正的 GH 位移,如图 1 所示.

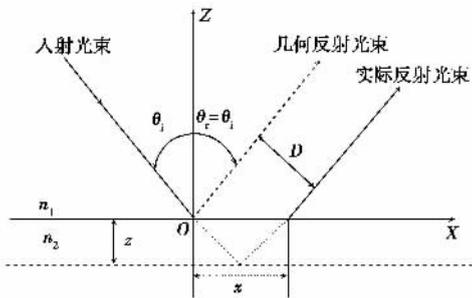


图 1 单界面反射结构中正的 Goos - Hänchen 位移

从图 1 中可以看出,当光束入射到界面上时,会穿入光疏介质一段距离,再重新进入光密介质,就好像是在另外一个平面界面上发生了反射,不过这个界面已深入到光疏介质内.图中 θ_i 为光束的入射角, θ_r 为光束的反射角, $\theta_i > \theta_c = \sin^{-1}(n_2/n_1)$, 其中 θ_c 为界面的临界角,两种介质的折射关系为 $n_1 > n_2$. D 为反射光束的纵向位移量, $z = \frac{D}{\cos\theta_i}$ 为贯穿深度, $x = \frac{D}{\sin\theta_i}$ 为中心位移.

Artmann 利用稳态相位法^[6]给出反射光束的 GH 位移的数学表达式:

$$D = -\frac{d\varphi}{kd\theta}, \quad (1)$$

其中 φ 为反射系数的相移[$r = \rho \exp(-i\varphi)$],当光束发生全反射时 $\rho = 1$] k 是在入射介质内的波数($k = 2\pi n_1/\lambda$) θ 为光束的入射角.

当上图中的介质 2 为弱吸收介质时,即折射率 $n_2 = n'_2 + in''_2$, $n_1 > n_2$,反射光束也偏离几何光学所预言的位置,并沿 x 负方向发生位移,这称之为负的 Goos - Hänchen 位移^[16],如图 2 所示.

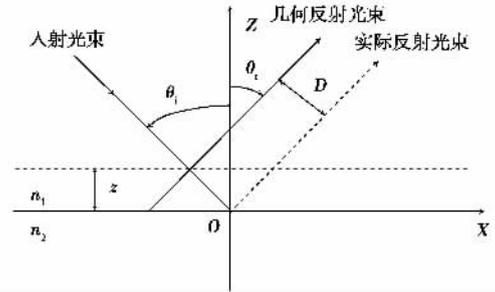


图 2 弱吸收介质界面上负的 Goos - Hänchen 位移

从图 2 可以看出,当反射光束发生负的 GH 位移时,光束似乎提前在光密介质内发生反射,其反射界面抬高到光密介质内. Lai 等人的研究结果表明^[17],当介质 2 为弱吸收介质时,光束的入射角在接近于布儒斯特角时,反射光束发生大的负的 GH 位移,且随着弱吸收系数减小,负位移量可达到十几个波长.

过去的理论研究表明,光束的 GH 位移是由于光束在介质 2 内产生的倏逝波所引起的,其位移量与倏逝波的穿透深度成比例,仅是波长的量级.所谓倏逝波是指当一束光从光密介质入射到光疏介质中时,在入射角大于临界角的情况下,光束在光疏介质中会产生非均匀波,这个波在沿法线方向上衰减很快,因而把它称为倏逝波.

光束在单界面上发生全反射时, GH 位移量只能达到波长的量级,在实验中很难对其进行探测.为了在实验上观察到 GH 位移,可以采用多次反射^[11]和共振增强的方法^[18-20]来增大反射光束的纵向位移.采用这些方案,预计可使反射光束的 GH 位移量提高 2 至 3 个量级.另外,通过改变层的结构和介质参数还可使反射光束发生向前或向后位移,即位移可正可负.

图 3 为单层膜结构图,折射率为 n_1 的玻璃棱镜表面镀有厚度为 a 、折射率为 n_2 的薄膜,薄膜右边为空气,折射率为 $n_3 = 1$. 三种介质的折射率的关系

为 $n_1 > n_2 > n_3$. 光束的入射角 θ_i 小于棱镜与薄膜界面的临界角 $\theta_{1c} = \sin^{-1}(n_2/n_1)$ 而大于棱镜与空气界面的临界角 $\theta_{2c} = \sin^{-1}(n_3/n_1)$.

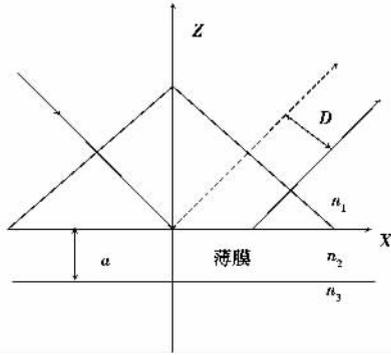


图3 镀有薄膜的单界面结构图

利用稳态相位法,得到的反射光束的 GH 位移量会随薄膜的厚度和光束入射角变化呈现周期性变化^[21],图4和图5给出了 TE 反射光束的 GH 位移量 D_r 随薄膜厚度和入射角变化的典型曲线.从图4和图5中可以看出, GH 位移量的极大值可达到波长的数百倍,而 D 取极大值的条件^[22]是

$$2 \frac{2\pi}{\lambda} n_2 d_2 \cos\theta_2 - 2\varphi_{23} = 2m\pi \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (2)$$

式中 θ_2 为光束在薄膜介质内的入射角, $-2\varphi_{23}$ 为光波在薄膜与空气界面上的反射相移(2)式正是薄膜内光场产生横向共振的条件.

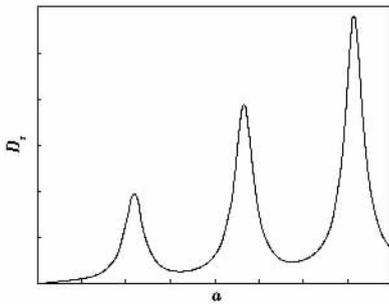


图4 TE 波的反射光束的 GH 位移随薄膜厚度 a 的变化曲线

图6为双层膜结构^[20]示意图,折射率为 n_1 的玻璃棱镜上镀有厚度为 d_2 , 折射率为 n_2 薄膜,第二层薄膜既可以为金属也可以为绝缘材料,厚度为 d_3 , 其折射率为 n_3 , 棱镜与薄膜的折射率关系为 $n_3 > n_2 > n_1 > n_4$, 薄膜的下边为空气,其折射率 $n_4 = 1$. 在双层膜结构中,反射光束的 GH 位移达到极大值条件与单层膜相似,即在厚度为 d_3 , 折射率为

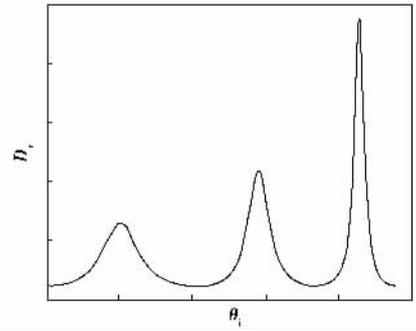


图5 TE 反射光束的 GH 位移随入射角 θ_i 变化曲线

n_3 的高折射率介质内光场产生横向共振,其条件为^[23]:

$$2 \frac{2\pi}{\lambda} n_3 d_3 \cos\theta_3 - 2\varphi_{34} - 2\varphi_{321} = 2m\pi \quad (m \text{ 为整数}), \quad (3)$$

式中 θ_3 为光束在折射率为 n_3 的薄膜介质内的入射角, $-2\varphi_{34}$ 为光波在折射率为 n_3 的薄膜与空气界面上的反射相移, $-2\varphi_{321}$ 为光波在棱镜和两层薄膜之间的界面上的反射相移.

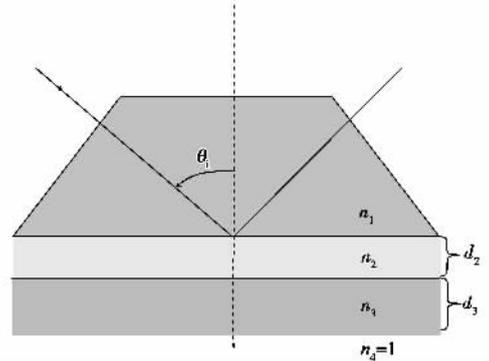


图6 双层膜结构

采用多层膜结构的方案同样也可以增加 GH 位移^[24],如图7所示.多层膜是由高折射率的基底,以及 $2M + 1$ 层高低折射率交替介质膜组成,最后的附加层为低折射率介质,可通过调节这层介质膜的厚度,使倏逝波的强度达到最大,同时使反射光束的 GH 位移增加,其增大的因子与膜层数 M 有关,随 M 的增大, GH 位移增大.另外其位移还取决于附加层厚度的选择以及膜层折射率的选择.

2.2 Fedorov - Imbert 效应

当圆偏振的平行光束入射到平面界面上时,反射光束会在与入射面相垂直的面内产生横向位移.1955年, Fedorov^[12]首先从理论上预见到这一现象,

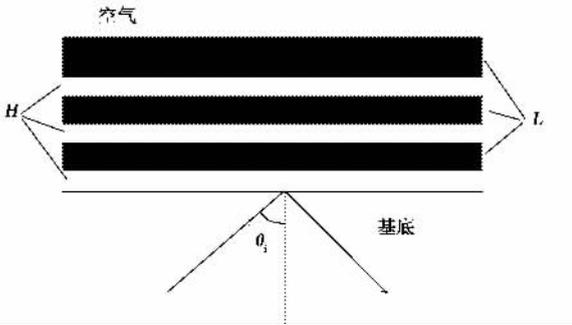


图7 多层膜结构

直到1972年, Imbert^[25]从实验上观察到了这一横向位移现象, 后来人们把它叫做 Fedorov - Imbert 效应. 反射光束的横向位移与纵向位移相比还要小, 在实验上就更难观察到. Imbert 等人在近红外波段观察到了这一现象. 另外, Cowan 和 Anicin^[26]两人分别用直线偏振和圆偏振波在实验上观察到了有限宽度的微波光束的纵向和横向位移.

3 高斯光束的反射

20世纪60年代激光问世后, 出现了一种新的光束叫高斯光束, 人们很快用高斯光束代替了以前的平行光束, 将其应用于各个领域. 同时, 人们发现高斯光束与平行光束不同, 其主要特征为光束波面上的强度分布是高斯函数, 在传播方向上有一个最小的束宽, 称之为高斯光束的腰斑. 高斯光束在界面上发生反射时, 不仅具有平行光束所具有的上述新奇现象, 而且还出现了三种新的现象, 现分别介绍如下:

3.1 Bertoni - Felsen 效应

1973年, Bertoni 与 Felsen^[13]在实验上还进一步发现高斯光束在反射时, 不仅在位置发生移动, 而且即使当光束的入射角小于界面的临界角时, 也会发生方向偏转. 有人就把反射光束的方向偏转这一新奇现象叫做 Bertoni - Felsen 效应. 反射高斯光束峰值位置偏离几何光学所预言的位置, 产生 $\delta\theta$ 角度的偏转, 如图8所示.

频率为 ω 的高斯光束以入射角 θ_i 入射到介质的界面上时, 高斯的光束角度发生偏转^[27],

$$\delta\theta = \begin{cases} 0 & \theta_i > \theta_c \\ \frac{R_1(\theta_i)}{(k\omega)^2 \sin^{1/2}(\theta_c - \theta_i)} & \theta_i < \theta_c \end{cases}, \quad (4)$$

其中 k 为入射介质内的波矢, $R_1(\theta_i)$ 与 $\frac{dR_1(\theta_i)}{d\theta_i}$ 有关,

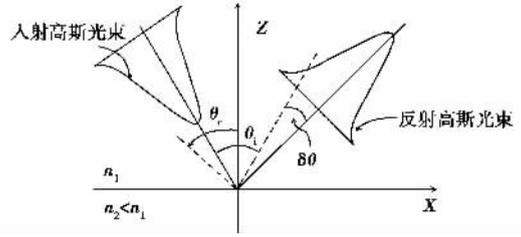


图8 高斯光束的反射时角度偏转 $\delta\theta$

$r(\theta_i)$ 为反射系数, θ_c 为两介质界面上的临界角.

3.2 腰斑位置的移动

高斯光束在界面上发生反射后, 其反射高斯光束的腰斑位置偏离了几何光学的所预期的位置, 如图9所示, 腰斑移动了 w 量, 该现象是由 McGuirk 与 Carniglia^[14]于1977年所发现的, 他们通过物理和数学的分析, 认为腰斑位置的移动与光束的纵向位移密切相关.

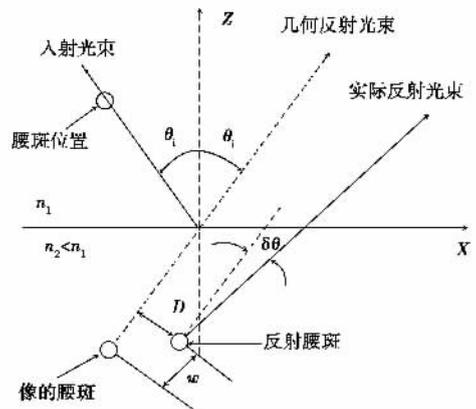


图9 高斯光束反射时的纵向效应

腰斑位置的移动^[27]

$$w = \begin{cases} \frac{\text{Re}[R_s(\theta_i)]}{4k\sin^{3/2}(\theta_i - \theta_c)} & \theta_i > \theta_c \\ 0 & \theta_i < \theta_c \end{cases}, \quad (5)$$

其中 $\text{Re}[R_s(\theta_i)]$ 为 $R_s(\theta_i)$ 的实部, $R_s(\theta_i) = R_1(\theta_i) + u_i R_2(\theta_i)$, $R_2(\theta_i)$ 与 $R_1(\theta_i)$, U, μ_i 有关, $\mu_i = [\sin(\theta_c - \theta_i)]^{1/2}$, $U = [\sin(\theta_c + \theta_i)]^{1/2} \sec\theta_i$.

3.3 腰斑大小的畸变

1986年, Tamir^[15]采用哈密顿模型, 预见高斯光束在界面上发生反射时, 还会出现第四种非镜面反射的现象, 即高斯光束的腰斑大小发生畸变. 腰斑大小的变化为^[27]

$$\mu = \begin{cases} 0 & \theta_i > \theta_c \\ -\frac{R_1(\theta_i)}{2(k\omega)^2 \sin^{3/2}(\theta_c - \theta_i)} & \theta_i < \theta_c \end{cases} \quad (6)$$

在 Horowitz 和 Tamir 两人理论上,1987 年, Chan 和 Tamir^[27] 提出高斯光束在反射时出现的这四种新奇现象,当光束的入射角趋近于界面的临界角时,会同时增大。

4 其他

4.1 发散光束的反射

我们常用的发散光束有两种:一种是同心光束,即球面波;另一种则是共轴光束,即柱面波。无论是同心光束还是共轴光束当它们以发散光束的形式入射在界面上时,其反射光束不仅会发生上面所介绍的各种新奇现象,而且其反射光束还总是出现另一种伴随光束,叫做侧面波,且该侧面波的波前是锥面。这种波又叫做 Schmidt 波,它是 1949 年由 Maecker 首先引入光学中的。

4.2 非线性 GH 效应

我们在前面所讲的光束反射中的各种现象,都属于线性光学范围。而在非线性领域,同样有这些现象。本文只对非线性光学中 GH 效应做简单介绍。这里介绍的是弱非线性负克尔型介质中的 GH 效应^[11]。当一束 TE 或 TM 偏振的高斯光束以 θ_i 角从线性介质 1 (折射率为 n_1) 入射到非线性介质 2 的界面上,其非线性介质的折射率为 $n_2 = n_0 + n_{NL}I$, 式中 I 为介质 2 内的光强。当光束在界面上的入射角 $\theta_i > \theta_c = \sin^{-1}(n_2/n_1)$ 时,TE 或 TM 偏振光束在界面上产生位移,分别为 D_{TE} 和 D_{TM} ,如图 10 所示。

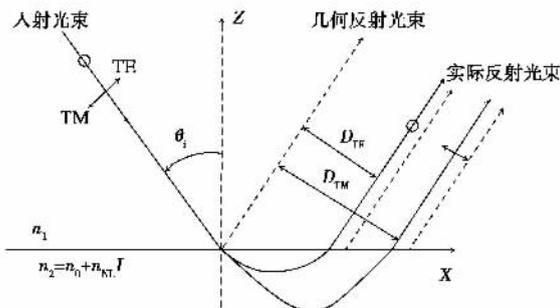


图 10 非线性 Goos - Hänchen 效应

非线性介质 2 的折射率 n_2 修正因子由介质 2 内的倏逝场强决定 ($n_2 = n_0 + n_{NL} \frac{n_0 c}{8\pi} |E_j^{(2)}|^2$, $n_{NL} < 0$), 介质 2 为弱非线性负克尔型介质,其折射率的

非线性项应远小于线性项 ($n_0 - n_2 \ll n_0$), 远小于介质 1 和 2 的线性折射率的差 ($n_0 - n_0 \ll n_1 - n_0$)。TE 或 TM 偏振波在非线性界面发生全反射时, GH 位移 D_{TE} 或 D_{TM} 与在线性介质界面反射时的 GH 位移相比有所减小。

5 应用及展望

入射光束(包括平行光束、高斯光束和发散光束)在界面上发生反射时,其反射光束会出现上面介绍的各种新奇现象。这些现象可能会分别出现,也可能同时出现,取决于入射光光束的形状、入射角、偏振方向和介质的折射率等参数的变化。这些新奇现象都是光与各种物质相互作用的结果,这些新奇现象的出现,表明人们对光与各种物质相互作用的认识进入了一个新的阶段,对这些新现象的研究正方兴未艾,期待着将来还会有更多新的现象的出现。

在开展理论研究的同时,人们对其应用也同时进行了研究。1989 年, Hashimoto 等人利用 GH 位移设计了光学外差传感器^[28], 这种位移传感器利用了光束在通过透镜后产生的偏移即 GH 位移, 这种偏移可通过内嵌的外差方法稳定而灵敏地探测到。这种位移传感器的分辨率可达到 60nm, 且理论和实验数据相一致。最近 Sakata 等人利用 GH 效应设计制作了 2×2 反射型的光波导开关^[29], 并在实验上证明了它的可行性。在国内, 杨忠直早在 1984 年就将 GH 效应应用于被动调 Q 锁模激光器中^[30]。这些应用基于波长量级的常规 GH 位移。近来人们发现了共振对 GH 位移的增强现象^[21, 31] 及非线性 GH 效应^[11]。随着人们对这些新奇现象的深入认识, 必将会在诸如材料表面粗糙度的测定、光学传感器、全光开关和光学扫描隧道显微镜等领域中开拓进一步的应用。

参 考 文 献

- [1] Goos F, Hänchen H, Ann. Phys., 1947, 1: 333
- [2] Carniglia C K, Brownstein K R. J. Opt. Soc. Am., 1977, 67: 121
- [3] White I A, Snyder A W, Pask C. J. Opt. Soc. Am., 1977, 67: 703
- [4] Tamir T. J. Opt. Soc. Am. A, 1986, 3: 558
- [5] Nasalski W, Tamir T, Lin L. J. Opt. Soc. Am. A, 1988, 5: 132
- [6] Artmann K, Ann. Phys., 1948, 2: 87
- [7] Renard R H. J. Opt. Soc. Am., 1964, 54: 1190
- [8] Kogelnik H, Weber H P. J. Opt. Soc. Am., 1974, 64: 174
- [9] Horowitz B R, Tamir T. J. Opt. Soc. Am., 1971, 61: 586
- [10] Harrick N J. Phys. Rev. Lett., 1960, 4: 224

