

吸收媒质界面上反射束的非镜像纵向位移

冷光尧

(浙江大学物理系, 杭州 310027)

顾丁凡

臧小岩

(金城机械厂, 南京 210008) (西湖电子实业有限公司, 杭州 310012)

摘 要 导出可用于计算来自吸收媒质的反射束之 s 偏振及 p 偏振的纵向焦位移值的两个表达式. 计算表明, F_s 是正值, 即 p 波沿反射方向漂移; F_p 是负值, 因而 s 波沿相反方向漂移. 若令消光系数为零, 这两个表达式将简化成 Chan 和 Tamir 给出的但仅适用非吸收媒质的公式.

关键词 吸收媒质, 焦位移, 非镜像反射.

1 引 言

界面上, 反射电磁波束相对于理想的镜像反射可能出现横向的 Goos-Hänchen 位移, 也可能伴有纵向的焦位移 (focal displacement)^[1]. 横向位移相应于相移的一级近似所形成的衍射效应, 纵向位移相应于二级近似^[2]. McGuirk 和 Carniglia 提出, 采用经过聚焦的波束和类似测定 G-H 位移的多次反射系统, 可测定波束沿传播方向的焦位移值. 过去的工作大多针对非吸收媒质的, 对于吸收媒质界面上的非镜像现象甚少讨论. Wild 和 Giles^[3] 注意到这方面的探讨, 但基本上是定性的讨论. 实际上绝对无吸收的媒质是不存在的, 因而研究吸收媒质中的非镜像反射, 在理论上和实践上都有意义.

作者曾把具有复折射率媒质的界面上的菲涅耳公式处理成对称形式, 取得相移 δ_s 和 δ_p 的实变数计算式^[4]. 本文在此基础上, 藉助场的傅里叶变换理论进一步导出吸收媒质界面上纵向焦位移的解析表示式.

2 反射场和焦位移

如图 1 所示, 区域(I)为理想无损耗媒质, 实折射率为 n_1 ; 区域(II)为有损耗吸收媒质, 复折射率 $N_2 = n_2 + ik_2$. 采用沿波的传播方向的自然坐标系, 其坐标平面在入射面内, 某一坐标轴正好沿波的传播方向. O 为入射束之束腰, I 是 O 的镜像, R 是实际反射束之束腰中心. D 表示 G-H 位移, F 表示焦位移. 根据傅里叶变换理论, 从 $z = 0$ 平面上已知的入射场 $U(x, 0)$, 可以求得 $z' = z'$ 平面上的反射场

$$\left. \begin{aligned}
 U^r(x', z') &= \int A(k_x; z') \exp [ik_x x'] dk_x \\
 A(k_x, z') &= r(k_x) A_0(k_x, z=0) \exp [ik_x (z_0 + z')] \\
 &= r(k_x) A_0(k_x, z=z_0) \exp (ik_x z'), \\
 A_0(k_x, z=0) &= \frac{1}{2\pi} \int U(x, 0) \exp (-ik_x x) dx.
 \end{aligned} \right\} (1)$$

这里，假定了场在垂直纸面方向是均匀的，因而简化为二维问题。 $r(k_x) = \rho(k_x) \exp [i\delta(k_x)]$ 是两种媒质界面上的复振幅反射率， $\delta(k_x)$ 是相移。 z_0 是波从 O 经 P 到 O' 的传播距离。入射束的束腰大小及波的截面分布形式等因素确定了入射场 $U(x, 0)$ ，从而经傅里叶变换后必反映在反射场 $U^r(x', z')$ 中。假定经聚焦的入射束角宽较小，以致波矢分量 k_x 及 k_x' 只存在于零值附近，且这种情况下 $\rho(k_x)$ 变动不大，其值均近于 $\rho(0)$ 。将相移 $\delta(k_x)$ 在 $k_x = 0$ 点级数展开，保留到 k_x 的二次项，则有：

$$\delta(k_x) = \delta(0) + \left. \frac{d\delta}{dk_x} \right|_{k_x=0} \cdot k_x + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2\delta}{dk_x^2} \right|_{k_x=0} \cdot k_x^2.$$

设 θ_1 是波矢分量为 k_x 的平面波入射角。 θ_0 是平均入射角，以 θ_0 入射的平面波对应 $k_x = 0$ ，则

$$k_x = k \sin (\theta_0 - \theta_1)$$

因 $\delta = \delta(\theta_1)$ ，而 $\theta_1 = \theta_1(k_x)$ ，利用复合函数求得导法则，并注意到 $k_x = 0$ 对应 $\theta_1 = \theta_0$ 及 $k_x = k_x', k_2 = k_2'$ ，得

$$\delta(k_x) = \delta(\theta_0) + Dk_x' + (k - k_2')F \tag{2}$$

$$D = -\frac{\lambda}{2\pi} \left. \frac{d\delta}{d\theta_1} \right|_{\theta_1=\theta_0} \quad F = \frac{\lambda}{2\pi} \left. \frac{d^2\delta}{d\theta_1^2} \right|_{\theta_1=\theta_0} \tag{3}$$

上述结果代入(1)式得到

$$U^r(x', z') = \rho(0) \exp i[\delta(\theta_0) + kF] \int A_0(k_x; z=z_0) \exp i[k_x(x' + D) + k_2'(z' - F)] dk_x$$

这是实际反射场。而 $r(k_x) \equiv 1$ 的理想镜像反射场是：

$$U_1^r(x', z') = \int A_0(k_x; z=z_0) \exp i[k_x x' + k_2' z'] dk_x$$

比较两者，可以写成

$$U^r(x', z') = \rho(0) \exp i[\delta(\theta_0) + kF] U_1^r(x' + D, z' - F)$$

可以看出， $\rho(0)$ 代表实际反射时因吸收和折射造成的振幅减小；指数因子上的相位项对 $z' = z'$ 平面上的各点都一样，因而它不改变场的相对分布。但实际反射束相对于理想镜像反射束却向 x' 轴方向平移了 $-D$ ，沿传播方向 z' 轴漂移了 F 。前者为 $G-H$ 位移，后者即焦位移。根据(2)式和(3)式，横向和纵向位移分别是相移 $\delta(k_x)$ 关于入射角 θ_1 的一阶和二阶效应，而相移及其各阶导数的大小取决于界面两侧媒质的折射率、入射束波长和束的入射方向，因而束的非镜像位移值 D 或 F 也仅与这些参数有关。利用文献[4]给出的 δ_+ 、 δ_- 和符号约定，并令：

$$C_{\pm} = (g_1 \cos \theta_0 \pm q)^2 + (g_2 \cos \theta_0 \pm \tau)^2$$

$$h_{\pm} = (g_1 \cos \theta_0 \pm q) \left(g_1 \pm \frac{n_1^2 \cos \theta_0}{A^2 + B^2} q \right) + (g_2 \cos \theta_0 \pm \tau) \left(g_2 \mp \frac{n_2^2 \cos \theta_0}{A^2 + B^2} \tau \right)$$

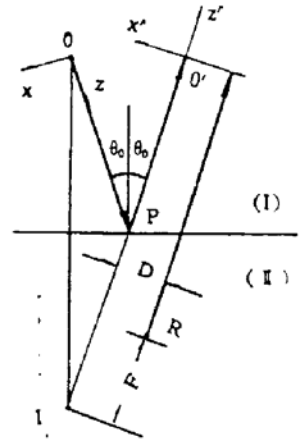


Fig. 1 Schematic diagram of G-H shift and Focal shift

按(3)式运转, 可得 p 偏振反射束纵向位移的解析表达式

$$\begin{aligned}
 F_p = & \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{1}{c_-} + \frac{1}{c_+} \right) \left\{ (g_2 q - g_1 \tau) \left(\cos \theta_0 + \frac{n_1^2 \sin^2 \theta_0 \cos^3 \theta_0}{A^2 + B^2} \right) - (g_2 q + g_1 \tau) \left[\frac{n_1^2 (\cos \theta_0 - 2 \sin^2 \theta_0 \cos \theta_0)}{(A^2 + B^2)^{1/2}} \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{2n_1^4 A \sin^2 \theta_0 \cos^3 \theta_0}{(A^2 + B^2)^{3/2}} \right] \right\} + \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{1}{c_-} - \frac{1}{c_+} \right) q \tau \left[\frac{4n_1^2 A \sin^2 \theta_0 \cos^2 \theta_0}{(A^2 + B^2)^{3/2}} + \frac{2n_1^2 (\cos^2 \theta_0 - \sin^2 \theta_0)}{(A^2 + B^2)^{1/2}} \right] \\
 & + \left(\frac{h_-}{c_-^2} + \frac{h_+}{c_+^2} \right) \left[2(g_2 q - g_1 \tau) \sin^2 \theta_0 - 2(g_2 q + g_1 \tau) \frac{n_1^2 \sin^2 \theta_0 \cos^2 \theta_0}{(A^2 + B^2)^{1/2}} \right] \\
 & + \left(\frac{h_-}{c_-^2} - \frac{h_+}{c_+^2} \right) \left[\frac{4n_1^2 q \tau \sin^2 \theta_0 \cos \theta_0}{(A^2 + B^2)^{1/2}} \right]. \quad (4)
 \end{aligned}$$

由于 δ_s 和 δ_p 的对称形式, 如令上式中的 g_1 以 n_1 替换, g_2 为零, 即得 F_s . 按照(3)式, θ_1 已取作 θ_0 , (4) 式中所有约定符号 q 、 τ 、 A 及 B 中凡 θ_1 均应取作 θ_0 .

3 特例——非吸收媒质情况

对于非吸收媒质 $k_2 = 0$, 且有 $g_1 = n_2/n_1$, $g_2 = 0$, $A = n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta$, $B = 0$. 当 $A > 0$, 即 $\theta_0 < \theta_c = \sin^{-1}(n_2/n_1)$ 时, 有 $q = \sqrt{A}$, $\tau = 0$. 由于, $g_2 = \tau = 0$ 作为因子出现在(4)式右方每一项中, 故 $F_p = 0$. 同时以 n_1 置换 g_1 得映射式为 $F_s = 0$. 即非吸收情况下, 如果入射角小于全反射临界角, 不发生纵向位移. 当 $A < 0$, 即 $\theta_0 > \theta_c$ 时, 有 $q = 0$, $\tau = \sqrt{-A}$ 代入(4)式得: $F_p = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{2}{g_1^2 \cos^2 \theta_0 + \tau} \left\{ -g_1 \tau \left[\cos \theta_0 + \frac{n_1^2 \sin^2 \theta_0 \cos^3 \theta_0}{(-A)^2} + \frac{n_1^2 (\cos \theta_0 - 2 \sin^2 \theta_0 \cos \theta_0)}{(-A)} + \frac{2n_1^4 A \sin^2 \theta_0 \cos^3 \theta_0}{(-A)^3} \right] \right\} + \frac{\lambda}{2\pi} \frac{4}{(g_1^2 \cos^2 \theta_0 + \tau)^2} \left[g_1^2 \cos \theta_0 \sin \theta_0 - \frac{n_1^2 \sin \theta_0 \cos \theta_0}{(-A)} \tau \right] \left[-g_1 \tau \sin \theta_0 - g_1 \tau \sin \theta_0 \frac{n_1 \cos^2 \theta_0}{(-A)} \right]$ 为了方便, 先以 n_1 置换上式中的 g_1 , 得其映射式:

$$F_s = \frac{\lambda(n_1/n_2) \cos \theta_0}{\pi[(n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_0 - 1]^{3/2}} \quad (5)$$

在取得上式结果时, 已经将符号 τ 及 A 还原为它们代表的组合量. 以 $g_1 = n_2/n_1$, $\tau = \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_0 - n_2^2}$, $-A = n_1^2 \sin^2 \theta_0 - n_2^2$ 代入前一式并利用(5)式作简洁表示, 有

$$F_p = F_s \left\{ 1 + \frac{2 \sin^2 \theta_0 [(n_1/n_2)^2 + 1] [(n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_0 - 1]}{[(n_1/n_2)^2 + 1] \sin^2 \theta_0 - 1} \right\} / [(n_1/n_2)^2 + 1] \sin^2 \theta_0 - 1 \quad (6)$$

(5)式和(6)式与文献[2]中给出的(41)、(42)两式一致.

4 讨 论

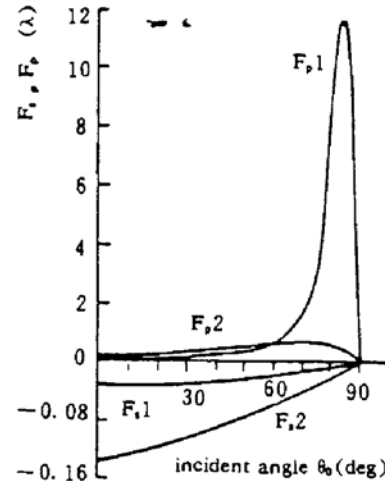
以空气-镓及玻璃-银^[6]两类界面为例, 按(4)式及其映射式籍微机运算并绘图. 从运算结果中抽取每 10 分度的计算值列于表 1, 并示于图 2.

计算表明, 吸收媒质界面上的纵向位移可出现在任意入射角度上. 这一点不同于非吸收媒质. 后种情况下, 反射束的横向平移和纵向漂移都仅仅发生在 $\theta_0 > \theta_c$ 的条件下. 注意, 图 2 中纵轴的正半轴的标度值, 相同长度下是负半轴的 25 倍, 所以实际上 $F_s \ll F_p$. 图 2 中, 空气-镓界面上 F_p 的峰值出现在 $\theta_0 = 85^\circ$ 上, 其值高达 11.74 个波长. F_p 一般取正值, 即 p 波沿反射方向漂移; F_s 一般取负值, 即 s 波逆反射方向漂移. F_s 的绝对值随入射角增大而单调处减, 但当 $\theta_0 \rightarrow 90^\circ$ 时, 两种偏振反射束的纵向漂移均趋于消失.

Table 1 calculated F value (unit: λ)

$n_1=1.00$ $N_2=1.65+i7.60$ $n_1=1.50$ $N_2=0.17+i2.94$
 $(\lambda=0.700 \mu\text{m})$ $(\lambda=0.500 \mu\text{m})$

θ_0 (deg)	F_{p1}	F_{s1}	F_{p2}	F_{s2}
0	0.0400	-0.0400	0.162	-0.162
10	0.0431	-0.0394	0.169	-0.158
20	0.0535	-0.0375	0.191	0.146
30	0.0760	-0.0345	0.233	-0.128
40	0.122	-0.0304	0.306	-0.107
50	0.227	-0.0254	0.415	-0.0843
60	0.510	-0.0197	0.558	-0.0621
70	1.52	-0.0134	0.662	-0.0407
80	6.71	-0.00681	0.520	-0.0201
90	0.00	0.00	0.00	0.00

Fig. 2 F vs. θ_0 for p and s polarization

参 考 文 献

- [1] M. McGuirk, C. K. Carniglia, An angular spectrum representation approach to the Goos-Hänchen shift. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**(1): 103~107
- [2] C. C. Chan, T. Tamir, Beam phenomena at and near critical incidence upon dielectric interface. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1987, **4**(4): 655~663
- [3] Walter J. Wild, C. Lee Giles, Goos-Hänchen shift from absorbing media. *Phys. Rev. A*, 1982, **25**(4): 2099~2101
- [4] 冷光尧, 吸收媒质反射束 Goos-Hänchen 位移的直接计算公式. *光学学报*, 1987, **7**(5): 464~467
- [5] Joseph W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill, New York, 1968, 48~54
- [6] Dwight E. Gray, *American Institute of Physics Handbook*, McGraw-Hill, New York, 2nd ed, 1963, 6-110~6-116

Nonspecular Longitudinal Shift of the Beam Reflected From an Interface Containing Absorbing Medium

Leng Guangyao

Gu Dingfan

(Department of Physics, Zhejiang University, 310027) (Jin Cheng Machinery Factory, Nanjing 210008)

Znag Xiaoyan

(West Lake Electronics Industrial Co. Ltd., Hangzhou 310012)

(Received 23 November 1992; revised 29 March 1993)

Abstract Two expressions presented in this paper may be employed to calculate the value of longitudinal focal displacement of the reflected beam from an absorbing medium for both s and p polarization. Our calculations show that F_p is positive (p -wave shifts along the reflected direction), and F_s is negative (s -wave shifts along the opposite). Assuming that the extinction coefficient equals to zero, the two expressions can be simplified to the forms given by C. C. Chan and T. Tamir which fit only for the non-absorbing medium.

Key words absorbing medium, focal shift, nonspecular reflection.