

文章编号: 1001-3806(2005)03-0325-03

Otto结构表面等离子体波光调制器模拟计算

胡 远, 朱 晓*, 齐丽君

(华中科技大学 激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

摘要: 根据受抑全内反射 (FTR) 光调制器的原型, 结合金属表面受激所产生的表面等离子体波 (SPW) 与 p 偏振光共振并吸收光能量的性质, 设计了 Otto 结构的 SPW 光调制器, 通过改变 Otto 结构中空气间隙的大小或入射角的大小这两种方式对入射光进行调制。针对 Cu, Al, Ag 3 种金属以及 1.064 μm 和 0.532 μm 两种波长激光的情况下进行了模拟计算。结果表明, 改变入射角方式的调制效果更佳, 0.5° 的入射角改变所引起的反射率 R 的变化量可达 0.9 以上。

关键词: 光调制器; 表面等离子体波; Otto 结构; 受抑全内反射

中图分类号: O53 文献标识码: A

Numerical simulation of Otto structure in surface plasma wave light modulator

HU Min-yuan, ZHU Xiao, QI Li-jun

(National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan 430074, China)

Abstract On the foundation of frustrated total internal reflection (FTR) light modulator combining the character of surface plasma wave (SPW) which is excited on the surface of metal and can be resonant with p polarization light and absorbs its energy, a modified type SPW light modulator of Otto structure is designed. In Otto structure, the reflectivity can be modulated by changing thickness of air gap or the angle of incidence. The numerical simulation is made in the situation of three kinds of metal Cu, Al, Ag and two wavelengths 1.064 μm , 0.532 μm , and the results show that modulate effect of the method of changing angle of incidence is better. 0.5° of the angle change can result in reflectivity's variety value is above 0.9.

Key words light modulator; surface plasma wave (SPW); Otto structure; frustrated total internal reflection (FTR)

引 言

受抑全内反射 (FTR) 光调制器是一种低损耗、高效率的新型光调制设备; 它克服了许多传统调制方式的缺点, 如调制深度不够、不稳定、脉冲的峰值功率不高和脉宽不够窄等。

FTR 光调制器是由两块平行相对的石英棱镜组成, 通过压电换能器迅速改变两棱镜间的空气间隙来改变反射率, 从而改变腔内的损耗来对入射光进行调制^[1]。

通过计算可知, FTR 光调制器要求两块棱镜间的空气间隙厚度为入射波长的 0.05 倍 ~ 0.1 倍时才能达到理想的调制深度, 而在实际工艺中这一点很难实现。表面等离子体波 (SPW) 光调制器的出现正是为了解决这个问题。

1 SPW 波的原理及 SPW 光调制器模型

金属中除了有束缚电子外, 还包含着大量的自由

电子, 这些自由电子在电场作用下能在金属中移动。金属或半导体的表面电子的行为类似于自由电子气, 表面等离子激元 (surface plasmons, SP) 就存在于其表面。其被边界上的外来电场激发后产生表面自由电荷的集体振荡, 即表面等离子激元振荡 (surface plasmon oscillations, SPO)。这种振荡相当于一种在界面传播的波, 也称为表面等离子体波 (surface plasmon wave, SPW)。SPW 沿表面或者界面传播, 其振幅随离开界面的距离而指数衰减^[2]。因此, SPW 仅局限在表面或界面的有限距离 (波长数量级) 之内。SPW 不能与平面电磁波直接耦合。KRETSCHMANN 与 OTTO 先后提出了两种可以实现耦合的方法 (见图 1 和图 2)。即通过光波由光密媒质到光疏媒质发生全反射时产生的迅衰波 (evanescent wave, EW) 与 SPW 共振耦合。其中,

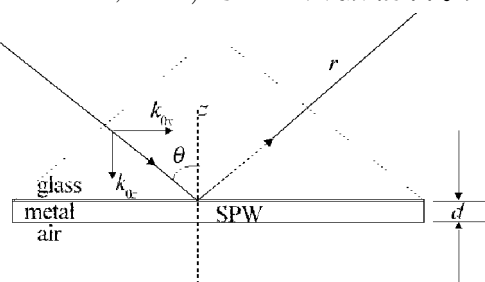


Fig 1 Kretschmann structure

作者简介: 胡 远 (1980-), 男, 硕士研究生, 主要从事固体激光器的研究与设计。

* 通讯联系人。E-mail: zx@mail.hust.edu.cn

收稿日期: 2004-04-27

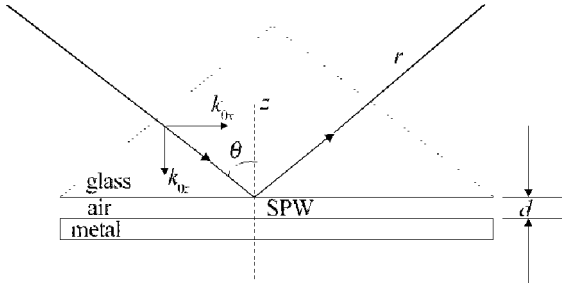


Fig 2 Otto structure

Kretschmann结构是按棱镜、金属、空气的顺序，金属的厚度约为几十纳米。让 p 偏振的激光以特定的角度从玻璃内部入射，通过倏逝波场耦合到金属膜和介质的表面，激发 SPW，此时入射光的能量发生共振转移，反射光强会相应减弱，这个角度称为共振角。Otto 结构与 Kretschmann 结构的不同在于它是按棱镜、空气、金属的顺序，金属层的厚度只要大于微米量级（可认为无限厚）都可以满足要求^[3,4]。

共振指的是当振动系统受被迫振动，所加外力的频率与其固有频率接近或相等时，合振幅急剧增大或减小的现象。因此，可以理解为：表面等离子波就是在金属界面上的自由电子被边界上的外来电场激发后引起的表面电荷的量子振动。这里是由激光引起的。由于界面上材料、入射角度的不同，所引起的 SPW 波的波矢也不同，当在材料一定的情况下，入射角达到某一特定值的时候，SPW 波的波矢与激光的波矢在界面上的水平分量（ p 分量）一致时，就会发生共振现象，入射光的能量发生共振转移，反射光强会相应减弱和增强，即是对 r 的调制。

使用菲涅耳公式和单层膜的反射率计算公式，可算得反射系数 r （其中金属的介电常数为复数）：

$$r = (r_{01} + r_{12} e^{2ik_x d}) / (1 + r_{01} r_{12} e^{2ik_x d}) \quad (1)$$

其中：

$$r_{j,j+1} = (x_j - x_{j+1}) / (x_j + x_{j+1}) \quad (j = 0, 1) \quad (2)$$

$$x_j = \epsilon_j / k_{zj} \quad (j = 0, 1, 2) \quad (3)$$

$$k_{zj} = \sqrt{(\omega/c)^2 \epsilon_j - k_{0x}^2} \quad (j = 0, 1, 2) \quad (4)$$

$$k_{0x} = (\omega/c) \sqrt{\epsilon_0} \sin \theta \quad (5)$$

式中， r 为 p 偏振状态下的值， ϵ_0 、 ϵ_1 、 ϵ_2 分别为玻璃、金属、介质的介电常数， ω 代表光波频率， c 为光在真空中的传播速度， d 为金属膜厚。等离子体波的波矢为^[5]：

$$k_{SP} = (2\pi/\lambda) \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_1 / (\epsilon_0 + \epsilon_1)} \quad (6)$$

当 $k_{SP} = k_{0x}$ 的时候，产生等离子体波共振，于是该波长的 p 偏振态光的能量产生极大的衰减。 r 也会产生相应的变化，即 r 也就得到调制。

考虑到棱镜和较薄的金属薄膜不能承受过高的功率密度，并且加工难度较大，因此用 Otto 结构来做 SPW 光调制器的设计是较为合适的。下面的模拟计算也就是基于 Otto 结构的。

2 Otto 结构中的模拟计算

2.1 计算模型的建立

激光的振荡条件为：

$$\gamma(t) = \alpha L = \gamma_0 - \ln R \quad (7)$$

式中， γ_0 为常数， t 为时间， L 代表腔长， α 代表增益系数。在这里，反射率 R 是指把整个结构看作为一个整体的反射率，它是一个决定性的变量。

由薄膜光学理论，单层介质薄膜的特征矩阵为：

$$\begin{bmatrix} \cos \delta_1 & i \sin \delta_1 / \eta_1 \\ \eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \quad (8)$$

式中， δ 代表反射和透射形成的位相差，且：

$$\delta_1 = (2\pi/\lambda) N_1 d_1 \cos \theta_1 \quad (9)$$

对 p 分量有 $\eta_1 = N_1 / \cos \theta_1$ (10)

矩阵 $\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & i \sin \delta_1 / \eta_1 \\ \eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_2 \end{bmatrix}$ (11)

定义为基片和薄膜组合的特征矩阵，则组合导纳：

$$Y = C/B = \frac{\eta_2 \cos \delta_1 + \eta_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_1 + i(\eta_2 / \eta_1) \sin \delta_1} \quad (12)$$

故振幅反射系数为： $r = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y}$ (13)

相应的反射率为： $R = r \cdot r^* = \left| \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \right|^2$ (14)

(9)式 ~ (14)式中，下标 0 代表玻璃，1 代表空气，2 代表金属； λ 为真空中入射光波长， d_1 为空气间隙厚度， θ_0 为入射角， θ_1 为折射角； θ_2 由折射定律导出，为复数； N_j ($j = 0, 1, 2$) 为复折射率， η_j 为有效导纳^[6]。

选用比较常见的几种金属，如：Cu、Al、Ag 在波长分别为 1.064 μm 和 0.532 μm 的激光下，其复折射率的值由表 1 所示。

Table 1 Refractive index of Cu, Al, Ag

wavelength/ μm	material		
	Cu	Al	Ag
1.064	0.364188 - i7.146813	1.21 - i0.6	0.235375 - i7.31375
0.532	1.092437 - i2.595562	0.867 - i6.42	0.130063 - i3.159375

将表 1 中的数据代入 (7) 式 ~ (13) 式，可用数学计算

工具算出相应的最低反射率，及此时的最佳间隙距离

和入射角,如表 2 表 3 表 4 所示。

Table 2 Minimum reflectivity index

wavelength / μm	material		
	Cu	Al	Ag
1.064	4.8991×10^{-5}	7.7439×10^{-5}	4.2583×10^{-4}
0.532	0.086873	0.28481	0.77881

Table 3 Optimum air gap's distance index / μm

wavelength / μm	material		
	Cu	Al	Ag
1.064	1.81×10^{-6}	1.95×10^{-6}	2.06×10^{-6}
0.532	2.98×10^{-6}	3×10^{-6}	2.97×10^{-6}

Table 4 Optimum angle of incidence index / $(^\circ)$

wavelength / μm	material		
	Cu	Al	Ag
1.064	43.73	43.38	43.74
0.532	43.04	42.99	43.03

2.2 固定间隙距离方案的计算结果

考虑到反射率 R 只与间隙距离 d 和入射角有关,所以固定间隙距离而改变入射角是一种改变 R 的方式。这里的 d 值取为各金属的最佳间隙距离。

由图 3 和图 4 可知,在波长为 $1.064\mu\text{m}$ 下,各金

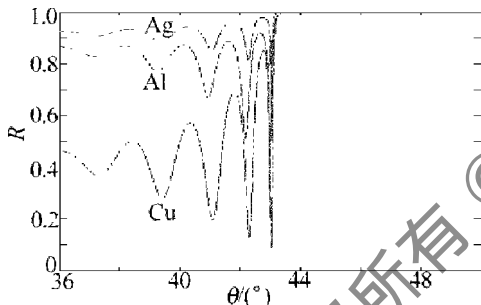


Fig 3 Relationship between reflectivity and angle of incidence in wavelength of $0.532\mu\text{m}$

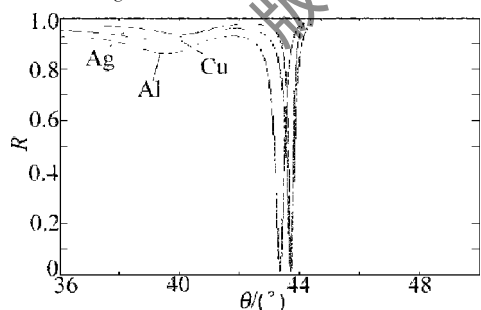


Fig 4 Relationship between reflectivity and angle of incidence in wavelength of $1.064\mu\text{m}$

属入射角 θ 在 $43^\circ \sim 44^\circ$ 之间改变 0.5° 时, R 的变化可以达到 0.9 以上。而在波长为 $0.532\mu\text{m}$ 下, θ 在 $42^\circ \sim 44^\circ$ 之间改变 0.5° 时,各金属的 R 的变化相差则较大,其中 Cu 有 0.6 Al 有 0.4 Ag 只有 0.2 。在长波长的情况下,各金属的反射率 R 都会在某一特定角处变化非常快,很适合调制过程的需要,而在短波长的情况

下,这样的现象就不再显著。

2.3 固定入射角方案的计算结果

固定入射角度而改变间隙距离是另外一种改变 R 的方式,这里的入射角取值为最佳入射角度。

从图 5 和图 6 同样可以看出在波长为 $1.064\mu\text{m}$

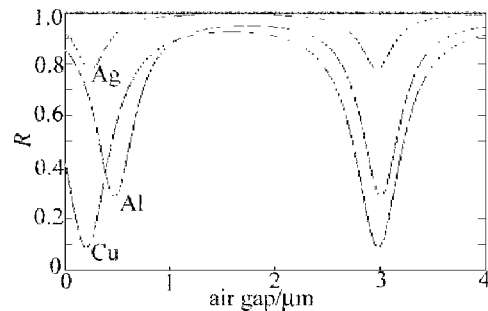


Fig 5 Relationship between reflectivity and air gap distance in wavelength of $0.532\mu\text{m}$

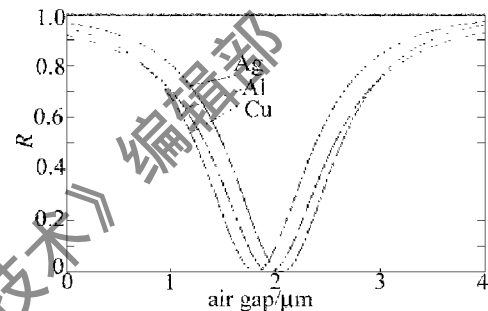


Fig 6 Relationship between reflectivity and air gap distance in wavelength of $1.064\mu\text{m}$

下,各金属的 d 在 $2\mu\text{m}$ 左右改变 $0.5\mu\text{m}$ 时, R 的变化可以达到 0.5 左右。而在波长为 $0.532\mu\text{m}$ 下,同样的,各金属的情况就有了区别, d 在 $0.5\mu\text{m} \sim 1\mu\text{m}$ 之间改变 $0.5\mu\text{m}$ 时, R 的变化: Cu 有 0.6 Al 有 0.5 , Ag 仅为 0.1 。并且这样的现象在 $3\mu\text{m}$ 处会再度出现,把调制区域取在此处可以完全伸展开来,不受距离限制。因此,在长波长的情况下各金属的反射率 R 变化趋势差别不大,而在短波长下则因金属的不同而相差较大,只有合适的金属(如 Al, Cu)才有较好的效果。

因此,总的来说还是长波长下各金属 R 的变化更适合调制过程的需要。

3 结 论

分析了金属表面所产生的 SPW 波产生的原理及特性,并运用薄膜光学中的理论对 SPW 光调制器中棱镜与金属薄膜所组成的整体的反射率 R 进行了数值模拟。可以看出,不论是固定间隙距离而改变入射角的方式还是固定入射角而改变间隙距离的方式,都可以找到特定的调制区域,在此处 R 的变化非常大,适合调 Q 过程的需要,是比 FTIR 调制深度更大的一种光调制器。并且在长波长的激光器中应用前景更大。

(下转第 331 页)

2.3 数据处理

将测出的全部数据分别在 x 方向和 y 方向求出其均方根, 所得的数据即为星光 子束角漂的结果, 其具体数值如下。

$\sigma_x = 9.3 \mu\text{m}$, 将其转换为角度:

$$9.3 \times \frac{1}{4.84 \times 2} = 0.96'' \quad (2)$$

$\sigma_y = 11.8 \mu\text{m}$, 将其转换为角度:

$$11.8 \times \frac{1}{4.84 \times 2} = 1.22'' \quad (3)$$

则在径向方向上总的角漂为:

$$\sqrt{0.96^2 + 1.22^2} = 1.55'' \quad (4)$$

3 讨 论

以上只是从理想的角度, 对测量数据进行分析得出的结论。然而事实上, 在测量过程中, 存在着很多不确定的因素, 包括人为主观上的判读误差和步进电机本身的定位误差, 以及激光器所处外在环境的不稳定, 都会给最后的测量结果带来较大的影响, 测量中的误差主要包含以下方面。

3.1 人眼读数误差

由整个测量系统的放大倍数可知, 监视器屏幕上 1mm 的位移量相当于实际小孔 $1/900 \approx 1 \mu\text{m}$ 的位移量。而人眼对于监视器上低于 3mm 的位移量变化已经不能很明确的判断了, 所以, 人眼对于小孔位移量的判断误差为: $3/900 \approx 3 \mu\text{m}$ 。

3.2 步进电机的行程精度

为消除步进电机的回空差, 在每一发测量 x, y 方向的偏移量时, 只让电机在 z, y 方向上朝一个方向步进, 避免了来回步进所带来的回空差。而电机的步进定位误差远小于 $1 \mu\text{m}$, 相对于此次角漂测量来说, 可忽略不计。

3.3 外界环境的影响

本次测量的 5d 时间中, 每发打孔之前都观测前一发在铝镜上打出的小孔在监视器上图像的位移变化, 结果发现, 每两发次之间因测量平台结构晃动造成的焦距位移量最大不超过 3mm ; 以每天测量的最后一发

图像在监视器上的位置为基准, 参考第 2 天这一图像的位置, 结果发现, 因外部环境的不稳定造成的图像位移量平均为 4mm , 综合上述观察结果, 可将外界环境对于测量结果造成的误差归结为 $4/900 \approx 4 \mu\text{m}$ 。为尽量减少由于周围环境的振动造成测量平台与激光装置发生相对位移, 在每天的数据测量过程中, 都是以当天的第 1 发为基准, 所以前面分析出的测量结果, 反映出的是星光 子束在每一天当中的平均角漂量, 即激光器自身固有的漂移量; 若要从客观实际的角度反应星光 激光装置在一段时间的总体角漂量, 则需要另外加上人眼的读数误差和随着时间推移测量平台的不稳定即受到外界环境的影响所带来的漂移量。因此测量结果的不确定因子:

$$\Delta = (4 + 3) \times \frac{1}{4.84 \times 2} = 0.72'' \quad (5)$$

因而最终的实验结论应为: $1.55'' \pm 0.72''$ 。

4 结 论

此次实验研究的目的在于验证星光 激光装置子束光路的发射角度稳定性, 从而考核其能否精确定位于靶点, 达到测量等离子体电子温度和电子密度的目的。按照星光 激光装置的运行要求, 确定其打靶光路的角漂范围不得大于 $2''$, 此次实验的结果充分说明, 该装置在光束指向性这一指标上, 是完全满足实验要求的。而且该实验本身, 也给激光角漂的测量这一类问题提供了一定的参考依据。

在此对中物院激光聚变研究中心王文义同志的大力协助表示感谢!

参 考 文 献

- [1] 景 峰, 彭志涛, 朱启华 *et al.* 高功率固体激光器的优化设计 [J]. 强激光与粒子束, 2000, 12(12): 117~121
- [2] 彭能岭, 李文洪, 江少恩 *et al.* 等离子体电子密度诊断的全息干涉法 [J]. 强激光与粒子束, 2002, 14(2): 254~256
- [3] 王成程, 陈清海, 邓 武 *et al.* 用于 CF 基准物理实验的子束激光系统优化设计 [J]. 光学与光电技术, 2003, 5: 35~38
- [4] 师智全, 魏晓峰, 马 驰 *et al.* 大型固体激光器光束定位稳定性分析 [J]. 强激光与粒子束, 2000, 12(12): 167~170
- [5] 同济大学数学教研室. 工程数学 概率论 [M]. 北京: 高等教育出版社, 1982, 75~76

(上接第 327 页)

参 考 文 献

- [1] 张镇西, 张智勇, 程向明. FTIR 光调制器的理论探讨 [J]. 光学学报, 1984, 4(5): 450~455.
- [2] 高治文, 陈丽娜, 赵景星 *et al.* 表面等离子激元共振 [J]. 大学物理实验, 1994, 7(2): 1~4
- [3] KRETSCHMANN E, RAETHER H. Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light [J]. Z Naturforsch, 1968, A23: 2135

~ 2136

- [4] RAETHER H. Surface plasma oscillations and their applications [A]. Physics of Thin Films [C]. New York: Academic Press, 1977, 145~261
- [5] CULSHAW B, DAKIN J. 光纤传感器 [M]. 武汉: 华中理工大学出版社, 1997, 203
- [6] 唐晋发, 顾培夫. 薄膜光学与技术 [M]. 北京: 机械工业出版社, 1987, 13~29