

对称金属包覆介质波导中的表面模*

杨傅子 曹庄琪 许政权 盛虞琴 方俊鑫

(上海交通大学应用物理系)

提 要

本文用角度扫描衰减全反射(ATR)方法系统地测量了用棱镜耦合的对称金属(Ag)包覆的介质(MgF₂)波导中TM₀模和TM₁模的传播常数及损耗与介质层厚度的关系,实验结果与理论计算相符。

一、引 言

在可见光及近红外区域中,金属一般具有复数介电系数,其实部往往是较大的负数,从而使金属包覆的介质波导与一般全介质波导相比,其传播特性有较为显著的差别。所以金属包覆介质光波导在集成光学发展的初期就引起人们的注意。对它的深入研究,无论对导波光学的理论还是了解集成光学实际器件的机理以及探索新的光波导器件等方面都有很大的意义。

Otto 和 Sehler^[1]最先用角度扫描衰减全反射方法测量了单面金属复盖介质波导的模式,指出TM₀模在一定的条件下已蜕化成表面模,其后 Tien^[2]等人用 m 线方法对单面金属复盖介质波导进行过研究。林盛强^[3]等人则对单面金属包覆的渐变折射率介质波导进行了理论分析和实验研究,但是由于条件所限,他们没有测量TM₀表面模的有效折射率。

Kaminow^[4]等人和 Otto^[5]则对双层金属包覆介质波导进行了理论分析,指出TM₀和TM₁两个模式都具有表面模的性质。到目前为止,双层金属包覆介质波导的实验工作^[6,7]的报道不多,Kovacs^[6]等人用角度扫描衰减全反射方法研究了Ag-MgF₂-Ag波导结构中表面等离子激元波(Surface Plasmon Wave简称SPW)的光学激励,但他们没有系统地研究这种波导结构中两个表面模及其与导模之间的关系随介质层厚度的变化。李瑞镛^[7]等人则用频率扫描衰减全反射方法研究了Ag-LiF-Ag波导结构中的模式色散性质。但他们也只是仅对一个LiF层的厚度进行了研究。且由于LiF层的厚度较大(2.34 μm),TM₀模和TM₁模是简并的,所以在表面模区域只得到一个衰减全反射的吸收峰。作者认为这个吸收峰只是表征TM₀模,而认为TM₁模仍然是导模。至今尚未见有人报道过对这种结构的波导中表面模和介质层厚度关系的系统性实验研究。

本文用角度扫描衰减全反射方法,系统地研究了不同厚度的介质层,Ag-MgF₂-Ag波导结构中TM₀模和TM₁模的光学激励,从实验上证实了TM₀模永远是一个表面模,而TM₁模则在介质层厚度较小时可以由表面模转化为导模,从而在这种波导结构中可以存在

收稿日期: 1985年3月4日; 收到修改稿日期: 1985年4月30日

* 本工作得到中国科学院科学基金会资助。

一个有效折射率等于波导层介质折射率的导模-表面模过渡模式。以衰减全反射衰减峰的半宽度表征模式的传输损耗, 建立各模式损耗与介质层厚度的关系等亦均与理论结果相符。

二、理 论

对于如图 1 所示的对称金属包覆介质波导, 显然, 在 $x=0$ 和 $x=-d$ 等两个金属-介质界面上可以激励起两个 TM 偏振的表面等离子激元波。对于这两个表面波的对称结合模式, 应有场分布为

$$H_y = \begin{cases} A \exp(-px), & (0 \leq x < \infty) \\ B \exp(\alpha x) + C \exp[-\alpha(x+d)], & (0 \geq x \geq -d) \\ D \exp[p(x+d)], & (-d \geq x > -\infty) \end{cases} \quad (1)$$

式中 A 、 B 、 C 、 D 是常数。由麦克斯韦方程及其边界条件可以得到

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \sqrt{k_z^2 - (\omega^2/c^2) \varepsilon_1}, \\ p &= \sqrt{k_z^2 - (\omega^2/c^2) \varepsilon_2}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

而这个模式的色散关系是

$$\frac{\varepsilon_1 p}{\varepsilon_2 \alpha} = \frac{1 - \exp(\alpha d)}{1 + \exp(\alpha d)}, \quad \text{即} \quad \alpha d = 2 \operatorname{arctanh}(-\varepsilon_1 p / \varepsilon_2 \alpha). \quad (3)$$

另外, 对于这两个表面波的反对称结合模式, 应有场分布为

$$H_y = \begin{cases} A \exp(-px), & (0 \leq x < \infty) \\ B \exp(\alpha x) - C \exp[-\alpha(x+d)], & (0 \geq x \geq -d) \\ D \exp[p(x+d)], & (-d \geq x > -\infty) \end{cases} \quad (4)$$

可以得到这个模式的色散关系是

$$\frac{\varepsilon_1 p}{\varepsilon_2 \alpha} = \frac{1 + \exp(\alpha d)}{1 - \exp(\alpha d)}, \quad \text{即} \quad \alpha d = 2 \operatorname{arctanh}(-\varepsilon_2 \alpha / \varepsilon_1 p). \quad (5)$$

在可见光和近红外区, 对于一般的介质和金属而言, 金属的介电系数为负实部的复数, 其虚部大大小于实部的绝对值, 故虚部可略去, 且有 $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$ 。由 (3) 式和 (5) 式可知, 当 $d \rightarrow +\infty$ 时, 两个模式的波矢具有相同的极限, 即 $(\varepsilon_1 p / \varepsilon_2 \alpha) = (\varepsilon_2 \alpha / \varepsilon_1 p) = -1$, 从而有

$$k_s = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right)^{1/2} \quad (6)$$

所以这两个模式在 $d \rightarrow +\infty$ 时是简并的。另外, 由图 1 所示波导结构中波的模式本征方程

$$\sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_1 - k_z^2} d = 2 \operatorname{tg}^{-1} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sqrt{\frac{k_z^2 - (\omega/c)^2 \varepsilon_2}{(\omega/c)^2 \varepsilon_1 - k_z^2}} + m\pi, \quad (m=0, 1, 2, \dots) (\varepsilon_2 < 0) \quad (7)$$

可以看出, 对于 TM_0 模 ($m=0$), (7) 式变为 (3) 式, 所以说明这种波导结构的 TM_0 模是两个表面波的对称结合模式, 是一个表面模。对于 TM_1 模 ($m=1$), 在

$$d \geq d_0 = - (c/\omega) (2\varepsilon_2/\varepsilon_1 \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}) \quad (8)$$

时, (7) 式变为 (5) 式, 此时 $(\omega/c) [\varepsilon_1 \varepsilon_2 / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)]^{1/2} \geq k_s \geq (\omega/c) \varepsilon_1$, 说明在此时, TM_1 模是两

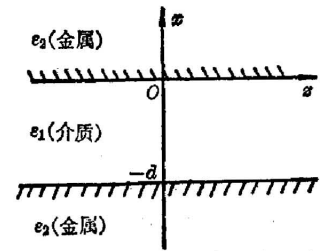


图 1 对称金属包覆介质波导
Fig. 1 A symmetric metal clad dielectric waveguide

个表面波的反对称结合模式,也是一个表面模。而在 $d \ll d_c$ 时, TM_1 模满足方程(7)是一个导模,在 $d = d_c$ 处, TM_1 模连续地由导模蜕化成表面模式。

三、实 验

本实验采用角度扫描衰减全反射方法。当频率为 ω 的单色平面波入射到如图 2 所示的棱镜耦合波导结构上时,入射光受到棱镜介质-金属界面的全反射。旋转棱镜,使入射光在

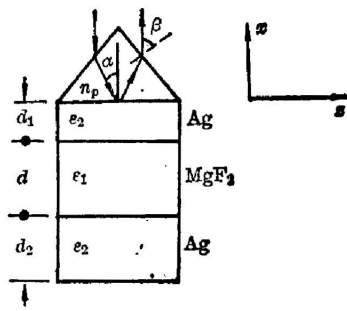


图 2 棱镜耦合对称金属包覆
介质波导结构

Fig. 2 Structure of the prism-coupled symmetric metal clad dielectric waveguide

棱镜内沿 z 方向的波矢分量 $(n_p \omega/c) \sin \alpha$ 与波导结构中表面模(或导模)的波矢 k_z 之间满足近似波矢匹配条件 $(n_p \omega/c) \sin \alpha = k_z$ 时,入射光通过在金属层中的透射迅衰场将能量耦合到波导结构中激发表面模(或导模),从而使原来全反射的光强产生了一个衰减峰,通过测量产生这些衰减峰时的角度 α ,即可求得波导中其相应模式的 z 向波矢 k_z 。

实验中所用的测量波导样品反射率的装置如图 3 所示。LPS-II 型稳功率 He-Ne 激光器出射的波长为 6328 \AA 的激光光束,经分束镜分成两束,一束经格兰-汤姆逊棱镜起偏,呈 TM 偏振入射到样品上。样品置于一由微电机经蜗轮蜗杆机构驱动的精密转台上。平面反射镜保证在转台转动时入射到光电探测器 1 上的光点不动。另一束光经由平面反射镜通过孔板扇板入射到光电探测器 2 上,在 X-Y 记录仪上打标以标记旋转角度。光电探测器 1 和 2 的输出分别输入到 X-Y 记录仪的 Y 轴和 X 轴上。整个装置的角度测量精度为 $1'$ 。

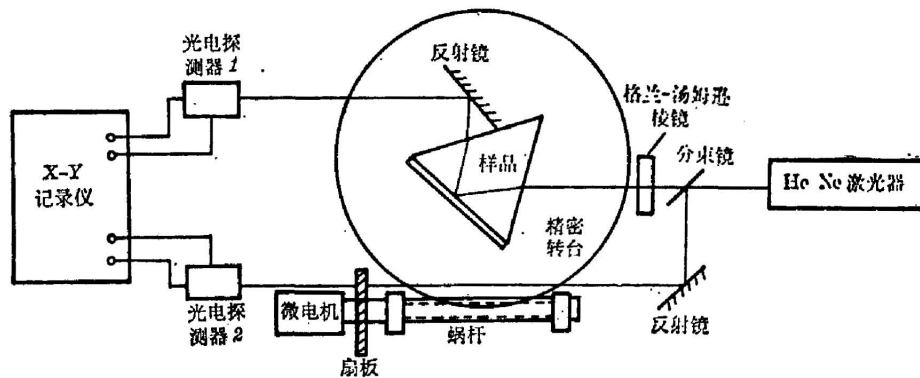


图 3 实验装置

Fig. 3 Experimental setup

波导样品是用真空蒸镀法制备在棱镜底面上的。棱镜是由 ZF_6 玻璃制作的,它对 6328 \AA 入射光的折射率是 $n_p = 1.749$ 。棱镜底面经抛光清洗,在 $3 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ 真空中蒸镀银膜,其厚度用监控银膜透射率的方法控制。本实验中(经标定)银膜厚度控制在 450 \AA ,接

着在已蒸镀好的银膜表面蒸镀 MgF_2 ，其厚度用透射极值法控制*，其厚度分别为 3200 \AA ， 4300 \AA ， 5300 \AA ， 6400 \AA 和 9600 \AA 。测量蒸镀 MgF_2 层对 6328 \AA 的折射率为 1.36。最后在 MgF_2 表面上再蒸镀一层银膜，其厚度大于 2000 \AA ，形成棱镜耦合的金属包覆介质波导样品。

四、结果和讨论

实验所得到的一条角度扫描衰减全反射曲线如图 4 所示。由实验结果最后得到的这种对称金属包覆介质波导的 TM_0 和 TM_1 两个模式的 z 向波矢(以内角 α 表示)和介质层厚度 d 的关系如图 5 所示，图中的实线曲线是根据(3)式和(5)式的理论计算结果。计算中银在 6328 \AA 波长上的复介电系数取为 $-16.32 + i0.5414^{[9]}$ ，由于实部绝对值远大于虚部，故取 $\epsilon_2 = -16.32$ 。

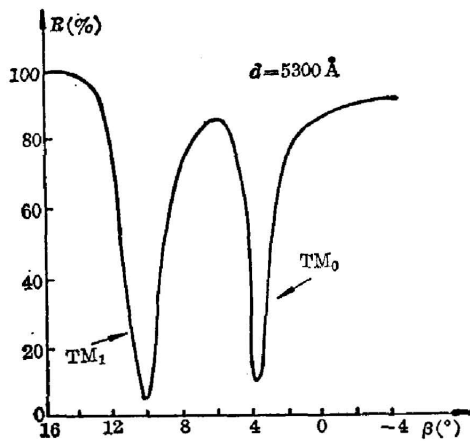


图 4 角度扫描衰减全反射曲线
Fig. 4 Angle scanning ATR curves

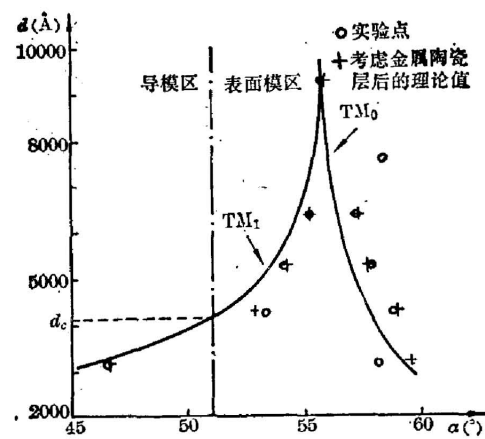


图 5 TM_0 和 TM_1 模的 z 向波矢和厚度 d 的关系
Fig. 5 z -directional wave-vector vs. thickness d for TM_0 and TM_1 modes

从图 5 可以看出，在介质层厚度 $d > 9600 \text{ \AA}$ 以后， TM_0 模和 TM_1 模简并，所以在实验中只会得到一个衰减全反射的衰减峰。即在 $d > 9600 \text{ \AA}$ 以后，在衰减全反射实验中只会得到一个表面模和模序数 $m=2, 3, 4, \dots$ 以上的 TM 导模。只有在 $d < d_0 = 4168 \text{ \AA}$ [(8)式的计算值]时，才会得到 $m=1, 2, 3, \dots$ 以上的 TM 导模和 TM_0 表面模。文献[7]的介质层 LiF 的厚度是 $2.34 \mu\text{m}$ 。由文中所示的频率扫描范围，可知其工作波长在 $4000 \text{ \AA} \sim 7500 \text{ \AA}$ 的范围内，考虑到 LiF 的介电系数 $\epsilon_1(\omega)$ 和银的介电系数 $\epsilon_2(\omega)$ ，由(8)式可以计算出 d_0 值在 $1000 \text{ \AA} \sim 6000 \text{ \AA}$ 的范围内。作者在实验中得到了一个表面模和若干个导模，显然应该是一个 TM_0 和 TM_1 简并的表面模和若干个 $m=2, 3, 4, \dots$ 以上的 TM 导模，而不是如同文中所述是 TM_0 表面模和 $m=1, 2, 3, \dots$ 以上的 TM 导模。

从图 5 中可以看到，除了在 $d = 9600 \text{ \AA}$ 处例外，其余各处实验值与理论计算值皆有一点

* 实验用的控制波长为 5600 \AA 。分别蒸镀了 $(3\lambda/4)$ ， λ ， $(5\lambda/4)$ ， $(3\lambda/2)$ 和 $(9\lambda/4)$ 五块样品，经换算得 MgF_2 层的相应厚度。

定向偏离。考虑到理论计算公式(3)和(5)式是根据图1所示的理想的波导结构,并在计算中忽略了银的复介电系数的虚部,而实验中所用的样品则是如图2所示的四层结构。所以更加精确的计算应该采用多层膜系反射率的菲涅耳公式,并考虑到银的复介电系数的虚部。由特征矩阵法^[10]可得反射率

$$R = |r|^2, \quad r = \frac{[m_{11} + m_{12}(k_{5z}/\varepsilon_5 k_0)](k_{1z}/\varepsilon_1 k_0) - [m_{21} + m_{22}(k_{5z}/\varepsilon_5 k_0)]}{[m_{11} + m_{12}(k_{5z}/\varepsilon_5 k_0)](k_{5z}/\varepsilon_5 k_0) + [m_{21} + m_{22}(k_{5z}/\varepsilon_5 k_0)]}, \quad (9)$$

式中 $k_0 = \omega/c$, $\varepsilon_5 = 1$ 为空气介电系数, $\varepsilon_1 = n_p^2$ 为棱镜玻璃介电系数, $k_{1z} = \sqrt{\varepsilon_1(\omega/c)^2 - k_x^2}$, $k_{5z} = \sqrt{\varepsilon_5(\omega/c)^2 - k_x^2}$, m_{11} , m_{12} , m_{21} 和 m_{22} 为组成波导三层薄膜的总的特征矩阵 M 的矩阵元素

$$M = M_1 M_2 M_3 = \begin{vmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{vmatrix}, \quad (10)$$

M_1 、 M_2 和 M_3 分别为三层薄膜的特征矩阵。利用本实验中的各项具体参数,由计算机数值求解,可得图2所示结构的 TM_0 和 TM_1 模的 z 向波矢值。表1中列出了以内角 α 表示的特征矩阵法计算值,为了比较同时列出了由(3)式和(5)式的计算值。

表1 TM_0 和 TM_1 模内角 α 和介质层厚度 d 关系的理论值

Table 1 Calculated values of the relation between internal angle and dielectrical layer thickness for TM_0 and TM_1 modes

介质层厚度 (Å)		9600	6400	5300	4300	3200
TM_0	特征矩阵法	55°38'8"	56°26'	56°56'36"	57°40'35"	59°11'20"
	公式(3)	55°50'28"	56°25'12"	56°54'36"	57°39'28"	59°10'11"
TM_1	特征矩阵法	55°38'8"	54°37'	53°35'4"	51°32'	46°4'
	公式(5)	55°28'11"	54°32'18"	53°28'56"	51°26'44"	45°56'13"

从表1可以看出,由这两种方法所进行的理论计算得到的结果是十分一致的。这一方面说明,在实验所采用的参数条件下忽略棱镜耦合和银膜介电系数虚部的影响,是对实际情况的极好的近似,另一方面又指出实验结果和理论计算所出现的一点定向偏差必定另有原因。由以上两种方法的理论计算指出,上层银膜的厚度 d_1 在 $400 \sim 500 \text{ \AA}$ 范围内变化和下层银膜厚度 $d > 800 \text{ \AA}$ 以后,实际上并不会对两个表面模式的 k_z 产生任何实质性的影响,介质层厚度 d 及介质折射率 $\sqrt{\varepsilon_1}$ 的误差会带来较大的影响。但都无法用来解释在厚度为 9600 \AA 时实验点与理论计算几乎完全吻合,而其余厚度则有一点定向偏差的现象。我们认为主要的原因正如文献[6]所指出那样,是由于蒸镀的 MgF_2 层的表面粗糙度形成许多线度远小于光波波长的小孔,随后蒸镀底层银膜时,蒸镀上去的银可以进入这些小孔而形成一种混合结构。如果把这种结构当作一层金属陶瓷(Cermet)来处理,则其相应的介电系数 ε_r 可以根据 Maxwell-Garnett 理论来加以计算^[11]

$$\varepsilon_r = \varepsilon_1 [\varepsilon_2(1+2q) + 2\varepsilon_1(1-q)] / [\varepsilon_2(1-q) + \varepsilon_1(2+q)], \quad (11)$$

式中 ε_1 为介质的介电系数,是实数。 ε_2 为金属的复介电系数, q 是金属组份的体积份数。对五个实验点,使 q 在 $0.45 \sim 0.4$ 范围内取值,金属陶瓷层厚度在 $40 \text{ \AA} \sim 20 \text{ \AA}$ 范围内取值,考

虑棱镜-Ag-MgF₂-金属陶瓷-Ag-空气六层结构,用特征矩阵法计算,可得结果如图5中“+”号所示。显然理论计算与实验结果极为接近。对9600 Å点的理论计算值有无金属陶瓷层皆无影响(尽管可以取最大的 q 和最大的金属陶瓷层厚度),这与实验结果也是十分吻合的。从物理观点看,因为介质层厚度 d 很大, TM₀模和 TM₁模简并,此时,9600 Å点的表面模实际上就是上层 Ag-MgF₂界面的 SPW,所以它不受离它很远的金属陶瓷层的影响。而其余各点的两个模式都是两个 Ag-MgF₂界面的两个 SPW 的结合,而下层 MgF₂-Ag 界面的 SPW 则受到金属陶瓷层的很大影响。导致理论计算值与实验结果的误差尚有:厚度 d 的控制,而图5中 $d=3200$ Å点的较大偏差则估计主要是由于折射率测量的误差所致。

图6给出了实验中所得到的表征各有关模式的衰减全反射衰减峰半宽度(以外角计)与介质层厚度的关系。而衰减全反射衰减峰的半宽度则表征着表面模式的辐射损耗和传输损耗,在本实验中主要是传输损耗。所以图6实际上给出了对称金属覆盖介质波导中 TM₀和 TM₁模的损耗与介质层厚度的关系,其结果与文献[4]的理论计算结果一致的。

显然实验结果表明,对于双层金属覆盖介质波导而言,若考虑到其特有的表面模式,则可以将它能够容纳模式的有效折射率范围扩展到 $0 < \text{Re}N < \infty$ 。同时随着介质层厚度的加大, TM₁模将由导模连续地过渡到表面模,并最终和 TM₀表面模简并。在 $d=d_c$ 处,将存在一个 $\text{Re}N = \sqrt{\epsilon_1}$ 的导模和表面模的过渡模式。

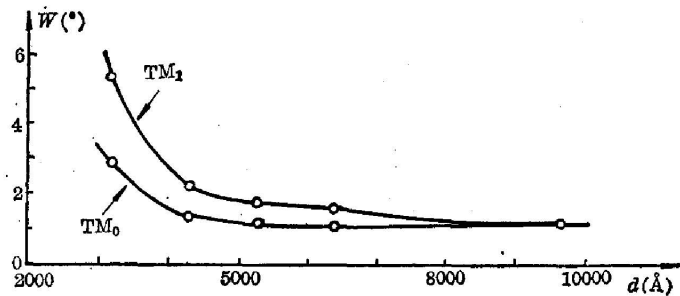


图6 TM₀和 TM₁模半宽度(外角) W 和介质层厚度 d 的实验关系曲线

Fig. 6 Experimental results of FWHM (external angle) W vs. dielectrical layer thickness d for TM₀ and TM₁ modes

参 考 文 献

- [1] A. Otto, W. Sohler; *Opt. Commun.*, 1971, **3**, No. 4 (Jun), 254.
- [2] P. K. Tien; *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **27**, No. 4 (Feb), 251.
- [3] 林盛强等;《中国激光》,1983, **10**, No. 4 (Apr), 232.
- [4] I. P. Kaminow, W. L. Mammel *et al.*; *Appl. Opt.*, 1974, **13**, No. 2 (Feb), 396.
- [5] A. Otto; *Optical Properties of Solid New Developments*, (Ed. by B. O. Seraphin, North-Holland Publishing Co., 1976), 677.
- [6] G. J. Kovacs, G. D. Scott; *Phys. Rev. (B)*, 1977, **16**, No. 4 (Aug), 1297.
- [7] 李瑞镛等;《光学学报》,1984, **4**, No. 1 (Jan), 6.
- [8] A. Otto; *Z. Physik*, 1968, **216**, 398.
- [9] T. Tamir; *Integrated Optics*, (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1975), chap. 2.
- [10] M. Born, E. Wolf; *Principles of Optics*, (Pergamon press, 1975).
- [11] J. C. Maxwell Garnett; *Phil. Trans. Royal Soc. (London)*, 1904, **A203**, 385. *ibid* 1906, **A205**, 237.

Surface modes of symmetric metal clad dielectric waveguides*

YANG FUZI CAO ZHANGQI XU ZHENGQUAN SHENG YUCHIN AND FANG JUNXIN

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiaotong University)

(Received 4 March 1985; revised 30 April 1985)

Abstract

Systematic measurement was made for the dependence of propagation constants and losses of TM_0 and TM_1 modes on the thickness of dielectric layers in symmetric metal clad dielectric waveguides by using the angle-scanning ATR method. These modes were excited by the prism coupling. Experimental results were in good agreement with theoretical calculations.

* Supported by the Scientific Foundation, Academia Sinica.