

# 半无限离子晶体(真空接触)表面 电磁耦合场量子的研究\*

许掌龙 顾世清 方俊鑫

(上海交通大学应用物理系, 上海市)

**摘要**——本文用量子场方法研究了半无限双原子离子晶体长波光学声子模( $P$ -极化)和平行表面传播的电磁场相互作用系统。导出了表面电磁耦合场量子的色散关系和电场强度在  $R$  空间的分布, 其色散曲线(表面 Polariton 部分)与宏观电磁理论结果一致, 并可获得由具表面效应的体 TO 声子引起的漏模色散关系; 还研究了电磁耦合场量子能量和场强沿  $Z$  向的分布, 发现它们均受物质电磁性元激发  $Z$  向特性的调制, 从而束缚了光的发射(衍射效应)。

**关键词**——表面电磁激元, 半无限晶体, 耦合态。

## 1. 引 言

光导波模式理论在技术上已比较实用, 然而它还不能从根本上解释: 遵守惠更斯衍射原理的电磁场能集中在很小的区域中传播而几乎没有衍射损耗的原因<sup>[1]</sup>。方俊鑫<sup>[2]</sup>提出, 应该从光子与波导物质中电磁性元激发相互耦合的观点来认识这个问题, 认为导波光具有普通激光和物质元激发的双重特性。

自从黄昆<sup>[3]</sup>对红外光散射和吸收的研究和 Hopfield<sup>[4]</sup> 提出 Polariton 概念以来, 文献中用 Polariton 概念来研究固体中有关光的体性质已十分常见。七十年代以来, 用宏观电磁理论加边界条件来研究固体表面、界面和超晶格中 Polariton 的模式和色散关系等问题日益增多<sup>[5~7]</sup>。但用量子场论方法来研究关于光导波的表面 Polariton 问题的文献还很少<sup>[8~9]</sup>。我们认为, 要发展光导波的微观量子理论, 关键在于表面 Polariton 的微观量子理论。

从已取得的理论结果证实<sup>[10~12]</sup>: 导波光实质上是光波导结构中光子和物质元激发的耦合场量子, 已解释了宏观的模式概念。本文用量子场论方法进一步研究光波导中的表面问题, 探索导波光无抑射传播的机制。

本文 1988 年 6 月 13 日收到。

• 中国自然科学基金资助课题。

## 2. 半无限极性晶体的极化本征模

半无限双原子离子晶体或极性晶体中光学声子模的求法与 Licari<sup>[14]</sup>, Lucas<sup>[15]</sup> 和

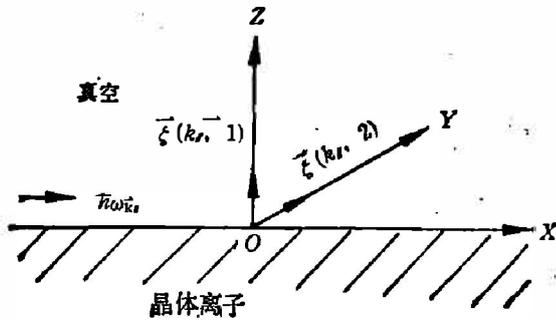


图 1 本文所取的物理坐标系

Fig. 1 Geometry and the coordinate system in this paper.

Wendler<sup>[16]</sup> 等人的工作相似。考虑长光学声子模时，可认为晶体是非空间色散的连续介质，并采用经典静电学的非推迟近似<sup>[17]</sup>。本文所考虑的物理坐标系如图 1 所示。图中  $\xi(k, 1)$ ,  $\xi(k, 2)$  分别是光束的两个偏振方向矢量。离子晶体或极性晶体在下半空间 ( $Z \leq 0$ )，在  $\hat{Z}$  向有高斯线型的电磁场沿  $\hat{X}$  方向平行表面入射。

半无限极性晶体(或离子晶体)极化本征模式和本征值见表 1，其推导过程限于篇幅不再写出，有关基本理论参见文献 [14~16]。

表 1. 半无限极性晶体极化本征模式和本征值

Table 1 The polarization eigenmodes and eigenfrequencies of the semi-infinite polar crystal.

极化方向	模式	本征频率	本征模式 ( $Z \leq 0$ )
X-Z 极化 (P-极化)	SO	$\omega_s$	$i\sqrt{q_f} e^{\alpha Z} \hat{x} + \sqrt{q_f} e^{\alpha Z} \hat{Z}$
	TO	$\omega_{TO}$	$C_{TO} \left( i \frac{\alpha}{q_f} e^{\alpha Z} (\sin \alpha Z + \cos \alpha Z) \hat{x} + e^{\alpha Z} \sin \alpha Z \hat{Z} \right)$
	LO	$\omega_{LO}$	$C_{LO} \left( i e^{\alpha Z} \sin \alpha Z \hat{x} + \frac{\alpha}{q_f} e^{\alpha Z} (\sin \alpha Z + \cos \alpha Z) \hat{Z} \right)$
Y-极化	TO	$\omega_{TO}$	任意归一化函数

表 1 中  $\omega_s = \left( \frac{1 + \epsilon_s}{1 + \epsilon_\infty} \right)^{1/2} \omega_{TO}$ ;  $C_{TO} = C_{LO} = \left\{ \frac{1}{4\alpha} \left[ \frac{1}{2} + \left( \frac{\alpha}{q_f} \right)^2 \right] \right\}^{-1/2}$ ;  $\alpha$  是具有波矢量纲标志 TO 声子表面效应的量,  $\epsilon_s$  和  $\epsilon_\infty$  分别是静电介电常数和光学介电常数。不失一般性,  $q_f = |q_f|$  是沿  $\hat{X}$  方向的极化场波矢的模。

## 3. 半无限极性晶体电磁性元激发与电磁场量子相互作用哈密顿

我们只考虑 P-极化长光学声子模与电磁场的相互作用。在无电磁场存在时,用标准的量子化步骤,可以将系统哈密顿量  $H_P$  (P 表示极化模式) 写成

$$H_P = \int_{-\infty}^0 dZ \sum_i \sum_{q_{ii}} \pi^{i*}(\mathbf{q}_i, Z) \cdot \pi^i(\mathbf{q}_i, Z) \hbar \omega_i(\mathbf{q}_i) \left[ \hat{\delta}_i^+(\mathbf{q}_i) \hat{\delta}_i(\mathbf{q}_i) + \frac{1}{2} \right] \\ = \sum_i \sum_{q_{ii}} \hbar \omega_i(\mathbf{q}_i) \left[ \hat{\delta}_i^+(\mathbf{q}_i) \hat{\delta}_i(\mathbf{q}_i) + \frac{1}{2} \right]; \quad (1)$$

式(1)中,  $i$  表示  $P$ -极化长光学声子模  $SO$ 、 $LO$  和  $TO$ ;  $\pi^i(\mathbf{q}_i, Z) = [P_x^i(\mathbf{q}_i, Z), P_y^i(\mathbf{q}_i, Z)]$ , 是  $P$ -极化模式, 参见表 1.  $\hat{\delta}_i^+$  和  $\hat{\delta}_i$  是模式的产生和湮灭算符.

对存在电磁场时的系统哈密顿量的研究. 我们暂不考虑电磁场传播的衍射效应, 着重研究电磁耦合场量子的形成机制. 对平行表面传播  $Z$  向具有高斯线型的电磁场, 其电磁场矢势的形式是由电磁场量子化的要求来决定的. 在数值计算时, 可将高斯线型宽度取得比光纤的有效半径大得多.

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \sum_{k\lambda} \left( \frac{\hbar}{\omega_{k\lambda} \epsilon_0 A b} \right)^{1/2} e^{-\frac{\pi}{2} \left( \frac{z}{b} \right)^2} \boldsymbol{\xi}(\mathbf{k}, \lambda) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_\parallel} (\hat{a}_{k\lambda} + \hat{a}_{k\lambda}^\dagger) \quad (2)$$

式(2)中,  $\lambda=1, 2$  表示电磁场的两个偏振方向;  $\mathbf{r}_\parallel$  是位置矢量  $\mathbf{r}$  在  $X$ - $Y$  平面上的投影;  $b$  是高斯线型宽度.

光子与物质极化场的相互作用哈密顿, 只须考虑具有电磁性的物质元激发, 即  $i=SO$ 、 $TO$  与光子的杂交耦合. 总的哈密顿量为

$$H = \int_{-\infty}^0 dZ \left\{ G(Z) \sum_{k_{ii}} \hbar \omega_{k_{ii}} \left( \hat{a}_{k_{ii}}^\dagger \hat{a}_{k_{ii}} + \frac{1}{2} \right) + \sum_{k_{ii}} B_S \hbar \omega_{k_{ii}} \left( \hat{\delta}_{k_{ii}S}^\dagger \hat{\delta}_{k_{ii}S} + \frac{1}{2} \right) \right. \\ \left. + \sum_{k_{ii}} B_T \hbar \omega_{k_{ii}} \left( \hat{\delta}_{k_{ii}T}^\dagger \hat{\delta}_{k_{ii}T} + \frac{1}{2} \right) - i \sum_{k_{ii}} \frac{\hbar A_{SO}}{\sqrt{\omega_{k_{ii}}}} (\hat{\delta}_{k_{ii}S}^\dagger - \hat{\delta}_{-k_{ii}S}) (\hat{a}_{k_{ii}} + \hat{a}_{-k_{ii}}^\dagger) \right. \\ \left. - i \sum_{k_{ii}} \frac{\hbar A_{TO}}{\sqrt{\omega_{k_{ii}}}} (\hat{\delta}_{k_{ii}T}^\dagger - \hat{\delta}_{-k_{ii}T}) (\hat{a}_{k_{ii}} + \hat{a}_{-k_{ii}}^\dagger) \right\}; \quad (3)$$

式(3)中,  $G(Z) = \frac{2}{b} e^{-\pi(z/b)^2}$ ;  $\omega_{k_{ii}} = C k_{ii}$ ;

$$B_S = 2 \hbar_f e^{2k_{ii}Z};$$

$$B_T = C_{TO}^2 \left[ \left( \frac{\alpha}{\hbar_f} \right)^2 e^{2\alpha Z} (1 + \sin 2\alpha Z) + e^{2\alpha Z} \sin^2 \alpha Z \right];$$

$$A_{SO} = \alpha_{SO} \sqrt{\hbar_f} e^{-\frac{\pi}{2} (z/b)^2 + k_{ii}Z}$$

$$A_{TO} = \alpha_{TO} C_{TO} e^{-\pi/2 (z/b)^2 + \alpha Z} \sin \alpha Z$$

$$\alpha_{SO} = \left[ \frac{9(\epsilon_S - \epsilon_\infty)}{(\epsilon_\infty + 2)^2} \left( \frac{1 + \epsilon_S}{1 + \epsilon_\infty} \right)^{1/2} \frac{\omega_{TO}^3}{2b} \right]^{1/2};$$

$$\alpha_{TO} = \left[ \frac{9(\epsilon_S - \epsilon_\infty)}{(\epsilon_\infty + 2)^2} \frac{\omega_{TO}^3}{2b} \right]^{1/2}.$$

我们考虑了晶体内光学声子(离子相对位移波场量子)与光子的相互作用, 而没有考虑电子自身极化部分的作用; 在离子晶体表面外, 电磁场不发生与光学声子的相互作用.

#### 4. Phonon-Polaritons 色散关系及场强作用

对式(3)积分得相互作用系统总的哈密顿, 且令

$$A_S = \int_{-\infty}^0 dZ A_{SO}; \quad (4)$$

$$A_T = \int_{-\infty}^0 dZ A_{T0}. \quad (5)$$

定义系统 Phonon-Polaritons 量子的产生算符为

$$\begin{aligned} d^+(k_j, n) = & \alpha_{k_{jn}} \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_{k_n}^+ + \hat{a}_{-k_n}^+) + \beta_{k_{jn}} \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_{k_n}^+ - \hat{a}_{-k_n}^+) \\ & + \gamma_{k_{jn}} \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{b}_{k_nS}^+ + \hat{b}_{-k_nS}^+) + \varepsilon_{k_{jn}} \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{b}_{k_nS}^+ - \hat{b}_{-k_nS}^+) \\ & + \lambda_{k_{jn}} \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{b}_{k_nT}^+ + \hat{b}_{-k_nT}^+) \gamma_{k_{jn}} \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{b}_{k_nT}^+ - \hat{b}_{-k_nT}^+); \end{aligned} \quad (6)$$

它必满足下列本征方程和对易关系:

$$[H, d^+(k_j, n)] = \hbar \Omega_{k_{jn}} d^+(k_j, n); \quad (7)$$

$$[d(k_j, n), d^+(k'_j, n')] = \delta_{k_j, k'_j} \delta_{n, n'}. \quad (8)$$

$$[d(k_j, n), d(k'_j, n')] = [d^+(k_j, n), d^+(k'_j, n')] = 0; \quad (9)$$

式中,  $\Omega_{k_{jn}}$ ,  $\alpha_{k_{jn}}$  等系数可证明只依赖于  $k_j$ <sup>[18]</sup>;  $n$  表示第  $n$  支 Phonon-Polaritons. 由光子、声子产生湮灭算符的对易关系和式(7)~(9), 可求出  $\Omega_{k_{jn}}$  及  $\alpha_{k_{jn}}$  等系数间的关系. 且在 Polariton 表象中, 由正一性完备性可把声子、光子的产生湮灭算符用 Polariton 相应的算符表示出来. 下面给出用列的几个关系:

$$\frac{4A_S^2 \omega_S}{\Omega_{k_{jn}}^2 - \omega_S^2} - \frac{4A_T^2 \omega_{T0}}{\Omega_{k_{jn}}^2 - \omega_{T0}^2} = \Omega_{k_{jn}}^2 - \omega_{k_j}^2; \quad (10)$$

$$\alpha_{k_{jn}}^2 = -\frac{\Omega_{k_{jn}}}{2\omega_{jk}} \left\{ 1 + \frac{4A_S^2 \omega_S}{(\omega_S^2 - \Omega_{k_{jn}}^2)^2} + \frac{4A_T \omega_{T0}^2}{(\omega_{T0}^2 - \Omega_{k_{jn}}^2)^2} \right\}^{-1} \quad (11)$$

$$\beta_{k_{jn}} = \frac{\omega_{k_j}}{\Omega_{k_{jn}}} \alpha_{k_{jn}}; \quad (12)$$

$$(\hat{a}_{k_n}^+ + \hat{a}_{-k_n}^+) = \sqrt{2} \sum_n \beta_{k \rightarrow n} [d(k_j, n) - d^+(-k_j, n)], \quad (13)$$

各 Polariton 本征值  $\Omega_{k_{jn}}$  色散关系是一个带有不能得出解析积分值的代数方程; 只能通过数值计算来画出色散关系. 例如, 对 GaAs 极性半导体, 可得三个本征值, 结果如图 2 所示.

图 2 中,  $\Omega_2$  与宏观理论中的表面 Polariton 色散关系一致, 只是在  $R_j \ll \omega_{T0} \sqrt{\varepsilon_\infty} / C$  时, 也有值  $\Omega_2 = \omega_{T0}$ , 它是由非推迟近似所致.  $\Omega_1$ 、 $\Omega_3$  两条色散曲线与体  $TO$  的宏观理论比较, 在  $R_j$  较小时  $\Omega_1$  支的值是  $\omega_S$ , 而不是  $\omega_{LO}$ ;  $\Omega_3$  这一支在  $R_j$  较大时与宏观理论一致. 有关工作将另文发表.

关于系统 Polariton 的场强分布, 可由式(13)和式(2), 得  $\mathbf{A}$  电磁场矢势在 Polariton 表象中的形式, 进而得场强为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$$

$$\begin{aligned} = & - \sum_{k_{jn}} \left( \frac{\hbar \Omega_{k_{jn}}}{sAb} \right)^{1/2} e^{-\frac{\pi}{2}(Z/b)^2} \xi(k_j, 1) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t} \\ & \cdot \left[ 1 + \frac{4A_S^2 \omega_S}{(\omega_S^2 - \Omega_{k_{jn}}^2)^2} + \frac{4A_T^2 \omega_{T0}}{(\omega_{T0}^2 - \Omega_{k_{jn}}^2)^2} \right]^{-1/2} [d(k_j, n) + d^+(-k_j, n)]. \end{aligned}$$

$$(14)$$

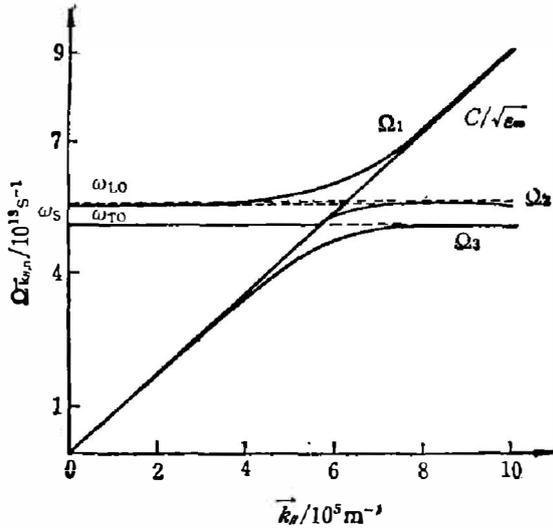


图 2 半无限极性晶体 GaAs 和平行表面传布  $s$  向有  
高斯线型光束相互作用电磁耦合场量子的色散  
关系  $\omega_{LO}=5.59 \times 10^{13} S^{-1}$ ,  $\omega_{TO}=5.14 \times 10^{13} S^{-1}$ ,  
 $\epsilon_\infty=11.1$ ,  $\omega_S=5.55 \times 10^{13} S^{-1}$

Fig. 2. Dispersion relations of the phonon-polaritons describing the hybridization and coupling between the electromagnetic field propagating parallel to the surface with Gaussian distribution in the  $Z$ -direction and the optical phonon modes of a semi-infinite polar semiconductor GaAs.

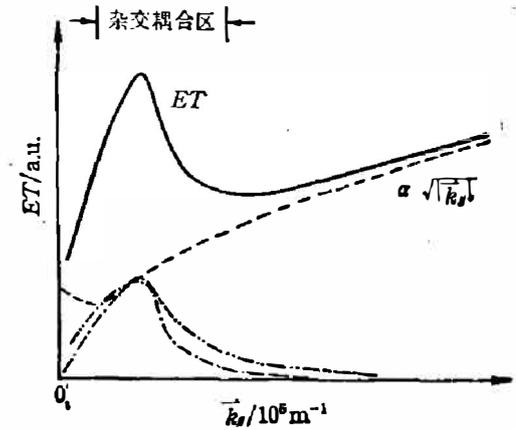


图 3 各类 Phonon-Polariton 模的场强在  $k$  空间的分布和总的场强分布

—  $\Omega_1$  模对应的分布, — —  $\Omega_2$  模,  
- · -  $\Omega_3$  模 —  $ET$

Fig. 3 Distribution of the electric field strength of three kinds of phonon-polaritons and their total electric field strength (ET) in the  $k_x$  space.

— Corresponding to  $\Omega_1$  mode, — —  $\Omega_2$  mode,  
- · -  $\Omega_3$  mode, — the distribution of total electric field strength in the  $k_x$  space.

对比原电磁场的场强分布 ( $k$  空间中的分布), 可见场强不再正比于  $\sqrt{k_x}$ , 如对场强中是  $k_x$  函数的部分进行数值计算(用  $ET$  标记):

$$ET(k_x) = \sum_n (\Omega_{k,n})^{1/2} \left[ 1 + \frac{4A_S^2 \omega_S}{(\Omega_{k,n}^2 - \omega_S^2)^2} + \frac{4A_T^2 \omega_{TO}}{(\Omega_{k,n}^2 - \omega_{TO}^2)^2} \right]^{-1/2} \quad (15)$$

图 3 画出了三类 Polariton 对应的场强  $k_x$  分布及总场强的  $k_x$  分布曲线。在杂交耦合区, 对应  $\Omega_2$ 、 $\Omega_3$  的两类 Polariton 出现极值, 在非杂交耦合区迅速衰减。对应  $\Omega_1$  的场强在耦合区出现一低谷, 在  $k_x$  较大时可预料基本保持正比于  $\sqrt{k_x}$  的场强关系。从图 2 可见,  $\Omega_1$  在  $k_x \gg 1 \times 10^5 m^{-1}$  时为类光子,  $\Omega_2$ 、 $\Omega_3$  是类声子的 Polariton, 分别接近电磁场和光学声子。但是, Polariton 的场强分布既不等同于普通电磁场, 也不等同于光学声子场。

### 5. Phonon-Polariton 能量及场强沿 $Z$ 向分布

研究沿  $Z$  向的分布, 更能从机理上反映特定物质系统无激发特征在声-光耦合形成电磁耦合场量子时所起的作用。声-光相互作用系统沿  $z$  向分布的哈氏量, 即是将式(3)中的积分号去掉。经过与上述同样的步骤便可得三支 Polariton 的能量和场强沿  $Z$  向的分布。

$$\frac{4A_S^2 \omega_S B_S G(Z)}{(\Omega_{k,n})^2 - (B_S \omega_S)^2} + \frac{4A_T^2 \omega_{TO} B_T G(Z)}{(\Omega_{k,n})^2 - (B_T \omega_{TO})^2} = (\Omega_{k,n})^2 - (G(Z) \omega_{k,n})^2 \quad (16)$$

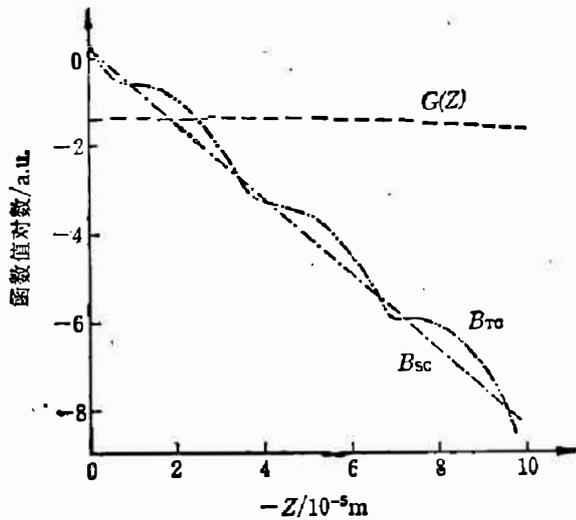


图 4 Z 向高斯线型光、表面光学声子和具表面效应的体光学声子在 Z 向的分布曲线。  
Fig. 4 Spatial dependence of the functions describing the Z-direction distributions of the laserbeam, surface optical phonon and bulk TO with surface effect.

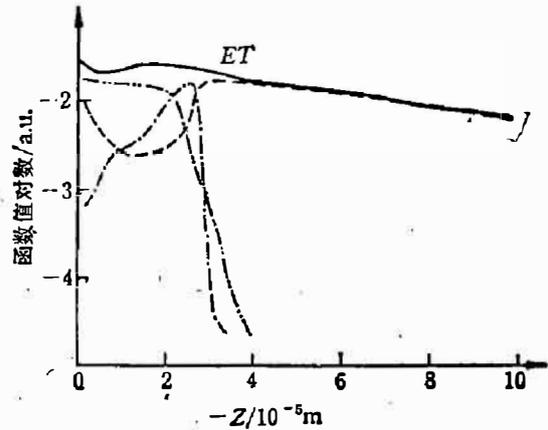


图 5 各 Phonon-Polaritons 模的场强和总场强(标为 ET)在晶体表面内的分布(Z ≤ 0)。  
—Ω<sub>1</sub> 模 —·—Ω<sub>2</sub> 模 ···—Ω<sub>3</sub> 模 ——ET  
Fig.5 Spatial dependence of the electric field strength of three kinds of phonon-polaritons and their total electric field strength (ET) in the semi-infinite crystal.

—Ω<sub>1</sub> mode ···—Ω<sub>2</sub> mode  
—·—Ω<sub>3</sub> mode ——ET

$$E(\mathbf{r}, t) = - \sum_{\mathbf{k}n} \left( \frac{\hbar \Omega_{\mathbf{k}n}}{2\epsilon A} \right)^{1/2} G(Z) \xi(\mathbf{k}_j, 1) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t} \cdot \left[ 1 + \frac{4A_{s0}^2 \omega_s B_s G(Z)}{[(\Omega_{\mathbf{k}n})^2 - B_s \omega_s]^2} + \frac{4A_{T0}^2 \omega_{T0} B_T G(Z)}{[(\Omega_{\mathbf{k}n})^2 - (B_T \omega_{T0})^2]^2} \right]^{-1/2} [d(\mathbf{k}_j, n) + d^+(-\mathbf{k}_j, n)]. \quad (17)$$

为便于比较,先作出描写高斯线型入射光束、表面光学声子和具表面效应体 TO 声子纵向分布特征的函数 G(Z), B<sub>s</sub> 和 B<sub>T</sub> 的曲线(图中标为 G(Z), B<sub>s0</sub> 和 B<sub>T0</sub>), 见图 4.

再作出三类 Polariton 的场强和总场强(标记 ET)沿 z 向的分布曲线,其中

$$ET(\mathbf{k}_j) = \sum_n (\Omega_{\mathbf{k}n})^{1/2} G(Z) \left\{ 1 + \frac{4A_{s0}^2 \omega_s B_s G(Z)}{[(\Omega_{\mathbf{k}n})^2 - (B_s \omega_s)^2]^2} + \frac{4A_{T0}^2 \omega_{T0} B_T G(Z)}{[(\Omega_{\mathbf{k}n})^2 - (B_T \omega_{T0})^2]^2} \right\}^{-1/2}. \quad (18)$$

数值计算结果见图 5. 我们已经从图 4 看到, 由于我们取高斯线型宽度远超过通常的光纤半径, 故 G(Z) 函数变化缓慢, 近似于等强度波; 而表面声子和体 TO 声子衰减较快, 局域于表面附近. 由图 5, 可清楚地看到, 不但 Ω<sub>2</sub>、Ω<sub>3</sub> 两种类声子 Polariton 受到表面声子或具表面效应的 TO 声子约束; 类光子 (Photon-like) 的 Ω<sub>1</sub> 支 Polariton 模也受到物质元激发的很大约束. 其强度不再象高斯分布那样平缓, 而是较快地衰减, 即场强分布受到了物质元激发的约束, 从而消除了由于衍射带来的光束变宽效应. 特别, 研究表明, Ω<sub>1</sub> 支受到约束的效果与 |k<sub>j</sub>| 取值有关, 即与入射光束的波长有关. 对 GaAs、GaP 和 ZnO 的初步研究表明, 不同的材料, 有一个和 ω<sub>TO</sub> 及 ω<sub>LO</sub> 相关的波长, 在该波长附近, 对类光子的 Polariton 模约束最显著. 改变 α 值(即表征体 TO 声子表面效应的参量), 对光束的约束作用不大; 改变高

斯线型宽度,当高斯半径略大于表面声子作用范围( $\sim 1/k_z$ )时约束最显著。因此,对类光子 Polariton 模的约束作用主要来自表面光学声子的特性。

## 6. 结 论

(1) 用量子场论观点,研究了半无限离子或极性晶体与高斯线型(在  $Z$  向)光的相互作用,导出了宏观理论中所不能得到的三类 Polariton 模式场强在  $R$  空间的分布。

(2) 通过分析三个 Polariton 模式的场强沿  $z$  向的分布,发现高斯光束量子与物质元激发相互作用后,不但类声子(Phonon-like)的 Polariton 场强束缚于表面附近,而且类光子(Photon-like)的 Polariton 也受到表面元激发的约束。各个材料取不同  $R$  值时这种约束达到最显著。研究表明,由于得到了波导物质的表面元激发局域性质的约束,所以光在波导中产生无衍射传播,这要求每种材料必须取特定的波长,约束才明显,或者最显著。

(3) 应该特别指出,现有的宏观理论及其量子化理论,常常只考虑电磁场这一方面,而它与物质的相互作用,归结为边界条件和物质方程。这样导致了,物质仅仅是电磁场的媒质或影响其性质的一个因素。然而,我们认为电磁场在物质内已不再是“光”,它是光子与物质电磁性元激发的杂交耦合,具有光子和物质元激发的双重特性。因此,边界条件实际上应归结于这种相互作用。光的各种特性只能在特定几何结构中,以及光子与具有特定性质的物质电磁性元激发杂交耦合中去发现。具有物理问题的边界作用,反映于这一物理系统的电磁性元激发的特征之中。因此,尽管我们讨论的是表面问题,但无边界条件介入。

## 参 考 文 献

- [1] 方俊鑫,自然杂志,9(1986),7: 492.
- [2] Fang Junxin, *Appl. Sci. Res.*, 41(1984), 355.
- [3] Huang K., *Proc. Roy. Soc.*, A208(1951), 352.
- [4] Hopfield, J. J., *Phys. Rev.*, 112(1958), 5: 1555.
- [5] Agranovich V. M. and D. L. Mills, *Surface Polaritons, North-Holland, Amsterdam*, (1982), P3.
- [6] Boardman, A. D., *Electromagnetic Surface Modes*, John Wiley & Sons, Chichester, (1982), P. 219.
- [7] Haupt R. and Wendler L., *phys. stat. sol. (b)*, 142(1987), 423.
- [8] Grekov A. A., Ivanov N. M., Myasnikov E. N. *Ferroelectrics Lett.*, 3(1984), 69.
- [9] Myasnikov V. N., Marisova S. V., and Lipovchenko A. N., *phys. stat. sol. (b)*, 117(1983), 109.
- [10] 孙弘,庞乾骏,方俊鑫,应用科学学报,3(1985),1: 20.
- [11] 郑杭,方俊鑫,应用科学学报,3(1985),2: 100.
- [12] 周礼冲,周小玲,方俊鑫,应用科学学报,3(1985),3: 201.
- [13] 陈鸿,吴翔,,方俊鑫,应用科学学报,4(1986),4: 283.
- [14] Licari J. J. and Evard R., *Phys. Rev. B.*, 15(1977), 4: 2254.
- [15] Lucas A. A., Kartheuser E., and Badro R. G., *Phys. Rev. B.*, 2(1970), 7: 2488.
- [16] Wendler L., *phys. stat. sol. (b)*, 129(1985), 513.
- [17] Wendler L., Jager E., *phys. stat. sol. (b)*, 121(1984), K119.
- [18] Sun Hong and Fang Junxin, *Solid State Comm.*, 62(1987), 8: 567.

## QUANTUM THEORY OF SURFACE POLARITONS IN A SEMI-INFINITE IONIC CRYSTAL\*

XU ZHANGLONG, GU SHIWEI, FANG JUNXIN

*(Department of Applied Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai, China)*

### ABSTRACT

The interaction system of the long-wave optical modes (P-Polarization) in a semi-infinite diatomic ionic crystal with the electromagnetic field propagating parallel to the surface is studied using quantum field theory methods. The dispersion relations of surface phonon-polaritons and  $k_{\parallel}$ -dependence of the electric field strength are derived, which consist with the macroscopic theoretical results. The dispersion relation of polariton leaking modes coming from bulk TO mode with surface effect is also presented. The spatial dependence of the polariton field strength and energy are studied and it is found that these properties are modulated by the longitudinal character of the electromagnetic excitations in the medium, hence the divergent nature (the diffraction effect) of light propagating along the waveguide is restrained.

---

\* Project supported by the Fund of the National Natural Sciences of China.