

8

380-384

第 18 卷第 5 期
1999 年 10 月

自旋对强耦合二维磁极化子基态能量的影响*

李子军¹⁾ 张鹏¹⁾ 肖景林^{1,2)}

¹⁾ 内蒙古民族师院物理系, 内蒙古, 通辽, 028043;

²⁾ 中国科学院激发态物理开放实验室, 吉林, 长春, 130021

048255

摘要 采用线性组合算符法研究电子自旋对强耦合二维磁极化子基态能量的影响, 对 K1 晶体所作的数值计算结果表明, 随着磁场的加强, 不同取向的电子自旋使强耦合二维磁极化子基态能量表现为增加和减少两种截然相反的情形, 电子自旋能量与磁极化子基态能量之比随磁场的增加而增加。

关键词 强耦合, 表面磁极化子, 自旋, 基态能量。

磁光效应

引言

随着磁光技术的发展, 许多学者对磁场中极化子的特性产生了浓厚的兴趣, Larsen^[1]采用了一种新颖的算符法研究了磁场中二维极化子的回旋共振频率和基态能量, Wu 等^[2]详细地讨论了二维极化子的磁-光吸收, Peeters 等^[3]利用 Feynman 路径积分法研究了磁场中极化子的性质, Wei 等^[4,5]应用格林函数法讨论了交界面磁极化子的诱生势和自能, 本文作者^[6,7]也曾用线性组合算符法研究了磁场中表面极化子的特性, 上述以及更多的学者用各种理论方法对磁场中极化子所作的研究无疑对丰富磁极化子的理论都作出了卓越的贡献, 但是到目前为止, 人们对磁场中极化子的研究都是忽略电子自旋影响的情况下所进行的计算, 本文应用线性组合算符法讨论自旋对强耦合二维磁极化子性质的影响。

1 哈密顿量

当距离晶体表面小于极化子半径时, 晶体可以近似看成一个纯粹的二维晶体, 在此范围内, 带电粒子只与表面光学声子相互作用, 晶体表面位于 $x-y$ 平面, 当电子处在均匀稳定外磁场 $\vec{B}=(0,0,B)$ 中时, 矢势用 $\vec{A}=B(-y/2, x/2, 0)$ 描写, 考虑电子自旋能量 $(e\hbar/mc)\vec{S}\cdot\vec{B}^{[8]}=m\hbar eB/mc$, 则电子-表面光学(SO)声子系的哈密顿量可写为

$$H = \frac{1}{2m}(p_x - \frac{1}{4}\beta^2 y)^2 + \frac{1}{2m}(p_y + \frac{1}{4}\beta^2 x)^2 + \sum_{\vec{q}} \hbar \omega_{\vec{q}} b_{\vec{q}}^\dagger b_{\vec{q}} \frac{1}{2m} + \sum_{\vec{q}} (C_{\vec{q}} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \cdot \vec{p} b_{\vec{q}} + \text{h.c.}) + m\hbar eB/mc, \quad (1a)$$

* 中国科学院激发态物理开放研究实验室和内蒙古自然科学基金(编号 98032)资助项目
稿件收到日期 1998-11-18, 修改稿收到日期 1999-03-22

$$C_{\vec{Q}} = i \left(\frac{\pi e^2 \hbar \omega_s}{\epsilon_r S Q} \right)^{1/2},$$

$$\frac{1}{\epsilon_r} = \frac{\epsilon_s - 1}{\epsilon_s + 1} - \frac{\epsilon_s - 1}{\epsilon_s + 1},$$

$$\beta^2 = \frac{2eB}{c}$$

$$\alpha_s = \frac{me^2}{\epsilon_r \hbar^2} \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_s}}, \omega_s = \frac{eB}{mc}, \omega_c = \frac{eB}{m_e c},$$

其中电子自旋量子数 $m_s = \pm \frac{1}{2}$, m_e 是自由电子质量, 其余各量与有关文献^[7]相同.

对 H 作么正变换

$$U = \exp \left[\sum_{\vec{Q}} (b_{\vec{Q}} g_{\vec{Q}} - b_{\vec{Q}}^{\dagger} g_{\vec{Q}}^{\dagger}) \right].$$

对电子动量 \vec{P} 、位矢 $\vec{\rho}$ 引进线性组合算符

$$p_j = \left(\frac{m\hbar\lambda}{2} \right)^{1/2} (b_j + b_j^{\dagger}),$$

$$p_j = i \left(\frac{\hbar}{2m\lambda} \right)^{1/2} (b_j - b_j^{\dagger}),$$

($j = x, y$). (3)

式中 $g_{\vec{Q}}$ ($g_{\vec{Q}}^{\dagger}$) 和 λ 都为变分参量.

取基态波函数为 $|\psi\rangle = \varphi(\vec{\rho}) |0\rangle$, $|\varphi(\vec{\rho})\rangle$ 是描写表面磁极化子的波函数, $|0\rangle$ 是零声子态. 计算 $\langle \psi | U^{-1} H U | \psi \rangle = \langle \varphi(\vec{\rho}) | F(\lambda, g_{\vec{Q}}, g_{\vec{Q}}^{\dagger}) | \varphi(\vec{\rho}) \rangle$. 进一步可得

$$F(\lambda) = \frac{1}{2} \hbar \lambda + \frac{\hbar \omega_s^2}{8\lambda} - \frac{1}{2} \alpha_s \sqrt{\frac{\pi\lambda}{\omega_s}} \hbar \omega_s + m_s \hbar \omega_s.$$

对式(4)实施变分技术可给出磁极化子振动频率 λ_0 与磁场 B 之间的关系及磁极化子基态能量 E_0 分别为

$$4\lambda_0^3 - 2\alpha_s \sqrt{\pi\omega_s} \lambda_0^{3/2} - \omega_s^2 = 0,$$

$$E_0 = \frac{1}{2} \hbar \lambda_0 + \frac{\hbar \omega_s^2}{8\lambda_0} - \frac{1}{2} \alpha_s \sqrt{\frac{\pi\lambda_0}{\omega_s}} \hbar \omega_s + m_s \hbar \omega_s.$$

电子自旋能量与磁极化子总能之比的绝对值为

$$P_s = |m_s \hbar \omega_s / E_0|.$$

为更深入地作理论分析, 下面讨论两种极限情形.

1.1 对强磁场 ($\omega_s \gg \omega_c$), 有

$$\lambda_0 = \frac{1}{2} \omega_s,$$

$$E'_3 = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 - \frac{1}{2} \alpha_L \sqrt{\frac{\pi \omega_0}{2 \omega_L}} \hbar \omega_0 + m \hbar \omega_0 \quad (8b)$$

式(8b)右端第一项为 Landau 基态能,第二项是电子-声子-磁场之间的耦合能量,第三项是电子自旋能量.用 P'_1, P'_2 和 P'_3 分别表示电子自旋能量与磁极化子总能、Landau 基态能以及电子-声子-磁场之间的耦合能量之比的绝对值,则 P'_1, P'_2 和 P'_3 分别为

$$P'_1 = |m \omega_0 / (\frac{1}{2} \omega_0 - \frac{1}{2} \alpha_L \sqrt{\frac{\pi \omega_0}{2 \omega_L}} \omega_0 + m \omega_0)|, \quad (9a)$$

$$P'_2 = m/m_e, \quad (9b)$$

$$P'_3 = \frac{m}{m_e \alpha_L} \sqrt{\frac{2 \omega_0}{\pi \omega_L}}. \quad (9c)$$

1.2 对弱磁场 ($\omega_0 \ll \omega$), 有

$$\lambda''_0 = \frac{1}{4} \pi \alpha_L^2 \omega_0, \quad (10a)$$

$$E''_0 = -\frac{1}{8} \pi \alpha_L^2 \hbar \omega_0 + \frac{\omega_0}{2 \pi \alpha_L^2 \omega_L} \hbar \omega_0 + m \hbar \omega_0. \quad (10b)$$

式(10b)右端第一项是忽略电子自旋时磁场中极化子的自能,第二项是电子-声子-磁场之间的耦合能量,第三项是电子自旋能量,用 P''_1 表示电子自旋能量与磁极化子自能之比的绝对值,则 P''_1, P''_3 (P''_1 和 P''_3 的定义同 P'_1 和 P'_3) 和 P''_2 分别为

$$P''_1 = |m \omega_0 / (-\frac{1}{8} \pi \alpha_L^2 \omega_0 + \frac{\omega_0}{2 \pi \alpha_L^2 \omega_L} \omega_0 + m \omega_0)|, \quad (11a)$$

$$P''_2 = \frac{m}{m_e} \cdot \frac{\pi \alpha_L^2 \omega_0}{\omega_L}, \quad (11b)$$

$$P''_3 = \frac{4 \omega_0}{\pi \alpha_L^2 \omega_L}. \quad (11c)$$

2 结果和讨论

式(8a)和(10a)表明:强磁场时,强耦合磁极化子振动频率与外磁场 B 成正比,与晶体本身特性 (m/m_e) 也有关;弱磁场时,强耦合磁极化子振动频率只与晶体本身特性 (α_L, ω_L) 有关.

由于电子自旋量子数 m , 取 $\pm \frac{1}{2}$, 所以当考虑电子自旋时,会使原来的基态能级分裂为两条,其间距为 $\hbar \omega_0 = 0.1158B(\text{meV})$, 只线性地依赖于外磁场的强度.

为了更直观地显示电子自旋对磁极化子基态能量的影响,我们对 KI 晶体^[9] ($\omega_L = 2.68, \omega_0 = 4.68, m/m_e = 0.325, \alpha_L = 2.5, \omega_L = 2.726 \times 10^{13} \text{S}^{-1}, \omega_T = 2.063 \times 10^{13} \text{S}^{-1}, \omega_0 = 2.563 \times 10^{13} \text{S}^{-1}, \alpha_s = 3.094$) 作数值计算.

图 1 描绘了 KI 晶体的磁极化子基态能量 E_n 与磁场 B 之间的关系曲线. 其中 $E_n(\frac{1}{2})$, $E_0(-\frac{1}{2})$ 和 $E_0(0)$ 分别表示自旋量子数取 $\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$ 和不考虑电子自旋时,磁极化子的基态能

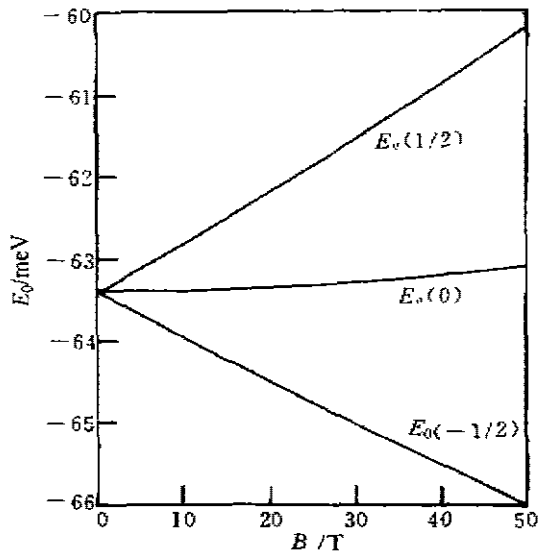


图 1 电子自旋量子数分别为 $1/2$ 、 $-1/2$ 和不考虑电子自旋时, KI 晶体表面磁极化子基态能量 E_0 与磁场 B 之间的关系曲线

Fig. 1 The relationships between the ground state energy E_0 of the surface magnetopolaron and magnetic field B in the KI crystal while the electron-spin quantum number is $1/2$, $-1/2$, and not to be considered, respectively

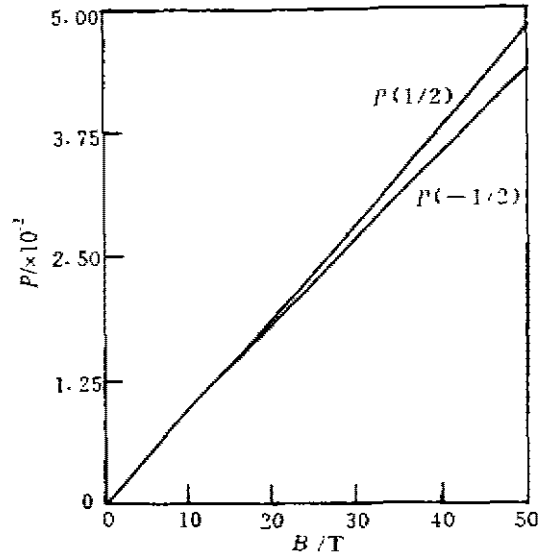


图 2 电子自旋量子数分别为 $1/2$ 、 $-1/2$ 时, 电子自旋能量与 KI 晶体磁极化子总能量之比的绝对值 P 与磁场 B 之间的关系曲线

Fig. 2 The relationship between the absolute value P of the ratio of electron-spin energy to the total energy of the magnetopolaron in the KI crystal and the magnetic field B while the electron-spin quantum number is $1/2$ and $-1/2$, respectively

量. 由图可见: 随着磁场的加强, 当自旋量子数取 $\frac{1}{2}$ 时, 磁极化子基态能量减少; 不考虑电子自旋时, 基态能量也减少, 但与前一情形相比减少缓慢; 当自旋量子数取 $-\frac{1}{2}$ 时, 其基态能量增加. 这一结果表明: 自旋量子数取值不同, 随着磁场的增强, 其基态能量表现为增加和减少两种截然相反的情形.

图 2 给出了对 KI 晶体, 电子自旋能量与磁极化子总能量之比的绝对值 P 随磁场 B 的变化关系. 这里 $P(\frac{1}{2})$ 和 $P(-\frac{1}{2})$ 分别表示电子自旋能量与自旋量子数取 $\frac{1}{2}$ 和 $-\frac{1}{2}$ 时磁极化子总能量之比的绝对值. 由图可以看出: 随着磁场的加强, $P(\frac{1}{2})$ 和 $P(-\frac{1}{2})$ 都增加, 其中前者比后者增加得更迅速些. 这一结果表明, 随着磁场的加强, 电子自旋能量在磁极化子总能量中的作用也在加强, 且自旋量子数取 $\frac{1}{2}$ 时, 其作用更强一些.

REFERENCES

- 1 Larsen D M. Perturbation theory for the two-dimensional polaron in a magnetic field, *Phys. Rev.*, 1986, **B33**:799
- 2 WU Xiao-Guang, Peeters F M, Devreese J T. Theory of the cyclotron resonance spectrum of a polaron in two dimensions, *Phys. Rev.*, 1986, **B34**:8390
- 3 Peeters F M, WU Xiao-Guang, Devreese J T. Landau levels above the optical-phonon continuum in two and three dimensions, *Phys. Rev.*, 1986, **B33**:4338
- 4 WEI Bao-Hua, Yu K W, Ou Fa. Properties of an interface polaron in a magnetic field of arbitrary strength, *J. Phys. Condens Matter*, 1994, **6**:1893
- 5 WEI Bao-Hua, Yu K W. Self-energy of a magnetopolaron at the interface of polar crystals, *J. Phys. Condens Matter*, 1995, **7**:1059
- 6 XIAO Jing-Lin, XIAO Wei. Influence of the interaction between phonons on the properties of the surface magnetopolaron in polar crystals, *Phys. Rev.*, 1998, **B58**:1678
- 7 ZHANG Peng, XIAO Wei, XIAO Jing-Lin. Ground state energy of the surface magnetopolaron in a polar crystal, *Physica*, 1988, **B245**:354
- 8 Callaway J. *Quantum Theory of the Solid State*. New York: Academic Press, 1976.
- 9 Kartheuser E. *Polarons in Ionic Crystals and Polar Semiconductors*. Amsterdam: North-Holland, 1972

INFLUENCE OF THE SPIN ON THE GROUND STATE ENERGY OF THE STRONG-COUPPLING 2-D MAGNETOPOLARON*

LI Zi-Jun¹⁾ ZHANG Peng¹⁾ XIAO Jing-Lin^{1,2)}

¹⁾Department of Physics, Nationality Teacher's College of Inner Mongolia, Tongliao, Inner Mongolia (028043, China)

²⁾Laboratory of Excited State Processes, Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130021, China)

Abstract The influence of the spin on the ground state energy of the strong-coupling 2-D magnetopolaron was studied by using the linear combination operator method. Numerical calculation, with KI crystal as an example, illustrates that the ground state energy of the strong-coupling 2-D magnetopolaron for the electron-spin of different direction increases or decreases with increasing magnetic field. The ratio of electron-spin energy to the ground state energy of the magnetopolaron increases with increasing magnetic field.

Key words strong coupling, surface magnetopolaron, spin, ground state energy.

* The project supported by the Laboratory of Excited State Processes, Chinese Academy of Sciences, and the Natural Science Foundation of Inner Mongolia, China
Received 1998-11-18, revised 1999-03-22