

量子阱吸收谱中的 Fano 效应

金奎娟 潘少华 杨国桢

(中国科学院物理研究所 100080)

(1994年7月13日收到)

提出在一定的量子阱结构及掺杂浓度下,由于 LO 声子激发态与电子准连续扩展态的相互耦合,可致量子带跃迁吸收谱的不对称性(亦即 Fano 线形)。推导出此 Fano 线形的不对称参量的解析表达式,并以 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 为例,给出几种掺杂浓度和阱结构下的 Fano 线形。

PACC: 7830

1 引 言

自从 Fano 提出在原子吸收谱中,由于离散的自电离态与连续态的量子干涉效应,可导致谱形的不对称性以来^[1],有关 Fano 现象的研究已推广至分子物理、固体物理等各个领域^[2]。随着近年来无反转激光的研究,吸收谱的不对称线形引起了人们的广泛兴趣和强烈关注。有关 II 型半导体量子阱中^[3],一维波导中^[4],以及耦合量子阱中^[5]有关电子态间耦合所造成的吸收谱的 Fano 现象的研究工作相继开展,并已取得一些理论结果。

由于 Fano 线形中,从基态到离散态及连续态的双通道跃迁过程对任何物理机制都具有普适性^[1],从 70 年代开始, Fano 线形被应用到由于电子-LO 声子耦合造成的 n 型(p 型) Si 中 Raman 谱不对称性的理论和实验研究中^[6]。最近 Fano 干涉效应又被我们推广到量子阱中共振 Raman 谱的理论研究中^[7]。本文考虑到吸收谱的不对称性在无反转激光中的重要意义,进一步研究了吸收谱中由于电子-LO 声子耦合引起的 Fano 效应,推导出产生 Fano 线形的阱结构及掺杂条件,给出不对称参量 q 的解析表达式,并以 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 为例计算了几组优化阱结构及掺杂参数下的不对称参量,给出其相应的 Fano 线形。

2 理 论

考虑图 1 所示的系统能级结构,设其基态 $|g\rangle$ 的能量为 $E_g = 0$, 一未耦合单声子激发态 $|p\rangle$ 的能量 $E_p = \hbar\omega_p$ 及一未耦合电子激发态 $|e\rangle$ 的能量为 E_e 。

令

$$V = \langle e | H_{ep} | p \rangle \quad (1)$$

为电声子相互作用矩阵元,在考虑耦合后,原来的能级 E_g 和 E_p 被排斥为 E_+ 和 E_- 。

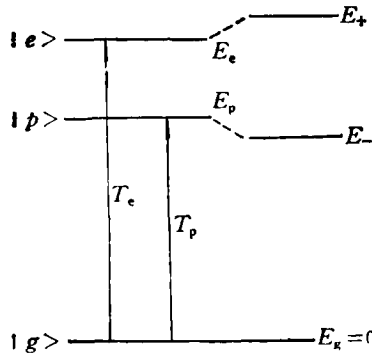


图 1 由电声子相互作用产生 Fano 效应的二能级系统

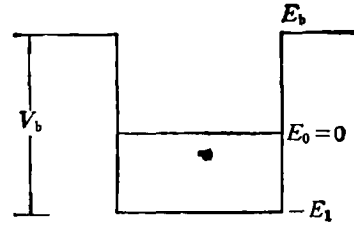


图 2 量子阱系统能级结构

当一束光入射到系统时,系统吸收谱强度应正比于

$$I(E) = \pi \sum_{\alpha=\pm} |\langle g|T|\alpha\rangle|^2 \delta(E_\alpha - E). \quad (2)$$

考虑 $|e\rangle$ 为电子连续态情况,则与 Raman 谱 Fano 线形的推导相类似^[8],可得

$$I(E) = \pi \mathcal{D}(E) T_e^2 (q + \epsilon)^2 / (1 + \epsilon^2), \quad (3a)$$

$$I(E) = |q + \epsilon|^2 / (1 + \epsilon^2), \quad (3b)$$

式中 $I(E)$ 为 Fano 线形表示,

$$\epsilon = [E - E_p - V^2 R(E)] / [\pi V^2 \mathcal{D}(E)], \quad (4)$$

$$q = [VT_p/T_e + V^2 R(E)] / [\pi V^2 \mathcal{D}(E)], \quad (5)$$

q 为 Fano 线形的不对称参量, $\mathcal{D}(E)$ 为连续态电子的态密度,

$$\mathcal{D}(E) = \sum_c \delta(E_c - E), \quad (6)$$

而 $R(E)$ 为其 Hilbert 转换

$$R(E) = P \int \mathcal{D}(E') (E - E')^{-1} dE', \quad (7)$$

式中 P 表示取主值. 在所讨论的问题中,与文献[8]不同的是: T_e 和 T_p 不是电子和声子的 Raman 散射矩阵元,而分别是电子直接跃迁矩阵元和声子共振吸收跃迁矩阵元. 这是基于 Fano 理论与双通道任何跃迁机制无关的普适性^[9].

我们所研究的系统是一个阱内只有一个束缚态的单量子阱结构. 设势垒高度为 V_b , 令束缚态能级 E_0 为能量零点 ($E_0 = 0$), 阱底处能量为 $-E_1$ ($E_1 > 0$), 则势垒处能量值为 $E_b = V_b - E_1$, 如图 2 所示.

当光子能量为 E_1 的一束光入射到量子阱材料上时,且满足

$$E_1 - \hbar\omega_1 > E_b, \quad (8)$$

则基态由 Si 的 n 型掺杂注入的电子将吸收光子,发生从基态 φ_0 到阱上连续扩展态 φ_c 的跃迁,其跃迁矩阵元为

$$T_e = \langle \varphi_c | H_{e1}(\hbar\omega_1) | \varphi_0 \rangle. \quad (9)$$

若声子能量为 $\hbar\omega_p > E_b$, 则当入射光子频率等于光学声子频率,即 $\omega_1 = \omega_p$ 时,发生

声子共振吸收现象, 电子吸收一个光子后随即发射一个相同频率的光学声子而返回到初态^[9]. 由光吸收二阶过程的一般理论^[10], 可得其跃迁矩阵元为

$$T_p = \sum_i \frac{\langle N+1, \varphi_0 | H_{ep} | \varphi_i, N \rangle \langle N, \varphi_i | H_{ei}(\hbar\omega_1) | \varphi_0, N \rangle}{\hbar\omega_1 - E_i} = \sum_i \frac{V_i T_i}{E_p - E_i}, \quad (10)$$

式中 $N, N+1$ 分别为跃迁发生前后量子阱中的声子数. 这样, 阱上单声子的离散激发态与电子的准连续扩展态间由于电声子耦合作用, 发生干涉, 于是便会在光吸收谱中出现 Fano 不对称线形.

在文献[8]的公式(3)–(5)中已经假设电子到连续态中各能级的跃迁矩阵元 T_i 及连续态中各能级电子与声子相互作用矩阵元 V_i 皆为常量, 本文也作同样的近似, 于是 $V_i = V$, 为计算方便, 作如下代换:

$$E_p - E_i \rightarrow E_p - i0^+ - E_i = z_p - E_i, \quad (11)$$

(10) 式可写成

$$T_p = VT_0 \sum_i \frac{1}{z_p - E_i} = VT_0 \sum_i \left[P \frac{1}{E_p - E_i} + i\pi \delta(E_i - E_p) \right]. \quad (12)$$

再考虑到 E_p 处的电子能态密度 $\mathcal{D}(E_p)$ 与其 Hilbert 转换 $R(E_p)$ 对不对称参量 q 的贡献最大, 于是可将(5)式写成

$$q = \frac{V^2 \left[P \int \mathcal{D}(E')(E_p - E')^{-1} dE' + i\pi \sum_i \delta(E_i - E_p) \right] + V^2 R(E_p)}{\pi V^2 \mathcal{D}(E_p)} \\ = \frac{2}{\pi} \frac{R(E_p)}{\mathcal{D}(E_p)} + i. \quad (13)$$

对于我们所研究的量子阱结构, 电子能量与垂直于生长方向 z 的波矢 k_z 的色散关系如图 3 所示, 即

$$E = E_s + \frac{\hbar^2}{2m^*} k_z^2. \quad (14)$$

阱中费密能级 E_F 由 Si 掺杂的浓度 n , 温度 T 及阱宽 $2L$ 确定^[11],

$$n = \frac{m^* k_B T}{2L\pi\hbar^2} \ln [1 + \exp(E_F/k_B T)]. \quad (15)$$

对于阱上扩展态, 计算(6)式得其能态密度^[7]

$$\mathcal{D} = \frac{2L}{2\pi} \frac{\sqrt{2m^*}}{2\hbar\sqrt{E_p}}, \quad (16)$$

式中 $2L$ 为量子阱阱宽, m^* 为阱中电子有效质量.

考虑到电子直接跃迁过程中的波矢守恒, 并利用(16)式, 可将(7)式化为

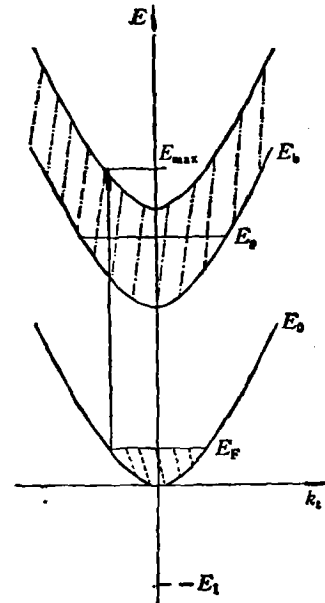


图3 量子阱的一个束缚态及阱上扩展态的能量与垂直于生长方向的波矢的色散关系示意图 图中还标示了跃迁范围

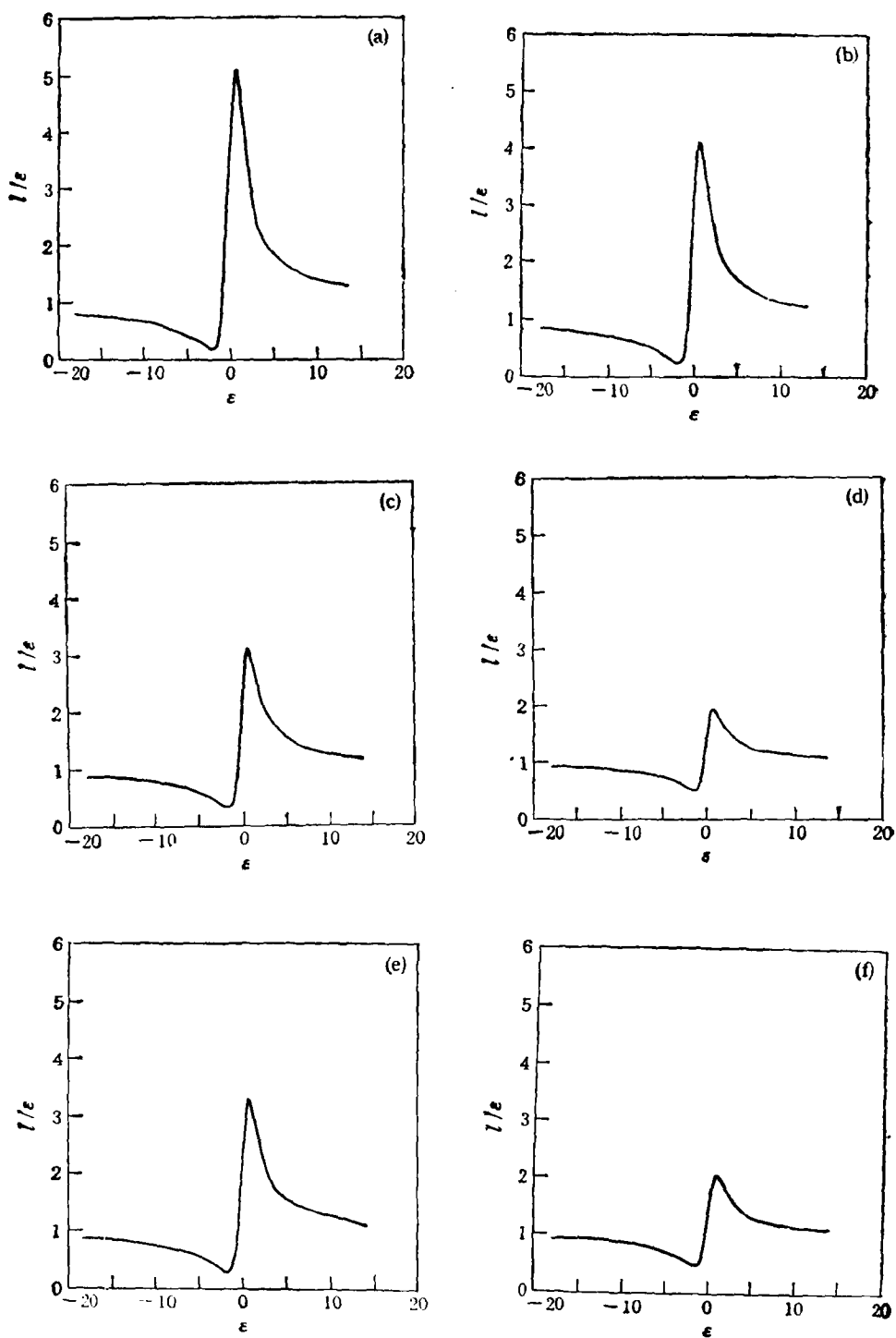


图 4(a)–4(f) 对应表 1 的 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱吸收谱的 Fano 线形 ϵ 为约化能量, 见(4)式; $I(E)$ 为约化谱强度, 见(3)式

$$R(E_p) = \frac{2L}{2\pi} \frac{\sqrt{2m^*}}{2\hbar} \int_{E_1}^{E_{\max}} \frac{dE'}{\sqrt{E'}(E_p - E')} \\ = \frac{2L}{2\pi} \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar\sqrt{E_p}} \ln \left| \frac{\sqrt{E_{\max} - E_b} + \sqrt{E_p - E_b}}{\sqrt{E_{\max} - E_b} - \sqrt{E_p - E_b}} \right|, \quad (17)$$

式中 E_{\max} 由电子光跃迁的波矢守恒条件确定,

$$E_{\max} \approx E_1 + E_p + E_b, \quad (18)$$

将(18)式代入(17)式,并利用(16),(13)式,得到 Fano 线形中对不对称性有贡献的 q 值的实部

$$q_r = \frac{4}{\pi} \ln \left| \frac{\sqrt{E_1 + E_p} + \sqrt{E_p - E_b}}{\sqrt{E_1 + E_p} - \sqrt{E_p - E_b}} \right|. \quad (19)$$

由此可见,只要对量子阱结构进行合理设计,在适当的掺杂浓度下,对入射的特定波段,将会在其吸收谱中出现 Fano 不对称线形。

以 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱材料为例,选择适当的 Al 组份 x 后,可计算出垒高度 $V_b^{[12]}$,

$$V_b = Q(1266x + 260x^2), \quad (20)$$

式中 Q 为能带偏置参量,其值为 0.55。给定合适的掺杂浓度,可得到费密能级;再通过解有限深势阱薛定谔方程,可计算出 E_1 ,再利用(19)式及 $E_b = V_b - E_1$ 可获得 q_r 值。表 1 给出几组数值结果。计算过程中取 $E_p = \hbar\omega_p = 36.7\text{meV}$, $m^* = 0.067m_e$ 。这样,得到几组相应的 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱在特定波段的吸收谱的 Fano 线形,如图 4 所示。

表 1 产生 Fano 线形的几组量子阱结构参数和室温下掺杂浓度参数及其数值结果

x	0.10				0.15	
	70.06				107.66	
V_b/meV						
$2L/\text{nm}$	3	4	5	6	2	3
n/cm^{-3}	1.71×10^{18}	1.29×10^{18}	1.03×10^{18}	8.6×10^{17}	2.57×10^{18}	1.71×10^{18}
E_1/meV	62.8	46.8	42.4	36.0	90.4	77.0
q_r	1.82	1.54	1.18	0.67	1.27	0.74
对应 Fano 图标码	4(a)	4(b)	4(c)	4(d)	4(e)	4(f)

3 讨 论

综上所述,对量子阱的结构进行设计,使得阱中光学声子激发能态位于电子准连续激发态中,便可以在量子阱吸收谱中出现 Fano 效应。亦即在相应于声子频率附近的某一入射光频率,出现吸收最小。这样,对由于电子-声子相互作用引起的 Fano 线形的研究不仅与文献[3—5]中所研究的由于电子-电子相互作用导致 Fano 效应一样,对无反转激光

的研究具有重要意义,同时还对量子阱中有关电子能态、声子模、电声子相互作用以及载流子弛豫机制的研究也具有重要意义。

- [1] U. Fano, *Phys. Rev.*, **124**(1961), 1866.
- [2] R. Haensel, G. Keitel, C. Kunz and P. Schreiber, *Phys. Rev. Lett.*, **25**(1970), 208.
- [3] K. Maschke, P. Thomas and E. O. Gobell, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 2646.
- [4] E. Tckman and P. F. Bagwell, *Phys. Rev.*, **B48**(1993), 2553.
- [5] J. Faist, F. Capasso, A. L. Hutchinson, L. Pfeiffer and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 3573.
- [6] K. Chandrasekhar, J. B. Renucci and M. Cardona, *Phys. Rev.*, **B17**(1978), 1623; F. Cerdeira, T. A. Fjeldy and M. Cardona, *Phys. Rev.*, **B13**(1973), 4734.
- [7] K. J. Jin, S. H. Pan and G. Z. Yang, *Phys. Rev.*, **B50**(1994), 8584.
- [8] M. V. Klein, in "Light Scattering in solids", 2nd, Topics Appl. Phys., ed by M. Cardona (Springer, Berlin, New York, 1975), Vol. 8, p. 169.
- [9] 沈学础, 半导体光学性质(北京: 科学出版社, 1992), 第 8 章。
- [10] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light* (Clarendon, Oxford, 1978), p. 267.
- [11] S. H. Pan and S. M. Feng, *Phys. Rev.*, **B44**. (1991), 8165.
- [12] M. A. Afromowitz, *Solid State Commun.*, **15**(1974), 59.

FANO EFFECT OF ABSORPTION SPECTRA IN A SEMICONDUCTOR QUANTUM WELL

JIN KUI-JUAN PAN SHAO-HUA YANG GUO-ZHEN

(Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing 100080)

(Received 13 July 1994)

ABSTRACT

We show that in the intersubband transition absorption spectra, an asymmetric Fano effect will arise in appropriate quantum well structure and doping density. It is caused by the coupling of the longitudinal-optical phonons with the quasicontinuum electrons in the extended state. We calculate the asymmetry parameters q for some GaAs/AlGaAs quantum well structures and some doping densities of Si. We illustrate the corresponding Fano shapes.

PACC: 7830