

非对称耦合量子阱中亚毫米波辐射及其带间激子 复合发光特性的理论研究*

胡振华^{1,2)} 黄德修¹⁾

¹⁾ 华中科技大学光电子工程系, 武汉 430074)

²⁾ 武汉理工大学物理学系, 武汉 430063)

(2002 年 7 月 10 日收到, 2002 年 9 月 28 日收到修改稿)

基于 V 形三能级模型运用密度矩阵方程研究了非对称耦合量子阱退局域化现象, 并具体分析了导带中电子作阱间振荡所产生的亚毫米辐射和激子复合所产生的近红外发射物理过程. 理论结果表明, 阱间电子波包振荡等效为一经典阻尼振子, 其寿命由载流子与纵向光学声子散射时间和电子穿过势垒的渡越时间决定, 所产生的亚毫米波辐射强度衰减仅与阱间阻尼系数有关, 其线性服从洛仑兹分布. 由带间激子复合所产生的近红外辐射频率随电子阱间振荡频率增加而减小, 表现为量子限域斯塔克红移, 即非对称量子阱在近红外发光区特性随反向偏压而变. 这一结果预示着耦合量子阱作为高速调制器和可调谐光源在光通信中具有广阔的应用前景.

关键词: 非对称耦合量子阱, 电子波包振荡, 亚毫米波辐射, 近红外发射

PACC: 7320, 7340G, 7210, 7865

1. 引言

单量子阱(SQW)中带内跃迁产生近红外辐射(NIR)和中红外辐射(MIR)^[1-3]及耦合量子阱结构(DQWS)阱间波包振荡产生亚毫米波发射^[4-11]是近年人们关注的课题. 对于单量子阱, 由于量子尺寸效应, 导带被分裂成一系列子能带, 在一定的条件下, 可在这些子带间实现粒子数反转^[2,3]产生增益, 从而获得中近红外和中红外光输出. 而在异质结非对称耦合双量子阱(一般为 GaAs/AlGaAs 结构, 势阱是 GaAs, 而势垒薄层和包层为 AlGaAs)中, 通常用超短脉冲共振激发宽阱中的电子制备一局部电子波包, 并在生长方向加一反向偏压使其穿过两阱势垒薄层与另一窄阱发生耦合. 由于电子隧道效应^[12,13], 导致电子波包在两阱之间以一定的频率作往复振荡产生相干亚毫米波发射^[5,6]. 这一过程通常是退局域的.

就耦合双量子阱而言, 至少存在两种辐射过程: 其一, 是上文提到的阱间电子波包振荡辐射, 对应于亚毫米波段; 其次是由带间电子-空穴对复合(激子复合)所产生的自发发射, 对应于近红外辐射. 耦合量子阱的这种奇异发光特性光通信领域中具有广阔

应用前景, 例如, 用于高速电光(EO)调制器^[14-18]、快速光开关^[19]以及可调谐光源等. 因而, 耦合量子阱作为未来的新一代光电器件, 研究其光学特性相当必要. 本文基于 V 形三能级模型运用密度矩阵方程研究了非对称耦合量子阱(ACQW)阱间电荷振荡所产生的相干亚毫米波辐射及由带间激子复合所产生的近红外辐射时域和频域的光谱特性.

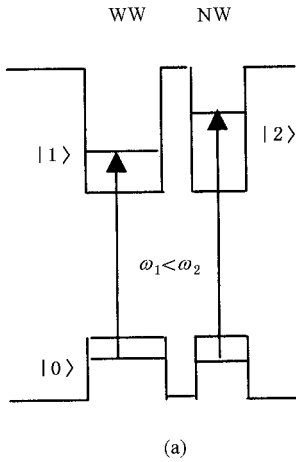
2. 模型与运动方程

ACQW 由图 1(a)所示, 它由一宽阱(WW)和一窄阱(NW)构成, 其间势垒薄至两单阱波函数发生交叠. 在无反向直流电场偏置时, 两单阱导带中基态 $|1\rangle$ (左阱), $|2\rangle$ (右阱) 是非简并的(由于较小的电子有效质量和势阱宽度), 而价带中基态为近简并(由于较大的电子有效质量和势阱宽度), 并记在基态为 $|0\rangle$. 两阱共振跃迁圆频率分别为 ω_1, ω_2 . 当沿生长方向加一反向直流电场时, 由于阱间耦合, $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 将线性组合成新的定态, 而在价带中阱间波函数交叠较小耦合较弱, 能量分裂可忽略不计, 如图 1(b)所示. 这一新的退局域定态可近似用成键态 $|+\rangle$ 和反键态 $|-\rangle$ 表示^[5,6]

* 国家“973”计划(批准号: G200036605)资助的课题.

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle \pm |2\rangle), \quad \hbar\omega_{\pm} = \hbar\omega_0 \mp \frac{\hbar\omega_c}{2} \quad (1)$$

式中 $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$ 为两阱最低激子态的中心跃迁圆频率, ω_c 是反键态与成键态间的裂距圆频率, 依赖于阱间的耦合强度. 当光激发使跃迁 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$



发生共振时, 其电子波包振荡圆频率可写成^[20]

$$\omega_c = (\hbar k/mL)e^{-kL}, \quad (2)$$

其中 m, L 分别为导带中电子的有效质量和量子阱的势垒宽度; 而 $k = \sqrt{2m(E-V)}/\hbar$, 其中 E, V 分别为电子的能量和势垒高度. 由 $|+\rangle, |-\rangle$ 和 $|0\rangle$ 所

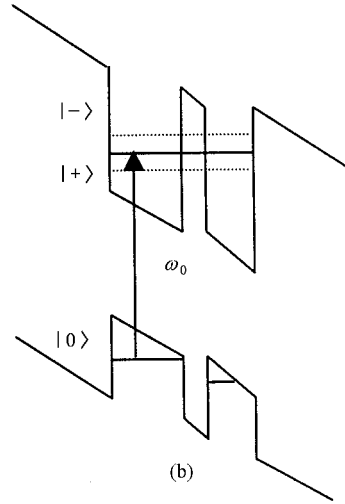


图1 非对称量子阱能级图 (a) 未耦合时能级图 (b) 耦合后能级图

组成的三能级系统中, 其哈密顿量可写成

$$H = \hbar\omega_+ |+\rangle\langle +| + \hbar\omega_- |-\rangle\langle -| + \hbar\omega_0 |0\rangle\langle 0|, \quad (3)$$

式中 $\hbar\omega_0$ 为态 $|0\rangle$ 的能量. 系统的密度矩阵方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] + R_{\text{coll}}, \quad (4)$$

其弛豫项可表示成^[16]

$$R_{\text{coll}} = \begin{pmatrix} \gamma_1(\rho_{++} - f_{++}) & \gamma_d \rho_{+-} & \frac{\gamma_2}{\sqrt{2}} \rho_{+-} \\ \gamma_d \rho_{-+} & \gamma_1(\rho_{--} - f_{--}) & \frac{\gamma_2}{\sqrt{2}} \rho_{+0} \\ \frac{\gamma_2}{\sqrt{2}} \rho_{0-} & \frac{\gamma_2}{\sqrt{2}} \rho_{0+} & \gamma_1(\rho_{00} - f_{00}) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

式中 γ_d 为导带中电子作隧道贯穿的衰减速率, γ_1 为电在能级 $| \pm \rangle$ 分布趋向相应的准费米能级分布的弛豫速率, γ_2 为两阱中激子复合速率, 通常仅与热库的扰动有关^[5]. 为了分析阱间载流子振荡规律性, 将(4)式进一步写成 $\{|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle$ 表象中的密度矩阵元矢量方程

$$\dot{U} = -L_1 U + \gamma_2 F, \quad (6a)$$

$$\dot{V} = -L_2 V, \quad (6b)$$

$$\dot{W} = -L_3 W. \quad (6c)$$

式中

$$U = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix}, \quad V = \begin{pmatrix} \rho_3 \\ \rho_4 \end{pmatrix}, \quad W = \begin{pmatrix} \rho_5 \\ \rho_6 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$F = \begin{pmatrix} f_{++} + f_{--} \\ f_{++} - f_{--} \end{pmatrix}.$$

其中 f_{++} 和 f_{--} 分别为态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 的准费米分布, 通常与时间变量无关, 而变量

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \rho_{11} + \rho_{22}, \quad \rho_2 = \rho_{21} + \rho_{12}, \\ \rho_3 &= \rho_{21} - \rho_{12}, \quad \rho_4 = \rho_{11} - \rho_{22}, \\ \rho_5 &= \rho_{20} + \rho_{10}, \quad \rho_6 = \rho_{20} - \rho_{10}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 ρ_{11}, ρ_{22} 分别为能态 $|1\rangle$ 和能态 $|2\rangle$ 的粒子数布居矩阵元, ρ_{20}, ρ_{10} 和 ρ_{21} 分别是 $|2\rangle \rightarrow |0\rangle, |1\rangle \rightarrow |0\rangle$ 以及 $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ 跃迁的偶极密度矩阵元. 显然(6)式的解为

$$U(t) = e^{-L_1 t} U(0) + \gamma_2 \int_0^t e^{-L_1(t-t')} F dt', \quad (9a)$$

$$V(t) = e^{-L_2 t} V(0) \quad (9b)$$

$$W(t) = e^{-L_3 t} W(0) \quad (9c)$$

利用逆拉普拉斯变换式^[21, 22]容易求出上式中的时间平移矩阵

$$e^{-L_1 t} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} e^{-\gamma_1 t}, \quad (10a)$$

$$e^{-L_2 t} = \begin{pmatrix} \cos \omega_c t & -i \sin \omega_c t \\ -i \sin \omega_c t & \cos \omega_c t \end{pmatrix} e^{-\gamma_d t}, \quad (10b)$$

$$e^{-L_2 t} = \begin{pmatrix} \cos(\Omega t/2) - (\gamma_2/\Omega) \sin(\Omega t/2) & - (i\omega_c/\Omega) \sin(\Omega t/2) \\ - (i\omega_c/\Omega) \sin(\Omega t/2) & \cos(\Omega t/2) + (\gamma_2/\Omega) \sin(\Omega t/2) \end{pmatrix} e^{-(i\omega_0 + \gamma_2)t}, \quad (10c)$$

式中 $\Omega = \sqrt{\omega_c^2 - \gamma_2^2}$. 由(7)和(8)式,并注意到(6)式,容易得到在 $\{|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle$ 表象中密度矩阵元随时间的演化规律

$$\begin{aligned} \rho_{22}(t) = & \frac{1}{2} \{ \rho_{11}(0) + \rho_{22}(0) \} e^{-\gamma_1 t} \\ & - (f_{++} + f_{--}) (1 - e^{-\gamma_1 t}) \\ & + \frac{1}{2} \{ \rho_{21}(0) - \rho_{12}(0) \} \cos \omega_c t \\ & - \{ \rho_{22}(0) - \rho_{11}(0) \} \sin \omega_c t e^{-\gamma_d t}, \quad (11a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_{11}(t) = & \frac{1}{2} \{ \rho_{11}(0) + \rho_{22}(0) \} e^{-\gamma_1 t} \\ & - (f_{++} + f_{--}) (1 - e^{-\gamma_1 t}) \\ & - \frac{1}{2} \{ \rho_{21}(0) - \rho_{12}(0) \} \cos \omega_c t \\ & - \{ \rho_{22}(0) - \rho_{11}(0) \} \sin \omega_c t e^{-\gamma_d t}, \quad (11b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_{12}(t) = & \frac{1}{2} \{ \rho_{21}(0) + \rho_{12}(0) \} e^{-\gamma_1 t} \\ & - (f_{++} - f_{--}) (1 - e^{-\gamma_1 t}) \\ & - \frac{1}{2} \{ \rho_{21}(0) - \rho_{12}(0) \} \cos \omega_c t \\ & - \{ \rho_{22}(0) - \rho_{11}(0) \} \sin \omega_c t e^{-\gamma_d t}, \quad (11c) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_{10}(t) = & \frac{1}{2} \{ \rho_{10}(0) + \rho_{20}(0) \} \cos(\Omega t/2) \\ & - (\gamma_2/\Omega) \sin(\Omega t/2) + (i\omega_c/\Omega) \sin(\Omega t/2) \\ & + \{ \rho_{20}(0) - \rho_{10}(0) \} \cos(\Omega t/2) \\ & + (\gamma_2/\Omega) \sin(\Omega t/2) \\ & + (i\omega_c/\Omega) \sin(\Omega t/2) e^{-(i\omega_0 + \gamma_2)t}, \quad (11d) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_{20}(t) = & \frac{1}{2} \{ \rho_{10}(0) + \rho_{20}(0) \} \cos(\Omega t/2) \\ & - (\gamma_2/\Omega) \sin(\Omega t/2) - (i\omega_c/\Omega) \sin(\Omega t/2) \\ & + \{ \rho_{20}(0) - \rho_{10}(0) \} \cos(\Omega t/2) \\ & + (\gamma_2/\Omega) \sin(\Omega t/2) \\ & - (i\omega_c/\Omega) \sin(\Omega t/2) e^{-(i\omega_0 + \gamma_2)t}, \quad (11e) \end{aligned}$$

式中 $\rho_{11}(0)$, $\rho_{22}(0)$, $\rho_{12}(0)$ 以及 $\rho_{10}(0)$, $\rho_{20}(0)$ 分别是 $t=0$ 时刻的粒子数布居和偶极跃迁概率密度矩阵元.

3. 两种发射

本节依据上述结果分别讨论在沿晶体生长方向加反向直流电场条件下导带中基态电子作周期振荡所产生的亚毫米波辐射以及由带间激子复合所产生的近红外自发射.

3.1. 阱间振荡相干发射

从(11c)式不难看出,当在 $t=0$ 时刻用一宽带超短脉冲同时共振激发两阱最低激子态使得态 $|1\rangle$ 和态 $|2\rangle$ 具有相同粒子数布居,并假设 $|+\rangle$ 态与 $|-\rangle$ 态的准费米分布及 $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ 与 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 相等,则在任意时刻态 $|1\rangle$ 和态 $|2\rangle$ 偶极跃迁密度矩阵仅按指数规律衰减,即 $\rho_{12}(t) = \rho_{12}(0) e^{-\gamma_1 t}$. 这一结果说明两阱中电子振动相位恰好相反,表现为退相干特性.若在 $t=0$ 时刻一超短脉冲(通常是飞秒脉冲)仅激发左阱使 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 发生共振吸收,而对右阱不产生任何影响.或者说,用线宽 $\Delta\omega$ 满足 $\omega_2 - \omega_1 > \Delta\omega > \omega_c$ 的飞秒脉冲在宽阱中制备一电子波包,而使能态 $|2\rangle$ 不受到影响^[2]. 显然,在这种条件下, $\rho_{11}(0) \neq 0$ (态 $|1\rangle$ 有一定粒子数布居), $\rho_{12}(0) \neq 0$ ($|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 有一定的跃迁概率),而 $\rho_{22}(0) = 0$ (态 $|2\rangle$ 无粒子数布居), $\rho_{21}(0) = 0$ ($|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ 跃迁概率为零),则任意时刻 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 态间电子跃迁所产生的宏观电极化强度容易用公式

$$P(t) = N \mu(t) \quad (12)$$

求出. 式中 N 是光脉冲从价带激发至左阱导带中的电子浓度, μ 为偶极矩算符,利用(11c)和(12)式,并注意到上述初始条件,由于电子波包作阱间振荡所产生的宏观电极化强度写成

$$P_{12}(t) = \mu_{12} N \rho_{12}(0) (e^{-\gamma_1 t} - e^{-\gamma_d t} \cos \omega_c t) \quad (13)$$

式中 μ_{12} 为 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 态间的偶极矩阵元. 利用经典电动力学公式

$$I_c(t) = \frac{n^3 |\dot{P}_{12}|^2}{12\pi\epsilon_0 c^3 S}, \quad (14)$$

式中 ϵ_0 , c 分别为真空中介电常数和光速, n 为介质

折射率 S 有源层端面的发光面积, 考虑到在低温条件下, $\gamma_1 \ll \gamma_d$, 忽略(13)式中右边第一项, 并注意到(15)和(16)式容易得到 ACQW 中电子波包振荡所产生的相亚毫米波发射强度

$$I_c(t) = I_{c0} \cos^2(\omega_c t + \varphi) e^{-2\gamma_d t}. \quad (15)$$

式中

$$\varphi = \tan^{-1}[2\gamma_d \omega_c (\omega_c^2 - \gamma_d^2)],$$

$$I_{c0} = \mu_{12}^2 N^2 n^3 |\rho_{12}(0)|^2 [(\omega_c^2 - \gamma_d^2)^2 + 4\gamma_d^2 \omega_d^2] 12\pi \epsilon_0 c^3 S.$$

从上式不难看出, 阱间波包振荡所产生的辐射强度完全类似于经典的电偶极子作阻尼振动所产生的辐射. 在这种情形中, 阻尼振子的寿命为 $T_d = 1/\gamma_d$ (下文作进一步讨论). 注意到电场强度 $E(t) \propto \dot{P}(t)$, 并对 $E(t)$ 作傅里叶变换, 由关系式 $I(\omega) \propto |E(\omega)|^2$ 可得到(13)式所对应的频域光强分布

$$I_c(\omega) = \frac{n^3 \mu_{12}^2 N^2 |\rho_{12}(0)|^2}{12\pi \epsilon_0 c^3} \times \frac{\omega_c^4 \gamma_d^2 + \gamma_d^4 \omega^2}{(\omega_c^2 + \gamma_d^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma_d^2 \omega^2}. \quad (16)$$

为了分析由电子波包振荡波包所产生的亚毫米波辐射特性, 首先考察阱间振荡频率 $\nu_c = \omega_c/2\pi$ 与外加反向偏压之间的关系相当重要, 图2是依据(2)式阱间振荡频率与反向电压之间的变化曲线, 其中图2(a)是对不同的有效质量变化曲线, 而图2(b)是对不同阱宽变化曲线. 从图中容易看出: 当反向偏压较小时, 阱间振荡频率随反向偏压增加而迅速增大; 当反向偏压增加到某一数值时, 阱间振荡频率达最大值, 继续增加反向电压阱间振荡频率才开始缓慢下降. 图2(b)与图2(a)相比较, 在相同反向电压偏置时势垒宽度对阱间振荡频率影响要比电子的有效质量大得多.

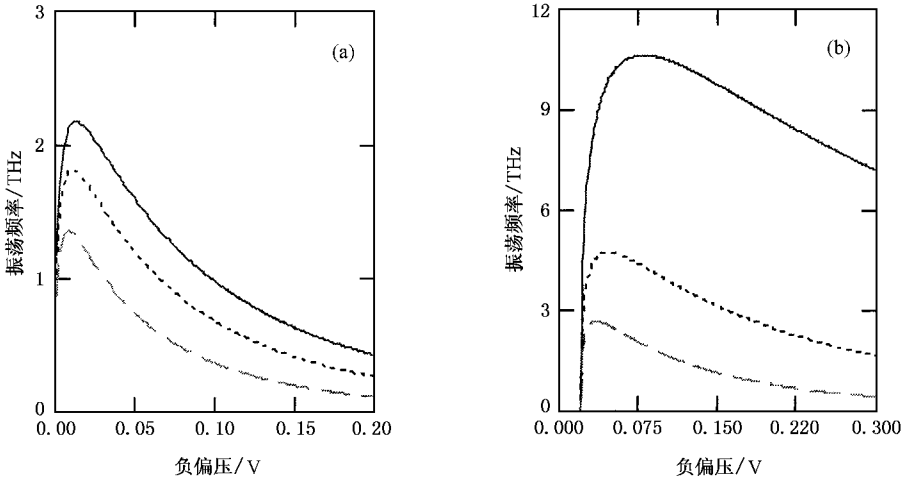


图2 阱间振荡频率随反偏压变化曲线 (a) 对不同有效质量变化曲线 (实线、点虚线和虚线分别对应于 $m = 0.5m_e$, $0.6m_e$, $0.8m_e$, m_e 为自由电子质量) (b) 对不同阱宽变化曲线 (实线、点虚线和虚线分别对应于 $L = 4\text{nm}$, 6nm , 8nm), 参量 $V = 2\text{meV}$

针对上文所讨论的阱间振荡频率随负偏压关系, 并根据(15)和(16)式画出了由阱间振荡所产生的亚毫米辐射强度曲线. 其中, 曲线1—3为阱间振荡频率随负偏压加大而增加曲线, 而曲线4是阱间振荡频率随负偏压的增加曲线达到最大值后阱间振荡频率变小的理论曲线. 从图2(a)清晰看出: 曲线3对应于振荡频率峰值, 其振荡峰最大, 与之相应的频域也是最大的, 如图3(b)所示. 这一结果与已有的实验^[4]相符.

3.2. 带间自发发射

由于 $t = 0$ 时刻仅预置左阱中的电子, 显然,

$\rho_{10}(0) \neq 0$, 而 $\rho_{20}(0) = 0$, 即电子处于左阱向价带有一定的跃迁概率, 而右阱无电子, 因此在初始时刻该阱对价带不产生跃迁. 并考虑到由热库扰动引起的激子复合速率 γ_2 远小于电子阱间振荡圆频率 ω_c , 忽略(11d)和(11e)式中 γ_2/ω_c 项. 根据(11d)(11e)和(12)式容易得到左阱、右阱以及带间总跃迁所产生的宏观电极化强度

$$P_{10}(t) = 2\mu_{10} N \rho_{10}(0) \cos[(\omega_0 - \omega_c/2)t] e^{-\gamma_2 t}, \quad (17a)$$

$$P_{20}(t) = 0. \quad (17b)$$

与之对应的时域和频域自发发射强度分别为

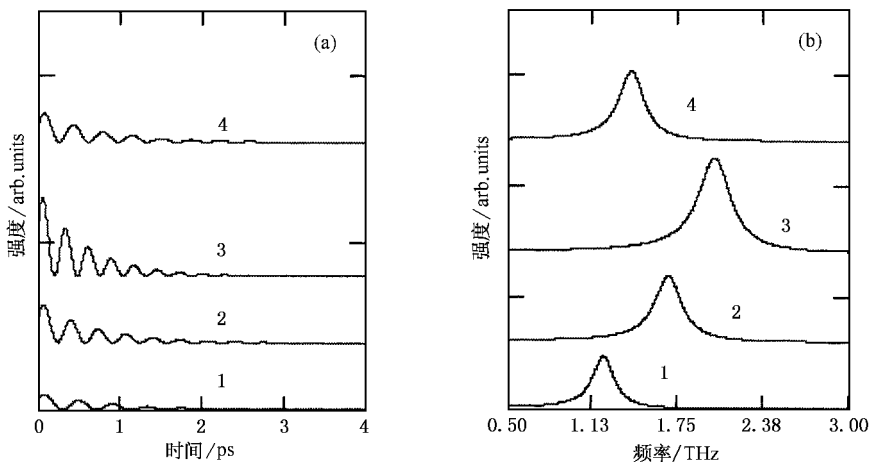


图3 电子波包作阱间振荡所产生的亚毫米波辐射曲线 (a) 时域振荡曲线 (b) 频域曲线; 曲线 1 2 3 和 4 分别对应于参数 $\nu_c = 1.2\text{THz}$, $\gamma_d = 0.6\text{ps}^{-1}$, $\nu_c = 1.5\text{THz}$, $\gamma_d = 0.75\text{ps}^{-1}$, $\nu_c = 1.8\text{THz}$, $\gamma_d = 0.9\text{ps}^{-1}$, $\nu_c = 1.4\text{THz}$, $\gamma_d = 0.7\text{ps}^{-1}$

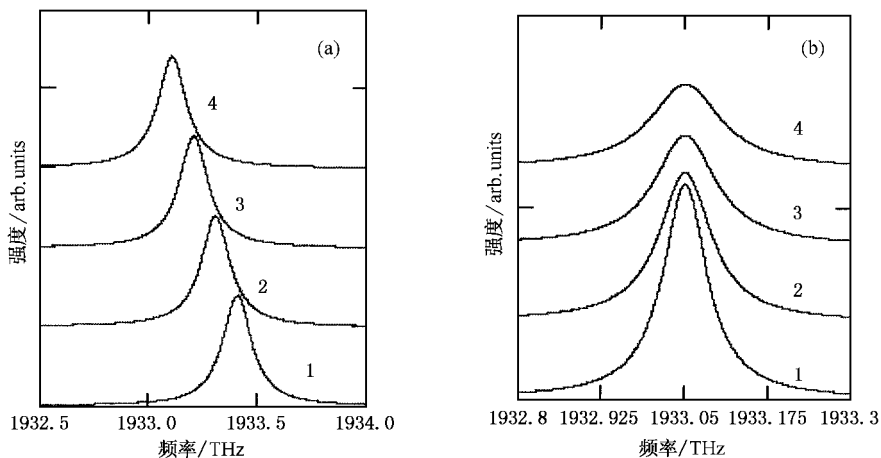


图4 带间激子复合所产生近红外辐射强度的频域曲线 (a) 辐射强度随阱间振荡频率曲线 (曲线 1 2 3 和 4 分别对应于 $\nu_c = 1.2, 1.4, 1.6, 1.8\text{THz}$ 参数 $\gamma_2 = 0.5\text{ps}^{-1}$, $\nu_0 = 1933\text{THz}$) (b) 辐射强度随激子复合速率变化曲线 (曲线 1 2 3 和 4 分别对应于 $\gamma_2 = 0.25, 0.3, 0.35, 0.4\text{ps}^{-1}$, 参数 $\nu_0 = 1933\text{THz}$, $\nu_c = 1.9\text{THz}$)

$$I_{10}(t) = I_0 \cos^2[(\omega_0 - \omega_c/2)t + \phi] e^{-2\gamma_2 t}, \quad (18a)$$

$$I_{10}(\omega) = \frac{n^3 \mu_{ex}^2 N^2 |\rho_{10}(0)|^2}{3\pi\epsilon_0 c^3 S} \times \frac{\gamma_2^2 [\gamma_2^2 + (\omega_0 - \omega_c/2)^2] + (\omega_0 - \omega_c/2)^2 \omega^2}{[(\omega_0 - \omega_c/2)^2 + \gamma_2^2 - \omega^2]^2 + 4\gamma_2^2 \omega^2} \quad (18b)$$

(18a) 式中强度 I_0 和相移 ϕ 分别满足

$$I_0 = n^3 N^2 \mu_{10}^2 |\rho_{10}(0)|^2 \frac{[(\omega_0 - \omega_c/2)^2 - \gamma_2^2]^2 + 4\gamma_2^2(\omega_0 - \omega_c/2)^2}{3\pi\epsilon_0 c^3},$$

$$\tan\phi = \gamma_2(\omega_0 - \omega_c/2) [(\omega_0 - \omega_c/2)^2 - \gamma_2^2].$$

从 (17) 式不难看出, 带间激子复合仅发生在左

阱, 其根本原因在于: 在初始时刻光脉冲仅预置左阱使左阱产生了大量电子空穴对(激子), 而右阱价带中几乎不存在能被电子复合的空穴, 故右阱几乎没有激子复合, 因而所对应的宏观电极化强度为零. 由此不难得出这样的结论: 带间激子复合所产生的近红外辐射仅发生在左阱, 其自发发射频率与两阱最低激子态中心跃迁频率 $\nu_0 = \omega_0/2\pi$ 有一定的红移, 其红移量等于 $\nu_c/2$, 通常被称为量子限域斯塔克红移^[4, 23, 32]. 从 (2) 式可知 ν_c 随反向偏压而变化, 因而由激子复合所产生的近红外辐射具有可调谐特性. 这一结果在光通信领域有着极其重要的意义. 图 4

根据 (18b) 式在 $\nu_0 = 1933\text{THz}$ ($\lambda = 1550\text{nm}$) 附近画出了由带间激子复合产生的近红外辐射强度曲线. 其中, 图 4(a) 是辐射频率随阱间振荡频率之间的变化规律, 从图中能清楚地看到这种变化是相当明显的; 图 4(b) 是在中心频率 1933THz 处对不同激子复合速率 γ_2 的频域变化曲线. 显然, 当 γ_2 增大时, 谱线有明显展宽, 其辐射强度随之而减小, 这说明热库扰动加著使辐射能量变得越分散. 因而, 温度越低由激子复合所产生的振子强度越大.

4. 结果分析

上文的出发点是基于 $| \pm \rangle$ 和 $| 0 \rangle$ 态所组成的三能级系统进行的, 但所得的结果是由 $\{ | 0 \rangle, | 1 \rangle, | 2 \rangle \}$ 表象(耦合前三能级系统)给出的. 那么, 这两种三能级系统有何区别和联系呢? 很明显, 由 $| 1 \rangle, | 2 \rangle$ 和 $| 0 \rangle$ 所组成的系统是描述两阱各自独立存在的电子运动情况, 即 $| 0 \rangle$ 和 $| 1 \rangle$ 是代表左阱最低激子态, 而 $| 0 \rangle$ 和 $| 2 \rangle$ 为右阱最低激子态(由于本文假设两阱价带中基态均为 $| 0 \rangle$). 由此不难理解由 $| \pm \rangle$ 和 $| 0 \rangle$ 态所组成的三能级则是描述两阱激子相互作用(两阱最低激子态波函数交叠)所产生的量子相干效应. 从量子论观点看, 当忽略价带中两空穴相互作用时, 导带中的电子运动情况类似于原子分子中的波包振荡^[24-26]和里德伯态中的波包振荡^[27]. 但在这种情形中是电子-电子相互作用过程. 即当势垒薄至与导带中电子的德布罗意波的波长时, 由两阱中电子所产生的量子相干效应才开始明显. 从经典角度看: 当光共振激发左阱中的电子时, 获得能量(由反向偏压决定)的电子穿过势垒进入右阱, 处于右阱的电子通过与纵向光学声子相互作用返回左阱, 进而又与纵向光学声子相互作用进入右阱. 由于在这一过程中有纵向光学声子的参与, 其振荡过程是阻尼的, 显然, 这种阻尼振子的寿命与阱中的温度有关. 因此, 基于这一经典阻尼振子模型, 我们有理由认为非对称耦合量子阱所产生的亚毫米波辐射及其近红外自发发射的过程为: 吸收光子(超短脉冲共振激发) → 产生阻尼振子(电子在作隧道贯穿时与纵向声子作用产生阻尼) → 阻尼振荡产生亚毫米波辐射(隧道贯穿) → 阻尼振子湮没(激子复合)产生近红外光子(热库扰动). 在这一过程中超短脉冲激发和负偏压起关键性作用.

为了给出更清晰的物理图像, 我们可用图 5 所

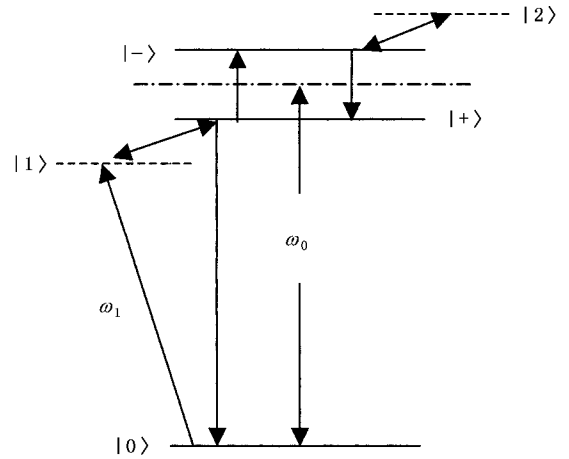


图 5 非对称耦合量子阱能级跃迁图

示的能级跃迁图作进一步描述. 图中双箭头表示由于耦合能级退化过程(负偏压使两阱原来的左阱基态 $|1\rangle$ 与右基态 $|2\rangle$ 发生耦合退化成 $| \pm \rangle$ 态), 其退化速率 γ_T 通常由电子与纵向光学声子散射或电子-电子弹性碰撞引起的, 对此作一般性研究常常涉及到电子输运过程, 是一专门性论题^[28-31], 在这里不作赘述. 目前, 人们普遍认为这一过程是一 Fröhlich 相互作用, 其 γ_T 值可用公式^[32, 33]

$$\gamma_T = (2\pi/\hbar) | \langle i | H_F | \pm \rangle | \rho_f (i = 1, 2)$$

表示, 其中 H_F 为 Fröhlich 相互作用哈密顿量, ρ_f 为终态密度, 而图中单箭头表示电子跃迁. 从该图容易看出: 当超短脉冲共振激发左阱使左阱最低激子态有一定粒子数布居 $\rho_{11}(0) \neq 0$ 时, 由于纵向光学散射电子以速率 γ_T 弛豫到态 $| + \rangle$, 此后以隧道贯穿速率^[32] $\gamma_{\text{coh}} = 2\nu_c$ 又从 $| + \rangle$ 态跃迁到 $| - \rangle$ 态(电子从左阱运动到右阱), 进而电子以速率 γ_T 弛豫到 $| 2 \rangle$ 态(虚能态). 处于 $| 2 \rangle$ 态电子在纵向光学声子作用下从 $| 2 \rangle$ 态弛豫到 $| - \rangle$ 态, 在 $| - \rangle$ 态中的电子产生 $| - \rangle \rightarrow | + \rangle$ 跃迁(电子进入左阱)发出频率为 ν_c 的声子(相当于双原子分子的振动模), 其辐射频率对应于亚毫米波段; 另一部分已穿过势垒处于左阱的电子同样受热库扰动跃迁至 $| 0 \rangle$ 态产生频率为 $\nu_L = \nu_0 - \nu_c/2$ 的近红外光子. 在一般情况下, 声子与电子作用过程是一超快过程, 在亚皮秒至皮秒范围^[31], 而在低温条件下, 热库扰动是一慢过程, $T_2 = 1/\gamma_2$ 值在数百皮秒至纳秒范围. 由此不难看出: 电子从 $| 2 \rangle$ 态跃迁到 $| 1 \rangle$ 的总弛豫速率 γ_d 应包含由电子与纵向光学声子引起的弛豫速率 γ_T 和隧道贯穿速率 γ_{coh} , 即 $\gamma_d = \gamma_{\text{coh}} + \gamma_T$. 在理想条件下, 人们通常认为 $\gamma_d =$

$\gamma_{\text{coh}} = 2\nu_c$, 而忽略 γ_T . 但在实际中由于其他复合中心的存在, 如表面态^[10, 34-36]等, 所观测的 γ_d 值小于 γ_{coh} 值. 因而, 图 2 所给出的数据是中肯的. 而在带间激子复合速率 γ_2 仅与温度有关, 而几乎与外加电场无关.

5. 结 论

我们的理论研究表明: 在共振激发左阱而右阱不受到任何影响的理想条件下, 阱间波包振荡等效

为一经典偶极振荡阻尼振子, 其振荡频率等于 Landau 能级耦合频率, 阻尼振子寿命由电子穿过势垒的渡越时间和电子-纵向光学声子散射时间决定. 由热库扰动引起的带间电子-空穴对复合仅发生在左阱, 所产生的自发频率表现为量子限域斯塔克红移特性, 其红移量与阱间振荡频率紧密相关. 这一结果预示着非对称量子阱作为可调谐光源在光通信领域具有广阔的应用前景, 而当用一宽带短脉冲同时共振激发两阱最低激子态时, 阱间振荡消失, 表现为退相干特性.

- [1] Kastalsky A *et al* 2001 *IEEE J. Quantum. Electron* **37** 1356
- [2] Afzaliz-Kushaa A *et al* 1995 *IEEE J. Quantum. Electron* . **31** 135
- [3] Sung C Y *et al* 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 435
- [4] Roskos H G 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 2216
- [5] Leo K *et al* 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 201
- [6] Leo K *et al* 1992 *IEEE J. Quantum. Electron* . **28** 2498
- [7] Sa'ar A and Kapon R 1997 *IEEE J. Quantum. Electron* . **33** 1517
- [8] Warburton R J *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2185
- [9] Kim K Y *et al* 2001 *IEEE J. Quantum. Electron* . **37** 546
- [10] Chen G B *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 695 (in Chinese) [陈贵宾等 2002 物理学报 **51** 695]
- [11] Miao Z L *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 116 (in Chinese) [缪中林等 2001 物理学报 **50** 116]
- [12] Tsuchiya M *et al* 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2356
- [13] Norris T B 1989 *Appl. Phys. Lett.* **54** 60
- [14] Holm D A *et al* 1989 *IEEE J. Quantum. Electron* . **25** 2266
- [15] Dupont E *et al* 1993 *Appl. Phys. Lett.* **62** 1907
- [16] Dupont E *et al* 1993 *Appl. Phys. Lett.* **63** 2514
- [17] Segev A *et al* 1996 *Superlattices and Microstructure* **19** 47
- [18] Paiella R and Vahala K J 1995 *Appl. Phys. Lett.* **66** 269
- [19] Harwit A *et al* 1996 *Superlattices and Microstructure* **19** 39
- [20] Landau L D and Lifshitz E M 1977 *Quantum Mechanics :Relativistic Theory* (London :Perganon) Sect. 50
- [21] Hu Z H 2000 *Acta Photon. Sin.* **29** 396 (in Chinese) [胡振华 2000 光子学报 **29** 396]
- [22] Hu Z H 2002 *Acta Photon. Sin.* **31** 520 (in Chinese) [胡振华等 2002 光子学报 **31** 520]
- [23] Gmachl C 2001 *Rep. Prog. Phys.* **64** 1533
- [24] Cohen-Tannoudi *et al* 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1994
- [25] Wode A T *et al* 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2099
- [26] Kilin S Y *et al* 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3279
- [27] Gratl H *et al* 1991 *Physica Scripta* T **34** 60
- [28] Kazarinov R F and Surri 1972 *Sov. Phys. - Semicond.* **6** 120
- [29] Kohw and Luttinger J 1957 *Phys. Rev.* **108** 590
- [30] Oberli D Y *et al* 1989 *Phys. Rev.* B **40** 3028
- [31] Deveaud B *et al* 1990 *Europhys. Lett.* **11** 367
- [32] Alexandder M G W *et al* 1990 *Phys. Rev.* B **41** 12295
- [33] Leo K *et al* 1990 *Phys. Rev.* B **42** 7065
- [34] Hu Z H *et al* 1997 *Optoelectronic · Laser* **8** 421 (in Chinese) [胡振华等 1997 光电子·激光 **8** 421]
- [35] Hu Z H *et al* 1997 *Optoelectronic · Laser* **8** 426 (in Chinese) [胡振华等 1997 光电子·激光 **8** 426]
- [36] Wang S Y *et al* 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1695 (in Chinese) [王松有等 1998 物理学报 **47** 1695]

Theoretical studies of submillimeter radiation and near-infrared emission due to excitonic recombination in an asymmetric coupled-quantum-well structure^{*}

Hu Zhen-Hua^{1,2)} Huang De-Xiu¹⁾

¹⁾ *Department of Optoelectronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*

²⁾ *Department of Physics, Wuhan University of Technology, Wuhan 430063, China*

(Received 10 July 2002 ; revised manuscript received 28 September 2002)

Abstract

In this paper the delocalized behaviours of an asymmetric coupled-quantum-well structure (a-CQWS) have been studied and the transfer process of the electrons between the two wells has been analyzed theoretically based on V-type system. We show that an electronic packet of coherent oscillation created by an ultrashort pulse can be viewed as a classical electronic dipole damping oscillator, whose lifetime depends strongly on both the electronic-tunneling transfer time and the carrier-longitudinal optical scattering time. The submillimeter radiative lifetime created by coherent oscillation of an electronic wave packet is related to the oscillation damping rate between the two wells but not to the excitonic recombination rate; the intensity in frequency domain has the Lorentz's profile. It is shown that the transition frequency of near-infrared radiation generated by the excitonic recombination has a tunable characteristic. This result implies that the high-speed modulator and the tunable source in the near infrared-radiation region can be obtained from the asymmetric double-quantum well structure in the future optical communication.

Keywords : asymmetric coupled-quantum-well, electronic wave packet, submillimeter radiation, near-infrared emission.

PACC : 7320, 7340G, 7210, 7865

^{*} Project supported by the National 973 Program (Grant No. G200036605).