

# 在强交变电场驱动下线形三量子点分子中 激子的动态局域化行为<sup>\*</sup>

刘承师 马本堃

(北京师范大学物理系, 北京 100875)

(2002 年 10 月 23 日收到 2003 年 1 月 8 日收到修改稿)

采用三点 Hubbard 模型和 Floquet 定理, 研究了在强交变电场驱动下线形三量子点分子中激子的动力学行为。数值计算表明, 尽管驱动电场倾向使电子和空穴在空间上分离, 但在合适的外电场驱动下, 初始局域在一个量子点中的电子和空穴依旧保持其初始局域状态。应用微扰理论求解 Floquet 方程, 从而得到准能的解析解。表明在准能级发生交叉点, 激子可呈现出动态局域化。

关键词: Floquet 态, 准能, 局域态, 动态局域化

PACC: 7320D, 7215R, 6320K

## 1. 引 言

电子受限在半导体量子点中与原子中的电子受限在原子核周围相类似, 因此, 通常把半导体量子点及受限在其中电子系统称为“量子点原子”<sup>[1]</sup>。进一步扩展这种类比, 也可以把量子点连在一起形成“量子点分子”。最简单的量子点分子是耦合双量子点中包含一个电子<sup>[2,3]</sup>。最近, 这种半导体微结构的动力学性质受到理论和实验的极大关注<sup>[4-7]</sup>。利用 Floquet 定理, Grossmann 和 Dittrich 研究了高频交变电场驱动下耦合双量子点中单电子的动力学性质。研究表明, 在准能的严格交叉点, 量子隧穿表现出特殊的性质, 交变电场能够将电子长期束缚在单量子点中。首次借助“动态局域化”这个概念来描述这一量子现象。数值计算表明, 当场强和频率之比是零阶贝塞尔方程的根时, 这种“动态局域化”现象就会发生<sup>[8-11]</sup>。把两个电子引入到所研究的系统中, 两电子之间的库仑排斥作用, 使两个电子在两个量子点中均匀分布, 而外加电场的作用使他们向同一个方向移动, 即分布在同一个量子点中, 从而增加了系统动力学行为的复杂性。文献[12,13]研究了在低强度交变电场驱动下系统的动力学性质, 发现 Floquet 态

可以划分为奇宇称和偶宇称, 对应的准能随参数变化发展成严格交叉和回避交叉。特别是在某些准能的严格交叉点, 两电子初始局域在一个量子点中仍能保持在其中。Creffield 和 Platero 研究了在较高强度的交变电场驱动下系统的动力学行为<sup>[14]</sup>, 发现在准能的交叉点量子隧穿得到抑制, 并且用微扰论对其进行了解释。

三个量子点原子耦合在一起, 形成了三量子点分子。通过光激发的方法在量子点分子中可以产生一个电子和一个空穴(激子)。这样的三量子点激子系统与双量子点双电子系统有明显的不同, 电子与空穴之间的库仑吸引力使它们倾向于分布在同一个量子点中, 外加电场的作用使他们分开, 即分布在两个量子点中; 由于电子和空穴在量子点中具有不同的有效质量和受限势, 因此, 它们在量子点之间的隧穿速度不同, 从而有可能产生一些与双电子系统不同的量子现象。全面了解这种交变电场驱动耦合量子点中激子系统的动力学行为具有重要的实际意义, 因为用交变电场实现对激子快速控制有可能在量子计量和信息处理领域中得到应用<sup>[15]</sup>。通过对三量子点激子动力学性质的研究, 也可以对受限在一维量子点阵列中激子的动力学性质有一个了解。本文采用三点的 Hubbard 模型, 来研究耦合三量子点

\* 教育部博士点基金(批准号: 96002703)资助的课题。

分子中激子的动力学性质,并应用微扰理论,求解Floquet方程,得到准能的解析解。由此,我们可以确定激子发生动态局域化的参数空间。

## 2. 理论模型

所研究的三量子点分子系统是垂直耦合,且具有准一维结构。其( $X, Y$ )平面上的尺度远小于 $Z$ 方向,因此系统可以简化为一维问题<sup>[16]</sup>来讨论。为简单起见,假定在每一个量子点中只有一个电子能级和一个空穴能级。因此系统的哈密顿量<sup>[12]</sup>为

$$\begin{aligned} H(t) = & \sum_{(\sigma=e,h)} \sum_{k=1,2,3} \epsilon_{\sigma k}(t) d_{\sigma k}^\dagger d_{\sigma k} \\ & + \sum_{(\sigma=e,h)} \sum_{k=1,2} W_\sigma(d_{\sigma k}^\dagger d_{\sigma k+1} + h.c.) \\ & + \sum_{(k=1,2,3)} \kappa(n_{ek} n_{hk}), \end{aligned} \quad (1)$$

式中,  $d_{\sigma k}^\dagger$  表示  $k$  号量子点中电子(空穴)的产生算符,  $d_{\sigma k}$  表示在  $k$  号量子点中电子(空穴)的湮没算符。当交变电场加到三量子点分子上时,能够引起其中的能级发生振荡。选择中间量子点为势能零点:  $\epsilon_{\sigma,k}(t) = \epsilon_\sigma^0 + (k-2)V_\sigma \cos(\omega t)$ , 其中  $\epsilon_\sigma^0$  是电子(空

穴)在单量子点中基态能级,并假定  $\epsilon_{(ek)}^0 + \epsilon_{(hk)}^0 = 0$ 。 $V_\sigma$  能级振荡振幅大小与外加交变电场振幅成正比。 $W_\sigma$  描述电子(空穴)在相邻量子点之间隧穿的参数。仅考虑在同一个量子点内电子与空穴的库仑相互作用,其强度用  $\kappa$  来表示。 $n_{\sigma k}$  表示在  $k$  号量子点中的电子(空穴)数。一般而言, $W_\sigma$  和  $V_\sigma$  是电子(空穴)有效质量和受限势有关的复杂函数<sup>[17]</sup>。在量子点中电子和空穴有着不同有效质量和受限势,一般认为, $W_e > W_h, V_e > V_h$ 。为简化我们的计算,假定  $V_e = V_h = V$ 。相信这种简化在一定程度上能够反映系统的动力学性质。需特别指出的是,由于  $V$  与外加交变电场振幅成正比,为了方便仍把  $V$  称为外加交变电场的振幅。

用  $|m, n\rangle$  表示电子和空穴在耦合三量子点中可能的分布状态,其中  $m, n = 1, 2, 3$  表示量子点的序号,  $m$  和  $n$  分别表示电子和空穴在量子点分子中所处的位置,共有 9 种可能分布状态:  $|1,1\rangle, |1,2\rangle, |2,1\rangle, |1,3\rangle, |2,2\rangle, |2,3\rangle, |3,2\rangle, |3,1\rangle, |3,3\rangle$ 。取这 9 种可能分布状态作为基矢,那么哈密顿量  $H(t)$  可以写成

$$\left( \begin{array}{cccccccc} \kappa - 2V \cos(\omega t) & W_h & W_e & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ W_h & -V \cos(\omega t) & 0 & W_h & W_e & 0 & 0 & 0 & 0 \\ W_e & 0 & -V \cos(\omega t) & 0 & W_h & 0 & 0 & W_e & 0 \\ 0 & W_h & 0 & 0 & 0 & W_e & 0 & 0 & 0 \\ 0 & W_e & W_h & 0 & \kappa & W_h & W_e & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & W_e & W_h & V \cos(\omega t) & 0 & 0 & W_e \\ 0 & 0 & 0 & 0 & W_e & 0 & V \cos(\omega t) & W_h & W_h \\ 0 & 0 & W_e & 0 & 0 & 0 & W_h & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & W_e & W_h & 0 & \kappa + 2V \cos(\omega t) \end{array} \right). \quad (2)$$

由此,系统的薛定谔方程可以写成( $\hbar = 1$ )

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(t) = H(t) \psi(t). \quad (3)$$

系统状态可以在基矢空间中展开,写成

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{\alpha} C_{\alpha}(t) |\alpha\rangle,$$

其中  $|\alpha\rangle$  是基矢( $\alpha = 1, 2, \dots, 9$ )。把波函数  $|\psi(t)\rangle$  的展开式代入方程(3),从而得到了展开系数  $C_{\alpha}(t)$  的一阶微分方程,

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} C_1 \\ \vdots \\ C_9 \end{pmatrix} = H(t) \begin{pmatrix} C_1 \\ \vdots \\ C_9 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

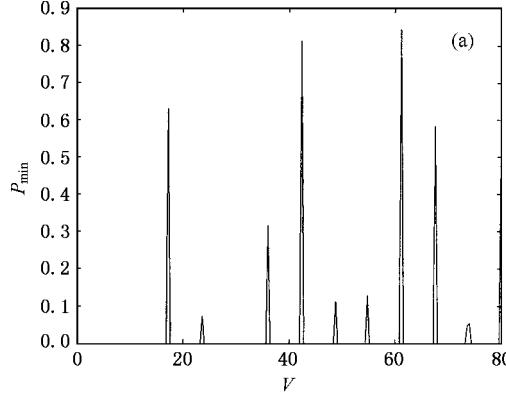
当初始  $C_{\alpha}(0)$  给定时,用龙格-库塔法求解微分方程(4),得到  $C_{\alpha}(t)$ ,从而得到系统随时间的演化。取系统的初态为局域态,假定两粒子局域在 2 号量子点中,即:  $C_{\alpha}(0) = 1$ , 当  $\alpha = 5$ ;  $C_{\alpha}(0) = 0$ , 当  $\alpha \neq 5$ 。求解微分方程(4),从而得到  $C_{\alpha}(t)$ ,求出 20 个驱

动周期  $|C_5(t)|^2$  的最小值  $P_{\min}$ , 用  $P_{\min}$  来描述系统的动态性质。当  $P_{\min} = 1$  时, 表示电子和空穴在 20 个周期的时间内可保持其局域性, 激子的动态局域化被建立起来。否则  $P_{\min} = 0$ , 激子的动态局域化被建立起来。

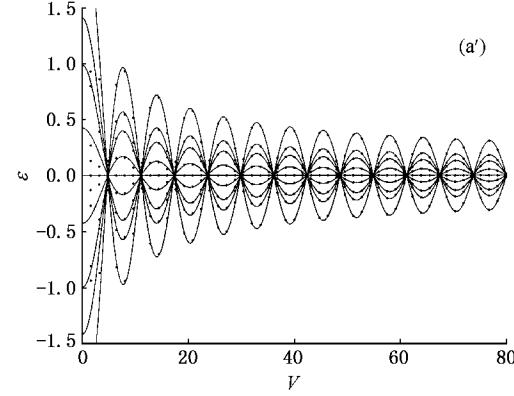
### 3. 计算结果和讨论

我们计算了  $P_{\min}$  随驱动交变电场振幅  $V$  的变化。(1)首先计算电子与空穴无相互作用情况, 取参数  $\kappa = 0$ ,  $W_e = 1$ ,  $W_h = 0.7$ ,  $\omega = 2$ , 其结果如图 1(a) 所示。(2)电子与空穴有相互作用情况, 取参数  $\kappa =$

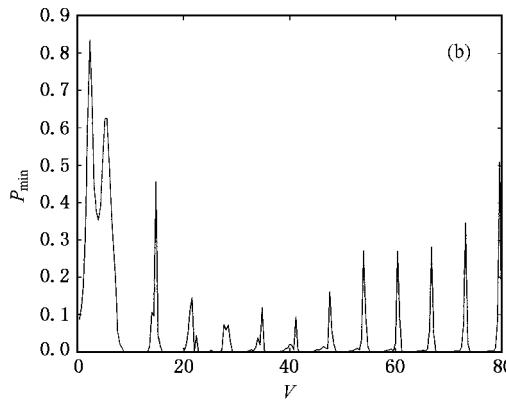
-8,  $W_e = 1$ ,  $W_h = 0.7$ ,  $\omega = 2$ , 其结果如图 1(b) 所示。从图 1 中明显可以看出, 在强交变电场的驱动下,  $P_{\min}$  随  $V$  的变化出现一系列高低不等的峰, 在这些峰所对应的参数空间, 电子和空穴短时间内呈现动态局域化。表明尽管驱动电场使电子与空穴在空间分开, 但在合适的交变电场驱动下, 初始局域在一个量子点中的电子和空穴还保持其局域状态。另外对于弱场区, 由于电子与空穴的相互作用(图 1(b)),  $P_{\min}$  随  $V$  的变化出现两个高低不等的峰, 说明尽管电子、空穴间的吸引力倾向它们局域在同一个量子点中, 只有在合适的交变电场驱动下, 激子的动态局域化才能建立起来。



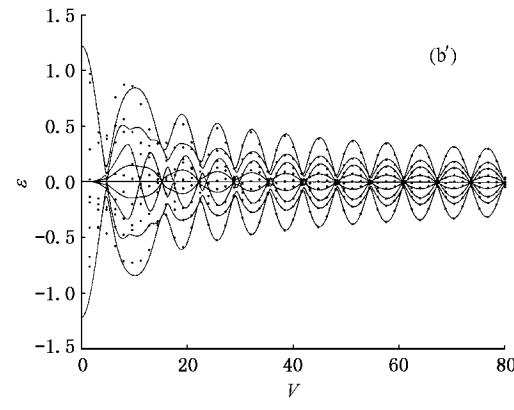
(a)



(a')



(b)



(b')

图 1

 $P_{\min}$  及其准能随驱动交变电场振幅  $V$  的变化 (a)(a') $\kappa = 0$ ,  $W_e = 1$ ,  $W_h = 0.7$ ,  $\omega = 2$ ; (b)(b') $\kappa = -8$ ,  $W_e = 1$ ,  $W_h = 0.7$ ,  $\omega = 2$ 

为了解释系统出现的这种动力学现象, 我们应用 Floquet 定理<sup>[8]</sup>来对系统进行分析。在驱动交变电场的作用下, 由于  $[H(t_1), H(t_2)] \neq 0$ , 不能对这个驱动系统进行严格求解。然而系统哈密顿量具有时间周期性, 薛定谔方程具有准能解,

$$|\varphi_{\alpha,l}(t)\rangle = \exp(-i\epsilon_{\alpha,l}t)|u_{\alpha,l}(t)\rangle \quad (\alpha = 1 \dots 9), \quad (5)$$

式中  $\epsilon_{\alpha,l}$  称为准能, 与时间无关。对应的波函数  $|u_{\alpha,l}(t)\rangle$  称为 Floquet 态, 是时间的周期函数, 满足  $|u_{\alpha,l}(t)\rangle = |u_{\alpha,l}(t+nT)\rangle$ ,  $T$  是驱动电场的周期。对

角化一周期时间演化因子  $U(T, \theta)$ , 可以得出准能  $\epsilon_{\alpha,l}$  和 Floquet 态  $|u_{\alpha,l}(0)$ 。准能  $\epsilon_{\alpha,l}$  被限制在第一布里渊区  $[-0.5\omega, 0.5\omega]$ 。当绝热撤除交变电场时, 此时本征态  $|\varphi_\alpha\rangle$  和 Floquet 态  $|u_{\alpha,l}\rangle$  以及本征值  $E_\alpha$  和准能  $\epsilon_{\alpha,l}$  的关系如下:

$$\epsilon_{\alpha,l} \rightarrow \epsilon_{\alpha,l}^0 = E_\alpha - l\omega,$$

$$|u_{\alpha,l}(t)\rangle \rightarrow |u_{\alpha,l}^0(t)\rangle = |\varphi_\alpha \exp(i\omega t)\rangle. \quad (6)$$

指标  $l$  表示本征值和对应准能相差  $l$  个光子的能量。把准能解(5)式代入薛定谔方程(3)中, 得到 Floquet 方程,

$$H_1 = \begin{pmatrix} \kappa - 2V \cos(\omega t) & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -V \cos(\omega t) & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -V \cos(\omega t) & 0 & 0 & 0 & 0 & W_e & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \kappa & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & V \cos(\omega t) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & V \cos(\omega t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \kappa + 2V \cos(\omega t) \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$H_t = \begin{pmatrix} 0 & W_h & W_e & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ W_h & 0 & 0 & W_h & W_e & 0 & 0 & 0 & 0 \\ W_e & 0 & 0 & 0 & W_h & 0 & 0 & W_e & 0 \\ 0 & W_h & 0 & 0 & 0 & W_e & 0 & 0 & 0 \\ 0 & W_e & W_h & 0 & \kappa & W_h & W_e & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & W_e & W_h & 0 & 0 & 0 & W_e \\ 0 & 0 & 0 & 0 & W_e & 0 & 0 & W_h & W_h \\ 0 & 0 & W_e & 0 & 0 & 0 & W_h & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & W_e & W_h & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

哈密顿量  $H_1$  为相互作用项, 包含外场对两粒子作用和两粒子之间的库仑相互作用。哈密顿量  $H_t$  为隧穿项, 当驱动交变电场振幅很大时, 在此把此项当作微扰。这样分解哈密顿量的好处是算符  $(H_1 - i\frac{\partial}{\partial t})$  已经完全对角化, 可以严格求解。尤其是当  $\kappa = -n\omega$  时, 可利用具有周期性广义希尔伯特空间中的 Rayleigh-Schrödinger 简并微扰理论<sup>[18]</sup>来求解准能, 得出准能的微扰解,

$$\left( H(t) - i\frac{\partial}{\partial t} \right) |u_{\alpha,l}(t)\rangle = \epsilon_{\alpha,l} |u_{\alpha,l}(t)\rangle. \quad (7)$$

在足够强交变电场及弱的量子点间的耦合作用下, 此时量子点间的耦合作用即引起电子或空穴在量子点之间的隧穿可当作微扰项来处理, 用微扰方法<sup>[11, 14]</sup>求解 Floquet 方程, 可以得到准能的微扰解, 从而使我们对系统的动力学性质有更深刻的理解。把哈密顿量分成两部分,

$$H(t) = H_1 + H_t, \quad (8)$$

其中,

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= (W_e^2 J_n^2 + W_h^2 J_0^2 + J_0^2 W_e^2 + W_h^2 J_n^2 + \xi)^{\frac{1}{2}} / \sqrt{2}, \\ \epsilon_2 &= -(W_e^2 J_n^2 + W_h^2 J_0^2 + J_0^2 W_e^2 + W_h^2 J_n^2 + \xi)^{\frac{1}{2}} / \sqrt{2}, \\ \epsilon_3 &= (W_h^2 J_0^2 + J_0^2 W_e^2 + W_h^2 J_n^2 + W_e^2 J_n^2 - \xi)^{\frac{1}{2}} / \sqrt{2}, \\ \epsilon_4 &= -(W_h^2 J_0^2 + J_0^2 W_e^2 + W_h^2 J_n^2 + W_e^2 J_n^2 - \xi)^{\frac{1}{2}} / \sqrt{2}, \\ \epsilon_5 &= (J_0^2 W_e^2 + 3W_h^2 J_n^2 + W_h^2 J_0^2 + 3W_e^2 J_n^2 + \eta)^{\frac{1}{2}} / \sqrt{2}, \\ \epsilon_6 &= -(J_0^2 W_e^2 + 3W_h^2 J_n^2 + W_h^2 J_0^2 + 3W_e^2 J_n^2 + \eta)^{\frac{1}{2}} / \sqrt{2}, \\ \epsilon_7 &= (J_0^2 W_e^2 + 3W_h^2 J_n^2 + W_h^2 J_0^2 + 3W_e^2 J_n^2 - \eta)^{\frac{1}{2}} / \sqrt{2}, \\ \epsilon_8 &= -(J_0^2 W_e^2 + 3W_h^2 J_n^2 + W_h^2 J_0^2 + 3W_e^2 J_n^2 - \eta)^{\frac{1}{2}} / \sqrt{2}, \\ \epsilon_9 &= 0, \\ \xi &= (W_h^4 J_n^4 - 2W_h^4 J_0^2 J_n^2 + 34J_n^4 W_h^2 W_e^2 + 28W_h^2 J_0^2 W_e^2 J_n^2 \\ &\quad + W_h^4 J_0^4 + 2W_h^2 J_0^4 W_e^2 + W_e^4 J_n^4 - 2J_0^2 J_n^2 W_e^4 + J_0^4 W_e^4)^{\frac{1}{2}}, \\ \eta &= (W_h^4 J_0^4 + 2W_h^2 J_0^4 W_e^2 + 2W_h^4 J_0^2 J_n^2 - 12W_h^2 J_0^2 W_e^2 J_n^2 \\ &\quad + J_0^4 W_h^4 + 2J_0^2 J_n^2 W_e^2 + W_e^4 J_n^4 + J_n^4 W_h^2 W_e^2 + W_e^4 J_n^4)^{\frac{1}{2}}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中  $J_0$  和  $J_n$  分别为 0 阶和  $n$  阶贝塞尔函数。为了分析图 1(a)(b) 出现的激子动力学局域化特点, 利用(11)式和相应的参数, 我们计算了准能随交变电场振幅  $V$  的变化。同时也为了验证微扰理论的有效

性,应用数值对角化一周期的时间演化因子,来得出准能的数值解,其计算结果如图1(a')(b')所示。图中的点表示准能的数值解,实线为准能的解析微扰解。比较这两个解可以发现,在弱交变电场的驱动下,准能的微扰解和数值解有较大的差别,哈密顿量中的隧穿项 $H_t$ 不能被当作微扰,此时微扰理论不适用。在强交变电场的驱动下,准能的微扰解和数值解基本一致,随驱动电场的改变二者之间的差别随之减小。通过比较图1(a)(b)及图1(a')(b'),发现 $P_{\min}$ 随 $V$ 变化的峰恰好出现在准能的交叉点处。

下面分析图1(a)出现的激子动力学局域化的原因。对于这种不考虑电子与空穴存在相互作用的情形,此时系统相当于交变电场驱动的超晶格中单粒子问题。已知的结论是,在驱动电场满足 $J_0(V/\omega)=0$ 时,准能发生“窄带塌陷”(minband collapse),此时发生单粒子的动态局域化<sup>[10,11]</sup>。所以,尽管外驱动电场倾向使电子和空穴向相反的两个方向运动,表现出不同运动特点,但在对应准能发生交叉(窄带塌陷)处,电子和空穴的运动表现出特殊性,电子和空穴的初始局域状态仍能保持,因此电子和空穴也能发生动态局域化。对于考虑电子与空穴相互作用的情形(图1(b)),在强场区域,库仑相互作用可以当作微扰,此时电子、空穴也被近似认为无相互作用粒子,因此准能随交变电场振幅 $V$ 的变化(图1(b'))与无相互作用情形(图1(a'))相类似。因此,尽管存在电子与空穴相互作用的影响,准能不能完全相交于一点,在中强场区类似准能的“窄带塌陷”现象依

然出现, $P_{\min}$ 随 $V$ 的变化也出现了一系列峰。而在弱驱动场区域,准能随 $V$ 的变化出现一些新的交叉点(图中没有画出)动态局域化也能够建立起来。

值得指出的是,在强场区的准能交叉点处,初始局域在边上的一个量子点的电子和空穴也能保持其局域性,即动态局域化能够建立起来。在偏离准能的准能交叉点处,动态局域化不能建立起来,表现为多个状态之间的拉比振荡,这些在图中也没有画出。

## 4. 结 论

综上所述,本文利用三点Hubbard模型,应用Floquet定理,研究了在强交变电场驱动下耦合三量子点中激子的动力学行为。数值计算表明,尽管驱动电场倾向使电子和空穴在空间分离,但在合适的外电场驱动下,初始局域在一个量子点的电子和空穴依旧保持其初始局域状态。为了深入了解系统的动态行为,应用微扰理论求解Floquet方程,从而得到准能的解析解,表明在准能级发生共振处,这种激子的动态局域化就能够建立起来。当驱动交变场较弱时,电子与空穴的库仑相互作用使准能随 $V$ 的变化出现新的共振点,激子的动态局域化也能够建立起来。我们相信这些计算有助于了解交变电场驱动激子的动力学行为研究,并有可能在量子计量和量子信息处理中得到应用。所使用简单的Hubbard模型,可用来讨论交变电场驱动的多激子问题。

- [1] Ashoori R C 1996 *Nature* **379** 413
- [2] Wang L M et al 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 546
- [3] Wang L M et al 2002 *Chin. Phys.* **11** 150
- [4] Livermore C et al 1996 *Science* **274** 1332
- [5] Schedelbeck G et al 1997 *Science* **278** 1792
- [6] Zhang A Z et al 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 537 (in Chinese) [张爱珍等 2001 *物理学报* **50** 537]
- [7] Liu W M et al 2002 *Phys. Rev. B* **65** 033102
- [8] Grifoni M, Hänggi P 1998 *Phys. Rep.* **304** 229
- [9] Grossmann F et al 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 516

- [10] Grossmann F, Hänggi P 1992 *Europhys. Lett.* **18** 571
- [11] Holthaus M 1992 *Z. Phys. B* **59** 251
- [12] Zhang P, Zhao X G 2000 *Phys. Lett. A* **271** 419
- [13] Zhang P, Zhao X G 2000 *J. Phys.: Condens. Matter* **12** 2351
- [14] Creffield C E, Platero G 2002 *Phys. Rev. B* **65** 113304
- [15] Bayer M et al 2001 *Science* **291** 19
- [16] Peeter F M Schweigert V A 1995 *Phys. Rev. B* **53** 1468
- [17] Burkard G, Loss D 1999 *Phys. Rev. B* **59** 2070
- [18] Sambe H 1973 *Phys. Rev. A* **7** 2203

# Dynamic behaviours of an exciton confined in coupled quantum dots driven by a high alternating current electrical field<sup>\*</sup>

Liu Cheng-Shi Ma Ben-Kun

( Department of Physics , Beijing Normal University , Beijing 100875 , China )

( Received 23 October 2002 ; revised manuscript received 8 January 2003 )

## Abstract

With the three-site Hubbard model and Floquet theorem , we investigate the dynamic behaviours of an exciton confined in three-quantum-dots molecules driven by an alternating current electrical field. The calculations show that the initial localized state is hold up for a certain value of strength and frequency of the alternating current field. In order to understand the dynamical property , we apply the perturbation theory to solve the Floquet function and obtain the analytical solution of quasi-energy . We find that the dynamical localization can be built at the crossing point of quasi-energies for strong and moderate fields.

**Keywords** : Floquet state , quasi-energy , localized state , dynamical localization

**PACC** : 7320D , 7215R , 6320K

<sup>\*</sup> Project supported by the Doctoral Foundation of the Ministry of Education of China( Grant No. 96002703 ).