

点内电子 – 电子库仑作用会引起退相干么？*

江兆潭¹ 孙庆丰^{1,†} 谢心澄^{2,3} 王玉鹏^{1,3}

(1 中国科学院物理研究所和北京凝聚态物理国家实验室 北京 100080)

(2 美国俄克拉荷马州立大学物理系 俄克拉荷马州 74078)

(3 中国科学院国际量子结构中心 北京 100080)

摘要 利用一个开放的多端 Aharonov – Bohm (AB) 装置研究了存在点内库仑作用时,电子通过量子点时的相干性. 作者发现点内库仑作用不会引起任何退相干效应,即电子隧穿通过量子点是完全相干的. 另外,作者还发现,在两端 AB 装置中,电导 AB 振荡的振幅非对称性来源于受限的结构和库仑作用两方面. 因此,不能把振幅的非对称性和退相干过程联系起来.

关键词 退相干,库仑作用,AB 效应

Do intradot electron-electron interactions induce dephasing ?

JIANG Zhao-Tan¹ SUN Qing-Feng^{1,†} XIE Xin-Cheng^{2,3} WANG Yu-Peng^{1,3}

(1 Beijing National Lab for Condensed Matter Physics and Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences Beijing 100080, China)

(2 Department of Physics, Oklahoma State University, Stillwater, Oklahoma 74078, USA)

(3 International Center for Quantum Structures, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract We investigate the degree of coherence of electronic transport through a quantum dot (QD) in the presence of an intradot electron-electron interaction by using an open multi-terminal Aharonov-Bohm (AB) set-up. We find that the intradot interaction does not induce any dephasing effect and the electron transport through the QD is fully coherent. We also observe that the asymmetric amplitude of the AB oscillation in the conductance through the two-terminal AB setup originates from the interplay between the confined structure and the electron-electron interaction. Thus, one can not associate a dephasing process with this asymmetric amplitude, as has been done in previous studies.

Key words dephasing, Coulomb interaction, AB effect

从物理的基础研究以及量子器件应用的角度来看,库仑作用能否破坏穿过介观系统(如量子点)的电子的相干性一直都是具有意义和挑战性的课题. 其中研究电子相干性的常用装置就是 Aharonov – Bohm (AB) 环. 人们利用在一个臂中嵌有单个量子点的 AB 环装置,从实验上证实,当量子点中不存在点内库仑作用时,电子隧穿通过量子点是完全相干的,而当量子点中存在点内库仑作用时,电子隧穿通过量子点至少是部分相干的^[1–3]. 同时,也有部分理论研究工作表明,点内库仑作用会导致电子

运输的部分退相干^[4–6]. 但是究竟有多少相干性被保留下来,即相干度有多大,仍未完全搞清. 因此,有必要对电子隧穿通过量子点的性质进行更加深入的研究.

另一方面,文献 [4–6] 还指出,部分退相干的原因是量子点中的电子自旋翻转过程. 该过程可以

* 国家自然科学基金(批准号 90303016, 10474125)资助项目;中国科学院和 US – DOE 资助项目

2004 – 08 – 11 收到初稿 2004 – 11 – 11 修回

† 通讯联系人. Email: sunqf@aphy.iphy.ac.cn

看作是,一个自旋向上的电子进入已经含有一个自旋向下电子的量子点,然后自旋向下的电子从量子点中出来^[4-6],从而使量子点中的自旋翻转.此时可以说,电子穿过量子点时在量子点中留下了痕迹,从而会导致退相干.为了澄清库仑作用引起退相干的问题,König和Gefen^[5]对单臂中嵌有一个量子点的两端AB装置的输运行为进行了分析.他们发现,与无库仑相互作用的情形相比,电导AB振荡的振幅会受到抑制,进一步他们又预言,由于退相干的影响,一阶电导振幅在电导共振峰附近会呈现非对称行为.后来,该预言又在实验上得到了证实,似乎更加说明点内库仑作用的确会引起退相干^[7].然而,上面这种简单的直观自旋翻转图像并不十分合理^[4-6],因为这仅考虑了一个电子的输运过程,而忽略了多个电子通过量子点的效应.

此外,摆在我们面前的另外一个疑问是:两端AB装置到底是不是研究退相干效应的一个合适的结构?因为在这种受限制的结构中,存在着大量的高阶反射和隧穿过程,AB振荡的振幅非对称性有可能起源于这种限制,而不是由退相干造成的.众所周知,由于这种限制,两端AB装置中存在相位锁定效应^[1,2,8,9],传输振幅的相位不能被测定,这就表明,两端AB装置有可能不适合研究退相干效应.鉴于上面的考虑,我们设计了一种开放的多端AB装置,它可以有效地抑制高阶反射和隧穿现象.利用该装置,我们研究了相干性问题,结果发现,点内的电子-电子库仑作用不会引起任何退相干,即电子隧穿通过量子点是完全相干的.另外,我们认为,在两端AB装置中,电导AB振荡的振幅非对称性是受限的结构和库仑作用两方面共同作用的结果.因此,不能把振幅的非对称性和退相干过程联系起来.这就澄清了点内库仑作用会导致隧穿通过量子点的电子退相干的误解.

图1是一个开放的多端AB装置,用来模拟实验结构^[1-3,7].4个额外电极连接到2个臂上,1个量子点嵌入下面的臂中.一般情况下,额外的电极会引起系统的退相干^[10].为了避免这种退相干,我们保持所有额外电极的电压都跟漏极的电压相同,并设为0.此时,电子只能从源极注入AB环,并从漏极和4个额外电极流出.由于电流可以从4个额外电极流走,所以强烈地抑制了高阶反射和隧穿过程,只有一阶隧穿过程起主导作用.

为了定量描述相位相干性,我们引入相干率 $r_T = T(\varepsilon) / [2\sqrt{T_{ref}T_d(\varepsilon)}]$,这里 $T(\varepsilon)$ 是从源极流向

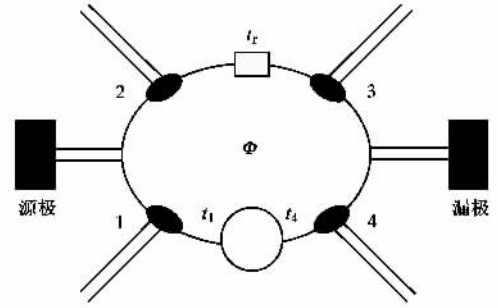


图1 开放多端AB装置示意图. AB环包括嵌入下臂的一个量子点和4个分别与额外电极耦合的点(1,2,3,4). t_1 和 t_4 分别表示点1和点4与量子点之间的耦合,而 t_r 代表点2和3之间的耦合. Φ 是穿过AB环的磁通]

漏极的传输几率 $\pi(\varepsilon)$ 的一阶AB振幅, $T_{ref} = |t_{ref}|^2$ 和 T_d 分别是穿过参考臂和量子点的传输几率,其中 $T_d = T_{co} + T_{in}$ 包含相干成分 $T_{co} = |t_{co}|^2$ 和不相干成分 T_{in} .如果只存在一阶隧穿过程,则 $T_1 = 2|t_{ref}t_{co}|$,相干率可化为

$$r_T = \frac{|t_{co}|}{\sqrt{|t_{co}|^2 + T_{in}}}, \quad (1)$$

显然,这时 r_T 可以直接反映相干程度.如果 $r_T = 1$,则表明电子是完全相干的,反之 $r_T = 0$,就说明是完全不相干的.注意,当高阶隧穿过程不能被忽略时(1)式将不再适用,此时 r_T 不反映相干程度.在本文中,我们设计了一个只有一阶隧穿过程起主导作用的多端开放AB装置,并研究它的相干率 r_T .

整个系统的哈密顿可表示为

$$H = H_0 + H_R + H_T. \quad (2)$$

其中 $H_0 = \sum_{\alpha k \sigma} \varepsilon_{\alpha k \sigma} c_{\alpha k \sigma}^+ c_{\alpha k \sigma}$ 描述了孤立的源极、漏极、和4个额外电极的哈密顿量($\alpha = s, d, 1, \dots, 4$).在紧束缚模型下,整个环(二臂和一个量子点)的哈密顿量可以表示为 $H_R = \sum_{\beta \sigma} \varepsilon_{\beta \sigma} d_{\beta \sigma}^+ d_{\beta \sigma} + U n_{d\uparrow} n_{d\downarrow} + \sum_{\sigma} (t_r e^{i\varphi} d_{2\sigma}^+ d_{3\sigma} + t_1 d_{1\sigma}^+ d_{d\sigma} + t_4 d_{4\sigma}^+ d_{d\sigma} + H. c.)$. AB环和电极之间的隧穿项为 $H_T = \sum_{\alpha \beta k \sigma} t_{\alpha \beta} c_{\alpha k \sigma}^+ d_{\beta \sigma} + \sum_{\gamma k \sigma} t_{\gamma \sigma} c_{\gamma k \sigma}^+ d_{\gamma \sigma} + H. c.$.应用非平衡格林函数方法,可求出源极流向漏极的电导^[11,12]

$$G \equiv \frac{dI_d}{dV_s} = \frac{-e}{\hbar} \sum_{n, m, \sigma} \text{Im} \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} \Gamma_{nm}^d \frac{d}{dV_s} [G_{nm}^< + 2f_d(\varepsilon)G_{nm}^r]. \quad (3)$$

为研究电子隧穿通过量子点时的相干性,我们数值求解系统的电导和相干率.在数值计算中,令通过

参考臂的隧穿很弱 ($t_r = 0.001$), 系统的温度很低 ($k_B T = 0.01$), 以及 $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = -\varepsilon_4 = 2$. 我们选择 $\Gamma_{11}^s \equiv \Gamma_{22}^s \equiv \Gamma_{33}^d \equiv \Gamma_{44}^d \equiv \Gamma^s \equiv \Gamma^d \equiv 10$ 作为能量单位. 令 $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma_{33} = \Gamma_{44} = \Gamma$ 这里 $\Gamma_{\gamma\gamma} = 2\pi \sum_k |t_{\gamma\gamma}|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\gamma k})$, 是描述 4 个额外电极和 AB 环之间的耦合强度. 显然, 随着 Γ 的增大, 旁路效应也越强, 一阶隧穿过程逐渐起主导作用. 并且当 $\Gamma \rightarrow \infty$ 时, 将只有一阶隧穿过程存在^[13].

首先研究自旋简并时的输运过程. 如图 2(a) 所示, 随着量子点内能级 ε_d 的变化, 总的线性电导 G 在 $\varepsilon_d = 0$ 和 $-U$ 处产生了 2 个库仑峰. 固定 ε_d , 改变穿过 AB 环的磁通 ϕ , 可以观察到电导 $G(\phi)$ 呈现以 2π 为周期的 AB 振荡 [图 2(b)]. 由于这种振荡是周期性振荡, 因此可以将电导展开为傅里叶级数

$$G(\phi) = G_0 + G_1 \cos(\phi + \varphi_1) + G_2 \cos(2\phi + \varphi_2) + \dots, \quad (4)$$

这里 G_1 是 AB 振荡的一阶振幅. 因为 t_r 足够小, 所以 $G_1 \propto t_r$. 当 AB 装置与单量子点 ($t_1 = t_4 = 0$) 或参考臂 ($t_r = 0$) 退耦合时, 可以得到隧穿通过参考臂 (G_{ref}) 或量子点 (G_d) 的电导, 这样我们就可以定义一个实验上可以测量的电导相干率 $r_C(\varepsilon_d) \equiv G_1 / (2G_{ref}G_d)$. 由于 $G_{1/ref/d} = \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} T_{1/ref/d}(\varepsilon) - \frac{dI(\varepsilon)}{d\varepsilon}$, 所以当低温极限 $T \rightarrow 0$ 时, 有 $r_C = r_T(\varepsilon_F)$. 在后面的研究中, 我们保持温度足够低, 使得 r_C 与 r_T 非常接近.

图 2(c) 至图 2(e) 显示了在不同库仑作用 U 下的相干率 r_C 、电导 G_d 和一阶振幅 G_1 随着量子点能级 ε_d 的变化. 可以看出, 不管库仑作用有多大, G_d 和 G_1 在 $\varepsilon_d = 0$ 处都会出现一个峰. 并且当 $U = 0$ 时, 峰是对称的, 当 $U \neq 0$ 时, 峰变为稍微非对称的. 现在我们着重研究系统的相干率. 首先, 在远离峰的共隧穿区, 对应 $U = 0$ 和 $U \neq 0$ 两种情况, 相干率都几乎等于 1, 这就表明在这个区域电子传输保持完全相干性. 另外, 在峰附近的共振隧穿区, 相干率大于 1. 这表明在共振隧穿区, 当 $\Gamma/\Gamma^{sd} = 5$ 时, 高阶反射和隧穿过程仍然大量存在和不能被忽略, 以致于 $r_T(r_C)$ 不能反映相干程度.

因此, 我们需要进一步对共振隧穿区的相干程度进行研究. 下面我们用两种方法来研究这个问题 (1) 随着 Γ/Γ^{sd} 的增大, 旁路效应被加强, 当 $\Gamma/$

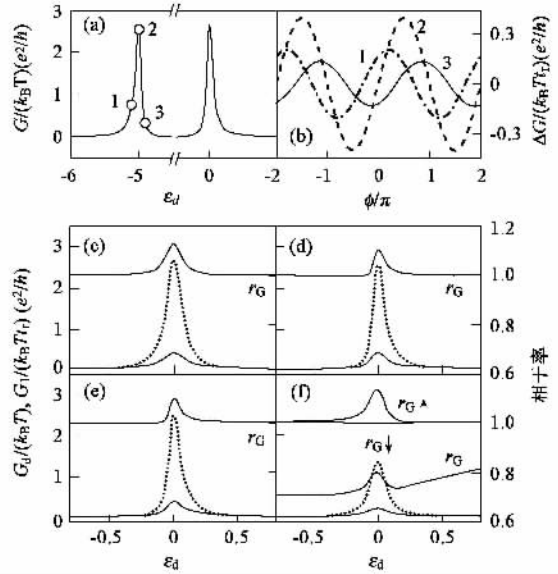


图 2 (a) 点内库仑作用 $U = 5$ 时总电导 G 随量子点能级 ε_d 的变化曲线 (b) 对应图 (a) 中三点的电导 $\Delta G \equiv G(\phi) - G_0$ 随磁通的变化曲线 (c-f) 流经量子点的电导 G_d (虚线), 一阶电导振幅 G_1 (实线), 和相干率 r_C 随 ε_d 的变化 [对应的参数分别为: (c) $U = 0, \Delta\varepsilon_d = 0$ (d) $U = 5, \Delta\varepsilon_d = 0$ (e) $U = \infty, \Delta\varepsilon_d = 0$ (f) $U = \infty, \Delta\varepsilon_d = 4$. 图 (f) 同时给出了 $r_{C\uparrow}$ 和 $r_{C\downarrow}$, 其中 $\varepsilon_{d\uparrow} = \varepsilon_d, \varepsilon_{d\downarrow} = \varepsilon_d + \Delta\varepsilon_d$. 其中 $\Delta\varepsilon_d$ 是磁场引起的量子点能级的塞曼分裂. (a-f) 中的其他参数为 $\Gamma/\Gamma^{sd} = 5, t_1 = t_4 = 1$]

$\Gamma^{sd} \rightarrow \infty$ 时, 高阶过程将完全消失, 仅剩下一阶过程. 在这个极限下, 我们发现 $r_T \rightarrow 1$, 而与 U 和 ε_d 的值无关. (2) 在有限的 Γ/Γ^{sd} 情况下, 尽管高阶过程和一阶过程都不可忽略, 但在计算过程中我们能区别它们. 因为一阶过程含有因子 $\Gamma^s \Gamma^d$, 而高阶过程含有因子 $(\Gamma^s)^2 \Gamma^d, \Gamma^s (\Gamma^d)^2$ 等. 所以我们在总的隧穿几率中取出一阶过程的贡献部分, 它们分别是 $T_1 = 2 |\Gamma_{12}^s \Gamma_{34}^d \tilde{G}_{41}^r \tilde{G}_{23}^a|, T_{ref} = \Gamma_{22}^s \Gamma_{33}^d |\tilde{G}_{32}^r|^2, T_d = \Gamma_{11}^s \Gamma_{44}^d |\tilde{G}_{41}^r|^2$, 然后, 我们发现一阶过程贡献的相干率 $r_T = T_1 / 2 \sqrt{T_{ref} T_d}$ 严格是 1, 并与 U, ε_d 和 Γ 的值无关. 所以, 上面两个结果中的任何一个, 都表明电子隧穿通过量子点是完全相干的, 点内电子-电子库仑相互作用不会引起任何退相干.

下面我们再来研究当系统从开放多端 AB 装置演化到两端 AB 装置时的 γ_d [图 3(a)(b)]. 当 $\Gamma/\Gamma^{sd} \rightarrow \infty$ 时, 装置是一个完全开放的体系, 对应的相干率 $r_T = 1$. 随着 Γ/Γ^{sd} 的减小, 在 $\varepsilon_d = 0$ 处会出现一个峰, 这个峰先逐渐升高, 然后随着 $\Gamma/\Gamma^{sd} \rightarrow 0$ 的进一步减小而逐渐降低. 最终会在 $\varepsilon_d = 0$ 形成一个谷, 并且谷底随着 $\Gamma/\Gamma^{sd} \rightarrow 0$ 会逐渐到达 0 值 (即

两端 AB 装置). 对两端装置来讲 $r_C < 1$ 甚至 $r_C \approx 0$ 并不表明退相干过程的发生. 例如, 在 $U = 0$ 的情况下, 电子通过量子点时是完全相干的, 然而在 $\varepsilon_d = 0$ 附近相干率 r_C 仍然近似为 0. 这清楚表明 r_C 的减小是由限制两端装置中的大量高阶反射和隧穿过程所引起的. 当 $U = \infty$ 时, 相干率 r_C 的行为跟 $U = 0$ 的情形相似. 他们仅有的差别是 $U = 0$ 时谷是对称的, 而在 $U = \infty$ 时, 谷是稍微非对称的. 同理, 也不能根据 $r_C < 1$ 或者 r_C 的非对称性来得出 $U = 0$ 时会导致退相干的结论. 这仅仅表明, 两端 AB 装置就像不适合研究传输振幅的相位一样, 它也不适合研究退相干效应^[1 2 8 9].

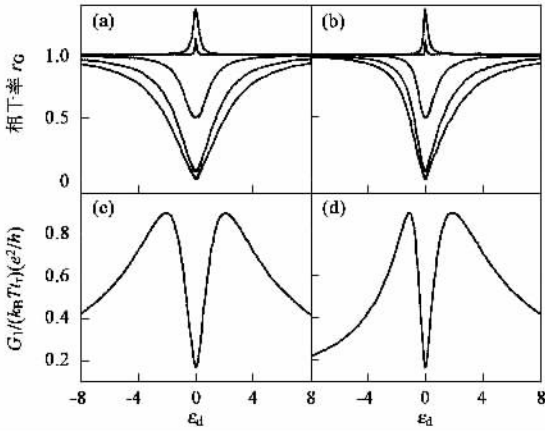


图3 (a b)为相干率 r_C 随着量子点能级 ε_d 的变化. 曲线从上向下对应的耦合强度 $\Gamma = 10, 50, 2, 0.5, 0.1$, 其中(a) $U = 0$, (b) $U = \infty$ (c d) 给出了在 $\Gamma = 0.5$ 时一阶电导振幅 G_1 随着 ε_d 的变化, 其中(c) $U = 0$, (d) $U = \infty$. 耦合系数 $t_1 = t_4 = 1$

进一步研究两端 AB 装置的振幅 G_1 也可得到相同的结论. 图3(c)和3(d)分别给出了 $U = 0$ 和 $U = \infty$ 时 G_1 随着 ε_d 的变化. 显然, G_1 在 $\varepsilon_d = 0$ 附近出现了两个峰, 并且当 $U = 0$ 时峰是对称的, 而 $U \neq \infty$ 时峰是非对称的. 这些行为与以前的理论和实验结果是一致的^[5, 7]. 但是, 我们强调, 这些结果(包括 $U \neq 0$ 时的非对称的峰)都是由于二端 AB 结构的限制性所引起的, 与退相干没关系.

最后研究给量子点施加一个磁场时电子的输运性质. 由于塞曼分裂, 所以有 $\varepsilon_{d\uparrow} \neq \varepsilon_{d\downarrow}$. 图2(f)给出了当 $\Delta\varepsilon_d = \varepsilon_{d\downarrow} - \varepsilon_{d\uparrow} = 4$ 和 $U = \infty$ 时 G_d, G_1 和 r_C 的变化. 从图可以看出, G_d 和 G_1 具有与零磁场时相同的行为, 差别在于峰的高度稍有降低. 然而, r_C 却明显地低于 1, 即使在 $\Gamma/\Gamma^{sd} \rightarrow \infty$ 时, r_C 仍然小于

1. 这是否意味着由于 U 和 B 的同时存在, 使得隧穿通过量子点的电子会部分退相干呢? 为说明这个问题, 我们考虑 $U = 0$ 和 $\Gamma/\Gamma^{sd} \rightarrow \infty$ 时的简单模型. 当 $U = 0$ 时, 穿过量子点的电子是完全相干的, 用 $t_{d\uparrow}$ 和 $t_{d\downarrow}$ 来描述自旋向上和向下电子的传输幅度, 假设参考臂的输运与自旋无关, 那么相干率约化为

$$r_T = \frac{T_1}{2\sqrt{T_d T_{ref}}} = \frac{|t_{d\uparrow} + t_{d\downarrow}|}{\sqrt{2(|t_{d\uparrow}|^2 + |t_{d\downarrow}|^2)}} \quad (5)$$

我们知道在磁场 $B \neq 0$ 时, $t_{d\uparrow}$ 一般不等于 $t_{d\downarrow}$, 从(5)式可以看出, 尽管输运是完全相干的, 但 $r_T < 1$. 由于相同的原因, 在 $U = \infty$ 时, 相干率 $r_C < 1$. 这就表明, 当 $B \neq 0$ 时, 不能根据 $r_C < 1$ 来判断系统的相干性. 因此必须进一步研究与自旋相关的相干率 $r_{C\uparrow}$ 和 $r_{C\downarrow}$ [其中 $r_{C\sigma} \equiv G_{1\sigma}/2G_{ref\sigma}G_{d\sigma}$], 这两个相干率都非常接近 1. 尤其是当 $\Gamma/\Gamma^{sd} \rightarrow \infty$ 时, $r_{T\uparrow}$ 和 $r_{T\downarrow}$ 都趋向于 1, 而与 U, B , 和 $\varepsilon_{d\sigma}$ 无关. 因此, 可以推知存在 U 和 B 时, 电子穿过量子点还是完全相干的.

我们利用一个开放的多端 AB 装置研究了隧穿通过相互作用量子点的电子的相干程度. 我们证实点内电子-电子库仑作用不会引起任何退相干. 进一步澄清两端 AB 结构线性电导的一阶 AB 振荡的振幅非对称性是来源于闭合结构的限制, 并不能反映部分退相干.

参 考 文 献

- [1] Hackenbroich G. Phys. Rep. ,2001 ,343 :463
- [2] Yacoby A et al. Phys. Rev. Lett. ,1995 ,74 :4047 ;Buks E et al. Phys. Rev. Lett. ,1996 ,77 :4664 ;Ji Y et al. Science ,2000 ,290 :779
- [3] Schuster R et al. Nature(London) ,1997 ,385 :417
- [4] Akera H. Phys. Rev. B ,1993 ,47 :6835 ;Jpn. J. Appl. Phys. ,1999 ,38 :384
- [5] König J et al. Phys. Rev. Lett. ,2001 ,86 :3855 ;Phys. Rev. B ,2002 ,65 :045316
- [6] Žitko R et al. Phys. Rev. B ,2003 ,68 :085313
- [7] Aikawa H et al. Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92 :176802
- [8] Gefen Y et al. Phys. Rev. Lett. ,1984 ,52 :129 ;Buttiker M. Phys. Rev. Lett. ,1986 ,57 :1761
- [9] Hackenbroich G et al. Phys. Rev. Lett. ,1996 ,76 :110 ;Phys. Rev. B ,1996 ,53 :16379 ;Yeyati A L et al. Phys. Rev. B ,1995 ,52 :R14360 ;Bruder G et al. Phys. Rev. Lett. ,1996 ,76 :114
- [10] Buttiker M. Phys. Rev. B ,1986 ,33 :3020
- [11] Meir Y et al. Phys. Rev. Lett. ,1992 ,68 :2512 ;Jauho A P et al. Phys. Rev. B ,1994 ,50 :5528
- [12] Groshev A et al. Phys. Rev. Lett. ,1991 ,66 :1082 ;Sun Q F et al. Phys. Rev. Lett. ,2003 ,90 :258301
- [13] Jiang Z T ,Sun Q F ,Xie X C et al. Phys. Rev. Lett. ,2004 ,93 :076802