

磁场下非对称 T 型量子波导的电子输运行为*

唐黎明 王玲玲 王宁 严敏

(湖南大学物理与微电子科学学院,长沙 410082)
(2007 年 4 月 9 日收到,2007 年 6 月 9 日收到修改稿)

运用模匹配方法和求解单电子薛定谔方程,来演示非对称 T 型磁量子结构的电子输运性质.结果表明,结构因子和磁势垒都能改变电子散射模数,电子输运谱因此变得复杂而丰富.散射区域出现了完全局域态和磁边缘态.在特定的结构参数和磁场强度下,能观测到宽谷、尖峰、共振透射和共振反射等电子输运现象,即可以通过调节磁场大小和结构参数来实现波矢过滤.

关键词:介观体系,电子输运,磁效应

PACC: 7335, 7200, 7560L

1. 引言

近年来,磁量子结构的电子输运性质受到人们广泛关注^[1-7].从 1993 年,Peeters 等提出磁台阶、磁垒、磁阱等磁量子结构概念以来^[8],磁量子点及反点^[9]、磁量子线^[10]、磁量子环^[11]、磁超晶格^[12]等多种磁量子结构的隧穿输运特性得到了研究.揭示了许多新的物理现象,如量子霍尔效应^[13]、磁超晶格中的共振劈裂效应和波矢过滤效应^[14,15]、磁电垒结构中的负微分电阻效应^[16]、周期性可调制磁场中的巨磁阻效应^[17]、双垒结构中的自旋-轨道耦合效应^[18]、磁耦合效应引起含结构缺陷多组分超晶格中的局域电子能级量子化^[19]等.理论上,通常把磁共振隧穿等输运现象归因于弹道量子干涉效应导致的局域态的影响^[20,21].

低维量子结构中的电子态、声子态及其相关输运性质的研究一直是凝聚态领域的重要研究课题^[22-30],T 型量子波导结构也被深入地研究了^[31,32].开放型 T 型量子结构通常是通过改变垂直通道和水平通道的横向宽度比来调制电子输运谱^[33],而垂直端封闭的 T 型量子波导则是通过改变侧面端子的长度和宽度来实现旁路控制电子输运^[34,35].两类 T 型量子结构的调制结构因子不同,但在一定的结构参数下,都能观察到共振透射和共振反射.受此启发,我们设计如图 1 所示结构,它由一

个垂直端封闭和一个垂直端开放的 T 型波导组成,构成了一个非对称 T 型磁量子结构.本文通过呈现不同特征条件下两个出射端的输运谱,详细地探讨了结构参数和磁场对输运性质的影响.这种结构的电子输运谱既不同于垂直端封闭的 T 型结构的输运谱,也有别于垂直端开放的 T 型结构的输运谱,它更灵敏地依赖结构参数和磁场强度.为了更清楚地理解共振隧穿和反射机理,我们也探讨了电子在散射区域的概率分布.通过以上研究来分析此类结构成为高灵敏的可控量子干涉器件的可能性.

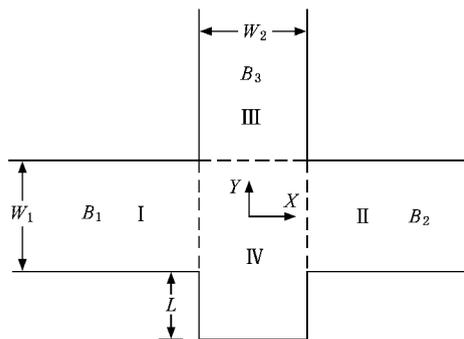


图 1 非对称 T 型量子波导结构

2. 理论模型和公式

考虑图 1 所示的材料为 GaAs 的量子波导:一条无限长宽度为 W_1 的水平量子线,一条半无限长宽

* 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号 20050532013)和国家自然科学基金重大研究计划(批准号 90606001)资助的课题.

度为 W_2 的量子线与之垂直,它们的连接区域 VI 为面积为 $(W_1 + L) \times W_2$ 的长方形结构. 区域 VI 将其余部分分为三个区域,假定各子区域 I, II, III 分别加上垂直均匀的磁场 B_1, B_2 和 B_3 , 散射区域 VI 不

加任何磁场,这样区域 VI 就形成一个磁受限腔. 为简单起见,取硬壁边界条件,每个区域的磁矢势取 Landau 规范:

$$A(x, y) = \begin{cases} (0, B_1(x + 0.5W_2)) = (-B_1y, 0) + \nabla B_1y(x + 0.5W_2), & \text{(I)} \\ (0, B_2(x - 0.5W_2)) = (-B_2y, 0) + \nabla B_2y(x - 0.5W_2), & \text{(II)} \\ (-B_3(y - 0.5W_1), 0) = (0, B_3x) - \nabla B_3x(y - 0.5W_1), & \text{(III)} \\ (0, 0). & \text{(IV)} \end{cases} \quad (1)$$

若电子从区域 I 的第 n 个模式入射,从区域 II, III 出射,根据规范变换并考虑到硬壁边界条件,区域 I, II, III 的波函数可分别写为

$$\begin{aligned} \Psi_n^I(x, y) &= e^{-i(B_1 e/\hbar c) \chi(x+0.5W_2)y} \\ &\times \left[e^{ik_n^{I(+)} \chi(x+0.5W_2)} \Phi_n^{I(+)}(\chi, y) \right. \\ &\left. + \sum_m r_{nm} e^{ik_m^{I(-)} \chi(x+0.5W_2)} \Phi_m^{I(-)}(\chi, y) \right], \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \Psi_n^{II}(x, y) &= e^{-i(B_2 e/\hbar c) \chi(x-0.5W_2)y} \\ &\times \left[\sum_m t_{nm} e^{ik_m^{II(+)} \chi(x-0.5W_2)} \Phi_m^{II(+)}(\chi, y) \right], \end{aligned} \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} \Psi_n^{III}(x, y) &= e^{i(B_3 e/\hbar c) \chi(y-0.5W_1)x} \\ &\times \left[\sum_m s_{nm} e^{ik_m^{III(+)} \chi(y-0.5W_1)} \Phi_m^{III(+)}(\chi, y) \right], \end{aligned} \quad (2c)$$

其中 e 为电子电量, $k_n^{I(\pm)} = \sqrt{k_F^2 - (n\pi/W_1)^2}$. 在散射区域 VI 必须考虑到所有的模,波函数为

$$\begin{aligned} \Psi_n^{VI}(x, y) &= \sum_j f_j(y) a_{jn} \sin(k'_j(x - 0.5W_2)) \\ &+ \sum_j f_j(y) b_{jn} \sin(k'_j(x + 0.5W_2)) \\ &+ \sum_j g_j(x) c_{jn} \sin(k''_j(y + 0.5W_1 + L)), \end{aligned} \quad (2d)$$

其中

$$f_j(y) = \sqrt{\frac{2}{W_1 + L}} \sin\left(\frac{j\pi}{W_1 + L}(y + 0.5W_1 + L)\right),$$

表示没有磁场时水平量子线中第 j 个模式的电子横向波函数; $g_j(x) = \sqrt{\frac{2}{W_2}} \sin\left(\frac{j\pi}{W_2}(x + 0.5W_2)\right)$, 表示没有磁场时垂直量子线中第 j 个模式的电子横向波

函数; 对于传播模,其波数 $k'_j = \sqrt{k_F^2 - (j\pi/(W_1 + L))^2}$ 和 $k''_j = \sqrt{k_F^2 - (j\pi/W_2)^2}$ 取实数,而对于衰减模,波数是虚数. 当有磁场时,区域 I, II, III 的电子横向波函数分别满足下列薛定谔方程:

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} + k_F^2 - \left(k_n^{I(\pm)} - \frac{eB_1y}{\hbar c} \right)^2 \right] \Phi_n^{I(\pm)}(\chi, y) = 0, \quad (3a)$$

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} + k_F^2 - \left(k_n^{II(\pm)} - \frac{eB_2y}{\hbar c} \right)^2 \right] \Phi_n^{II(\pm)}(\chi, y) = 0, \quad (3b)$$

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + k_F^2 - \left(k_n^{III(\pm)} - \frac{eB_3x}{\hbar c} \right)^2 \right] \Phi_n^{III(\pm)}(\chi, x) = 0, \quad (3c)$$

其中 k_F 是费米波矢. 我们可以把磁场效应看作附加的有效磁势,区域 I, II, III 的有效磁势可分别表示为

$$V_{\text{eff}}^I(y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(k_n^{I(\pm)} - \frac{eB_1y}{\hbar c} \right)^2, \quad (4a)$$

$$V_{\text{eff}}^{II}(y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(k_n^{II(\pm)} - \frac{eB_2y}{\hbar c} \right)^2, \quad (4b)$$

$$V_{\text{eff}}^{III}(x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(k_n^{III(\pm)} - \frac{eB_3x}{\hbar c} \right)^2, \quad (4c)$$

其中 $m^* = 0.067 m_e$ 为 GaAs 量子结构中单电子有效质量,费米能 $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m^*$. 取没有磁场时横向本征函数为基矢,把波函数按一系列正交完备集展开,得到扩展基. 对于给定的费米能量 E_F ,借助扩展基,能够获得本征波数、本征函数和区域 I, II, III 的第 j 个模的群速度 $\{V_n^{I(\pm)}\}, \{V_n^{II(\pm)}\}, \{V_n^{III(\pm)}\}$, 即

$$\begin{aligned} V_j^{I(\pm)} &= \frac{\hbar}{m^*} \int_0^{W_1} \Phi_j^{I(\pm)}(\chi, y) \left(k_j^{I(\pm)} - \frac{eB_1y}{\hbar c} \right) \\ &\times \Phi_j^{I(\pm)}(\chi, y) dy, \end{aligned} \quad (5a)$$

$$V_j^{\text{II}(\pm)} = \frac{\hbar}{m^*} \int_0^{W_1} \Phi_j^{\text{II}(\pm)}(\chi(y)) \left(k_j^{\text{II}(\pm)} - \frac{eB_2 y}{\hbar c} \right) \times \Phi_j^{\text{II}(\pm)}(\chi(y)) dy, \quad (5b)$$

$$V_j^{\text{III}(\pm)} = \frac{\hbar}{m^*} \int_0^{W_2} \Phi_j^{\text{III}(\pm)}(\chi(x)) \left(k_j^{\text{III}(\pm)} + \frac{eB_3 x}{\hbar c} \right) \times \Phi_j^{\text{III}(\pm)}(\chi(x)) dx, \quad (5c)$$

运用边界匹配技术,将这四个波函数及其导数分别在三个交界面上匹配起来,共得到 6 个方程,可以确定导出(2a)–(2d)式中的系数 $\{r_{nm}\}, \{t_{nm}\}, \{s_{nm}\}$. 这样,就可以获得从入射模 n 到出射模 j 的运输概率为 \tilde{t}_{jn} (区域 II), \tilde{s}_{jn} (区域 III) 和反射概率 \tilde{r}_{jn} (区域 I):

$$\tilde{r}_{nj} = \frac{V_j^{\text{I}(-)}}{V_n^{\text{I}(+)}} |r_{nj}|^2, \quad (6a)$$

$$\tilde{t}_{nj} = \frac{V_j^{\text{II}(+)}}{V_n^{\text{I}(+)}} |t_{nj}|^2, \quad (6b)$$

$$\tilde{s}_{nj} = \frac{V_j^{\text{III}(+)}}{V_n^{\text{I}(+)}} |s_{nj}|^2. \quad (6c)$$

运算中,考虑费米能下的所有传播态及费米能上面的有限个衰减态,取 35 个横向态,这时,其关系 $\sum_j (\tilde{t}_{nj} + \tilde{s}_{nj} + \tilde{r}_{nj}) = 1$ 保持得很好,精确到小数点后第六位. 总的运输概率分别为

$$T = \sum_{n=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} \tilde{t}_{nj}, \quad (7a)$$

$$S = \sum_{n=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_3} \tilde{s}_{nj}. \quad (7b)$$

这里, N_1, N_2, N_3 分别是区域 I, II, III 的传播态的数目. 温度为零时电导 G 可以根据 Landauer-Büttiker 公式^{36]}得到 $G_r = (2e^2/h)T$ 和 $G_s = (2e^2/h)S$.

电子的概率密度可以根据下式求出:

$$\rho(x, y) = \sum_{n=1}^N \frac{|\Psi_n(x, y)|^2}{k_n}. \quad (8)$$

3. 数值结果与分析

为了揭示结构因子 L 对非对称 T 型量子波导电子运输的影响,我们首先考虑零磁场下垂直通道的电子运输概率 S 和水平通道的电子运输概率 T 随结构因子 L 的变化情况. 从图 2 可知,当量子波导的垂直端和水平端的结构比例一定时($W_2/W_1 = 1$),两通道的电子运输概率随调制宽度 L 的增加而

变得更加复杂,这是因为入射态和散射态之间的耦合引起了散射区域中局域态的形成, L 的增大会导致散射区域形成更多的局域态(由图 3 可知),这些局域态会阻碍电子的运输,从而导致输运谷的出现,且峰谷结构更复杂;调制宽度 L 对水平方向的影响大于对垂直方向电子运输概率的影响. 从子图可以明显看出,当能量一定时,结构因子 L 对水平方向的影响程度约比对垂直方向的影响大一个数量级,且电子运输概率随调制宽度 L 并非单调变化,而是呈准周期性微小振荡;可以理解为水平调制 $k_x = n\pi/W_2$ 与垂直调制 $k_y = m\pi/(W_1 + L)$ 相互耦合,导致各个区间的模式量子化. 即由 $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ 得 $E = W_1 k_F/\pi = \sqrt{W_1^2 n^2/W_2^2 + W_1^2 m^2/(W_1 + L)^2}$, 对于特定的 E, W_1, W_2 , 由于模式 m, n 是量子化的, S 和 T 必然随 L 的变化呈周期性振荡结构.

共振现象与局域态相关联,图 3 描述了调整结构因子,散射区域 IV 电子的概率分布. 当入射费米能量为一定值 $E = 1.99$ 时(近似对应图 2 中的 a 曲线振荡谷的位置,此时只有最低阶模被激发),可以清楚地看到当结构因子 $L = 0, 10$ 和 100 nm, 电子的概率波函数在散射区域变化很大,从准局域态(图 3(a)), 只有垂直方向的底部边沿的波函数不为零,到更为复杂的峰谷结构(图 3(b))(c)); 进一步调节另一个结构因子 $W_2/W_1 = 0.6$, 波函数被完全局限在区域 IV, 出现完全局域态(图 3(d)). 即两种结构因子的共同调制,使得电子在散射区两个出射端概率为零,电子运输表现为共振反射,实现了波矢过滤.

从图 3(d)我们已经知道结构因子 W_2/W_1 能够改变电子态密度,为了进一步明晰它对电子运输的作用,我们在零磁场下,固定结构因子 $L = 10$ nm, 改变结构因子 W_2/W_1 , 得到运输概率 S 和 T 随费米波数 k_F 的变化规律如图 4 所示. 从图 4(a) 发现垂直量子通道 III 的透射输运谱有如下特点: 运输的阈值波数(即最低的传播通道打开时入射电子的费米波数 k_F) 随 W_2/W_1 的减小而增加,这是因为当 W_1 确定时,在通道 III 的电子最低传播态的能量由 W_2 确定,当 W_2 减小时其最低的传播态能量增加,故只有当入射电子的费米能增加时,才能打开这个通道;从图 4(b) 可以发现,水平通道的输运谱不同于垂直通道的输运谱. 首先,阈值波数并不随着 W_2 而变化,而直接由 W_1 确定;其次,对于同样的入射电子费米数 k_F , 运输概率 T 大于 S , 这表明电子在水平通道

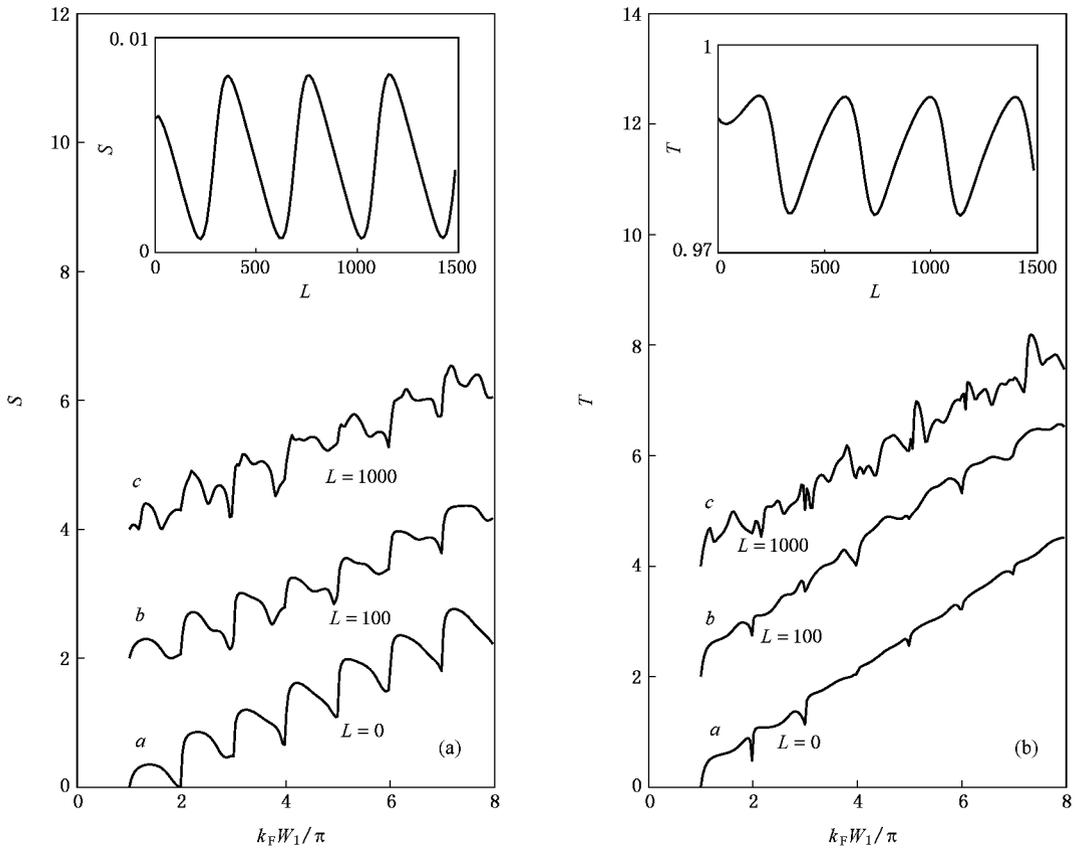


图2 零磁场时,调节结构因子 L 运输概率随费米波数 k_F 的变化 (a),(b)分别描述区域 III 和区域 II 中的运输概率 S 和 T ,曲线 $a-c$ 分别对应 $L=0, 10$ 和 $100(\text{nm})$, $W_1 = W_2 = 100 \text{ nm}$. 为清楚起见,相邻曲线向上移动 2 个单位. 子图取 $k_F W/\pi = 3.2$, $W_1 = 100$, $W_2 = 50 \text{ nm}$ 时运输概率随调制宽度 L 的变化

的运输是主要的.从图中曲线 b 和 c 中,可以观察到完整的电导平台,相应地,图 4(a)中曲线 b 和 c 的运输系数为零.这是由于 W_2 比较小,打开垂直通道的阈值能量较高,较低的入射费米能的电子无法散射进窄的垂直量子通道中,此时该结构可以看成为一水平量子波导.

我们知道,由于电子的波动行为,磁垒间无磁场的散射区对电子的隧穿起着非常重要的作用,但为了明晰磁场的作用,下面固定两类结构因子($L/W_1 = 0.5$, $W_2/W_1 = 1$)来聚焦磁场对电子运输的影响.首先考虑单磁垒的作用,如图 5 所示,加上磁场以后,电子运输谱发生了很大的变化,各区域磁场对各通道的运输概率影响很不一样.各通道运输峰在加上磁场后右移,加在 I 区域的磁场使两个通道都有了阈值能量,而加在 II 区域的磁场只使水平通道有了阈值能量,加在区域 III 的磁场只使垂直通道有了阈值能量.详细的计算表明当磁场强度增加时,运输的阈值能量增加.这些现象可以解释如下:磁场

的作用等效于在散射区域的各出口加上了一个磁垒,电子在散射区域经历多次散射,从而导致了运输谱中复杂的峰谷结构;当增加磁场时,结构中第一个子能级被提升了,导致了阈值波数的增加,相应地各运输峰向右移动.

图 6 给出了能量一定(入射费米能 $E = 1.99$),结构因子一定($L/W_1 = 0.1$, $W_2/W_1 = 1$),两通道的运输概率随区域 II 中磁场 B_2 和区域 III 中的磁场 B_3 的变化规律,其中实线、划线和点线分别代表区域 II 的透射概率 T 、区域 III 的透射概率 S 和总的反射概率 R . a_1-a_3, b_1-b_3 分别对应着施加单磁垒、双磁垒和三磁垒.从图 6(a)可以看出,当 B_2 大于 2.5 时,不管是单磁垒、双磁垒还是多磁垒,水平方向的运输概率都迅速降到零,也不再随磁场强度而改变,说明在磁场 B_2 的作用下通道 II 已经关闭,这归因于在通道 II 方向的磁垒对电子的散射,阻碍了电子在水平方向的传输;而在垂直通道 III 的电子运输概率 S 随磁场强度的增加呈复杂的变

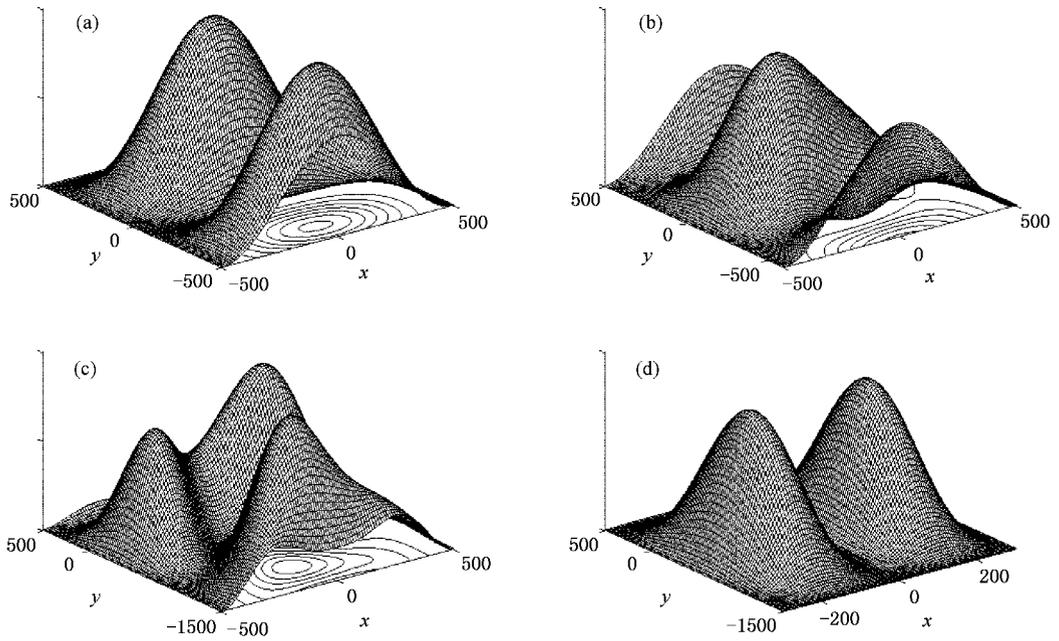


图 3 零磁场时,取入射费米能 $E = 1.99$ (a)–(c)分别对应 $L = 0, 10$ 和 100 nm, $W_1 = W_2 = 100$ nm (d)对应 $L = 100$ nm, $W_1 = 100, W_2 = 60$ nm 时,第一个模在散射区域 IV 的电子的概率分布

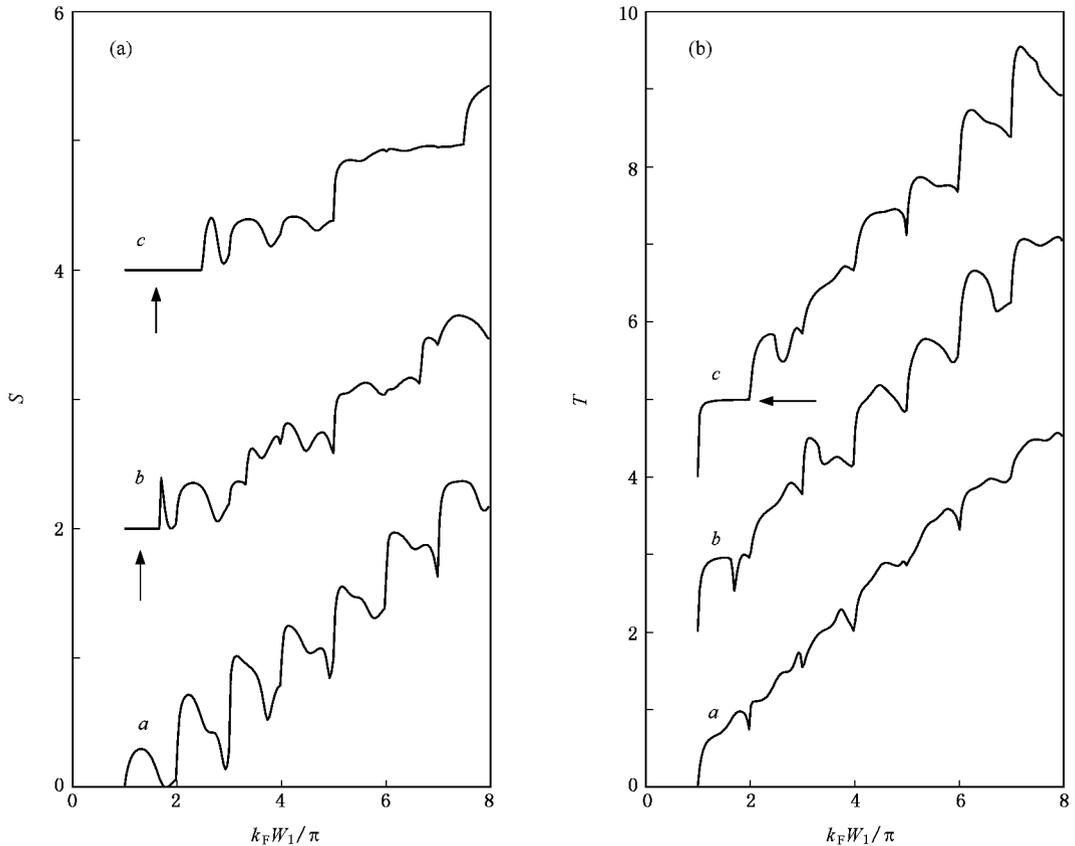


图 4 零磁场时,变化结构因子 W_2/W_1 , 运输概率 S 和 T 随费米波数 k_F 的变化曲线(曲线 a—c 分别对应 $W_2/W_1 = 1.0, 0.6, 0.4$, 这里取 $W_1 = 100, L = 10$ nm. 相邻曲线向上移动 2 个单位)

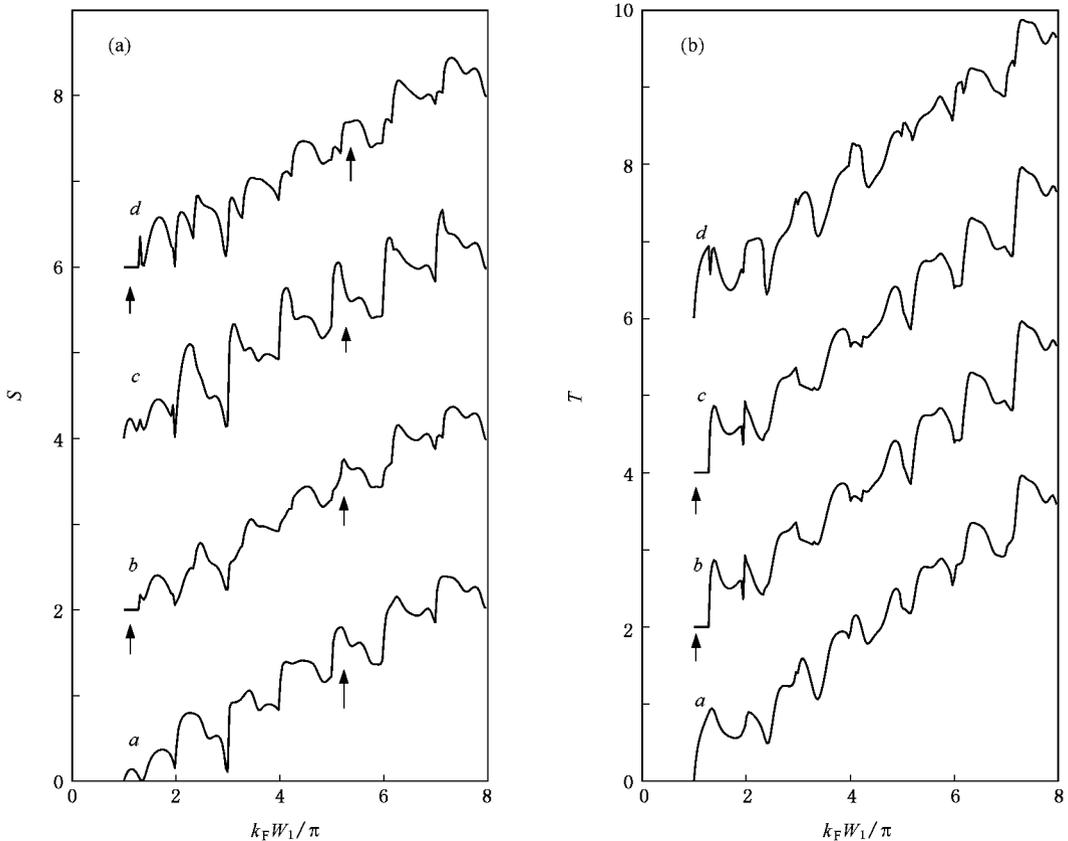


图5 运输概率 S 和 T 随 $k_F W_1 / \pi$ 的变化(曲线 $a-d$ 分别对应于 $L = 50 \text{ nm}$, $W_1 = W_2 = 100 \text{ nm}$, $a-d$ 分别对应没有磁场和某一个区域有磁场而其他区域没有磁场的情形,即 $(B_1, B_2, B_3) = (0, 0, 0)(1, 0, 0)(0, 1, 0)(0, 0, 1) \text{ T}$. 相邻曲线向上移动 2 个单位)

化规律,单垒和多垒的效果有显著的不同,如在 a_2 中我们观察到了共振反射(磁双垒),在 a_3 中却是共振透射(磁三垒),显然这取决于各通道的磁垒的综合效应,同时也有结构因子的影响.比较图 6(b)与图 6(a),发现磁场 B_3 对垂直通道方向输作用与 B_2 对水平方向的输运的作用类似,当磁场大到一定程度时,输运被截止;同样由于各通道的磁垒的综合效应能获得共振输运,实现了波矢过滤效果.

为了进一步说明磁场对电子输运的影响,图 7(a)–(d)分别演示了相同的结构参数和相同的入射费米能,散射区域在零磁垒、单磁垒、双磁垒和三磁垒时,电子的概率分布.我们知道,在量子线边缘附近,电子受限制势的影响,其能量会偏离 Landau 能级,又在磁场中受洛伦兹力的影响,电子靠近量子线的边缘运动,即形成所谓的磁边缘态.由于洛伦兹力垂直电子运动方向,电子的横向运动与纵向波矢 k 相关,磁边缘态的也会影响到散射区域的概率分布和边缘态.显然,图 7 中磁场散射区的概率分布和

边缘态随磁垒的多少而变化.从上述结果,我们知道电子的输运对各通道磁场的强弱和分布非常敏感,即可以通过改变各个通道的磁场的强弱形成各种势垒来方便地调制电子输运概率及电导.

4. 结 论

运用模匹配方法研究了非对称 T 型磁量子波导中的电子输运性质.增大 L 能使更多的模参与传播,导致输运谱中出现更加复杂的峰谷结构,与结构因子 W_2/W_1 共同作用,能够得到电子的完全局域态,此时电子在散射区两个出射端概率为零,电子输运表现为共振反射,实现了波矢过滤.在外加磁场下,磁场引起的洛伦兹力导致的磁边缘态效应,使两个输出端的输运概率有着相当大的差别.磁场的作用等效于在散射区域的各出口加上磁垒,导致输运谱中复杂的峰谷结构,在特定的磁场下,能观察到共振输运现象.总之,磁场的强弱以及结构参数对各通

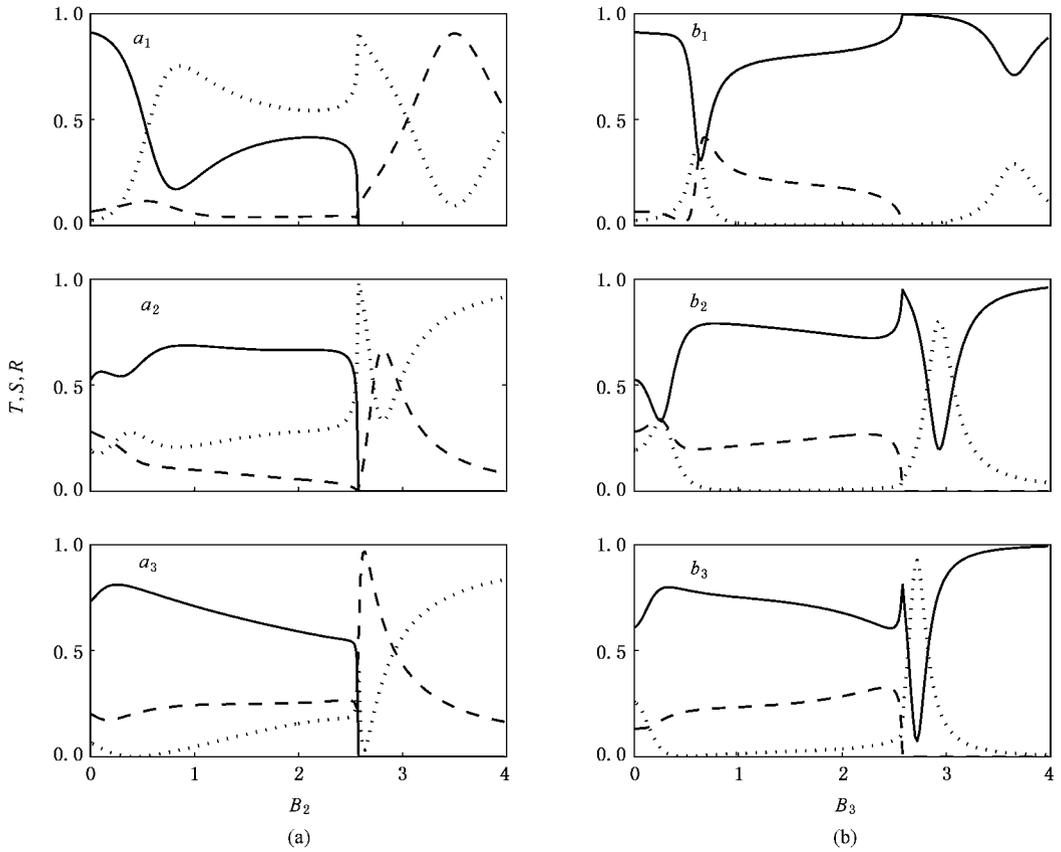


图 6 取入射费米能 $E = 1.99$ (a)(b) 分别对应各通道的输运概率率 S (点划线) R (点线) 和 T (实线) 随区域 II 中磁场 B_2 和区域 III 中磁场 B_3 的变化规律 ($a_1 - a_3$ 对应 $(B_1, B_3) = (0, 0), (0.5, 0), (0.5, 0.5) \Gamma$, $b_1 - b_3$ 对应 $(B_1, B_2) = (0, 0), (0.5, 0), (0.5, 0.5) \Gamma$. 这里, $W_1 = W_2 = 100, L = 10 \text{ nm}$)

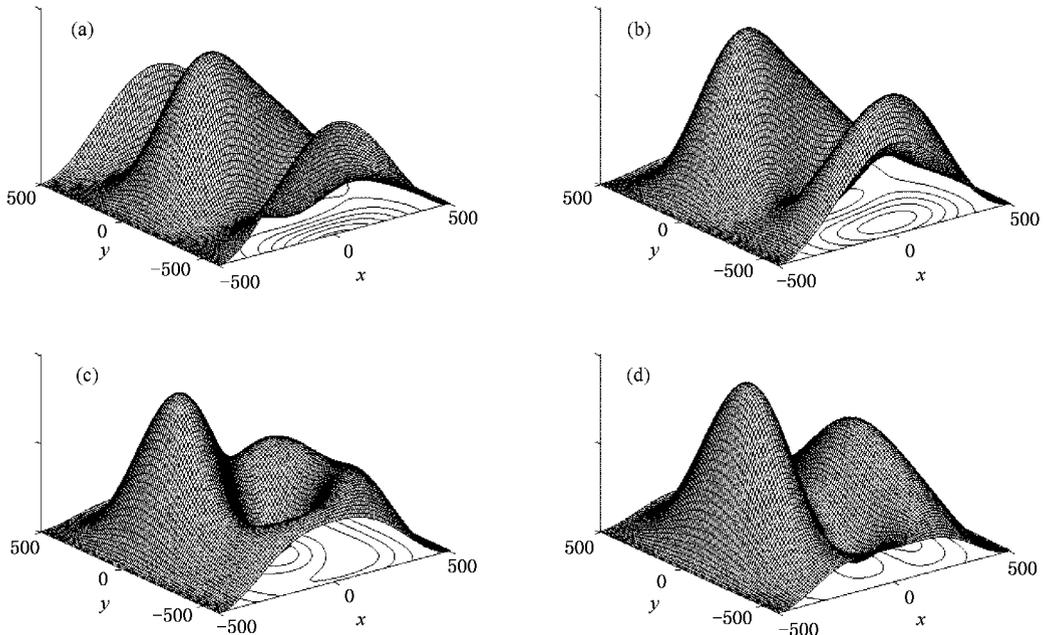


图 7 (a) - (d) 分别对应磁场的取值为 $(B_1, B_2, B_3) = (0, 0, 0), (0, 0.5, 0), (0.5, 0.5, 0), (0.5, 0.5, 0.5) \Gamma$, 第一个模在散射区域 IV 的电子的概率分布 (这里取入射费米能 $E = 1.99, L = 10 \text{ nm}, W_1 = W_2 = 100 \text{ nm}$)

道的运输概率的影响是显著的,通过调节磁场的大小和比例以及结构参数可实现对各通道运输概率的

人工控制;在特定的结构参数和磁场强度下,可以得到电子共振隧穿输运.

- [1] Müller J E 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 385
- [2] Carini J P, Londergan J T, Mullen K, Murdock D P 1993 *Phys. Rev. B* **48** 4503
- [3] Chklovskii D B 1995 *Phys. Rev. B* **51** 9895
- [4] Ji Z L, Sprung D W L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 8044
- [5] Gu B Y, Sheng W D, Wang X H, Wang J 1997 *Phys. Rev. B* **56** 13434
- [6] Sim H S, Ahn K H, Chang K J, Ihm G, Kim N, Lee S J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1501
- [7] Gu B Y, Lin Y K, Chuu D S 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 1013
- [8] Peeters F M, Matulis A 1993 *Phys. Rev. B* **48** 15166
- [9] Peeters F M, Matulis A, Ibrahim I S 1996 *Physica B* **227** 131
- [10] Governal M, Boese D 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3215
- [11] Zhang Y T, Guo Y, Li Y C 2005 *Phys. Rev. B* **72** 125334
- [12] Guo Y, Gu B L, Li Z Q, Zhu J L, Kawazoe Y 1998 *J. Phys. : Condens. Matter* **10** 1549
- [13] Suhalt R L, Wyld H W, Ravenhall D G 1990 *Phys. Rev. B* **41** 12760
- [14] Guo Y, Gu B L, Duan W H, Zhang Y 1997 *Phys. Rev. B* **55** 9314
- [15] Guo Y, Li Z Q, Gu B L, Sun Q, Yu J Z, Kawazoe Y 1998 *Eur. Phys. J. B* **3** 263
- [16] Guo Y, Zhai F, Gu B L, Kawazoe Y 2002 *Phys. Rev. B* **66** 45312
- [17] Yang X D, Wang R Z, Guo Y, Yang W, Yu D B, Wang B, Yan H 2004 *Phys. Rev. B* **70** 115303
- [18] Li W, Guo Y 2006 *Phys. Rev. B* **73** 205311
- [19] Wang X J, Wang L L, Huang W Q, Tang L M, Chen K Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3649 (in Chinese) [王新军、王玲玲、黄维清、唐黎明、陈克求 2006 物理学报 **55** 3649]
- [20] Palacios J J, Tejedor C 1993 *Phys. Rev. B* **48** 5386
- [21] Wang X H, Gu B Y, Yang G Z 1997 *Phys. Rev. B* **55** 9340
- [22] Gu B L, Duan W H, Xiong S Y, Guo Y J 1996 *Phys. Rev. B* **54** 16983
- [23] Tang L M, Wang Y, Wang D, Wang L L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 437 (in Chinese) [唐黎明、王 艳、王 丹、王玲玲 2007 物理学报 **56** 437]
- [24] Wang X J, Wang L L, Huang W Q, Tang T M, Zou B S, Chen K Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 437 (in Chinese) [王新军、王玲玲、黄维清、唐黎明、邹炳锁、陈克求 2007 物理学报 **56** 437]
- [25] Tang L M, Wang L L, Chen K Q, Huang W Q, Zou B S 2007 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **40** 1497
- [26] Qin J H, Guo Y, Chen X Y, Gu B L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2569 (in Chinese) [秦建华、郭 永、陈信义、顾秉林 2003 物理学报 **52** 2569]
- [27] Li W X, Chen K Q, Duan W H, Wu J, Gu B L 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 822
- [28] Huang W Q, Chen K Q, Shuai Z G, Wang L L, Hu W Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2330 (in Chinese) [黄维清、陈克求、帅志刚、王玲玲、胡望宇 2004 物理学报 **53** 2330]
- [29] Chen K Q, Li W X, Duan W H, Shuai Z G, Gu B L 2005 *Phys. Rev. B* **72** 45422
- [30] Huang W Q, Chen K Q, Shuai Z G, Wang L L, Hu W Y, Zou B S 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 93524
- [31] Li W X, Chen K Q, Duan W H, Wu J, Gu B L 2004 *J. Phys. : Condens. Matter* **16** 5049
- [32] Tang L M, Wang L L, Chen K Q, Huang W Q, Zou B S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 163505
- [33] Chen K Q, Gu B Y, Lin Y K, Chuu D S 1999 *Int. J. Mod. Phys. B* **13** 903
- [34] Avishai Y, Band Y B 1990 *Phys. Rev. B* **41** 3253
- [35] Gu B Y, Shi J R 1996 *Int. J. Mod. Phys. B* **10** 3583
- [36] Büttiker M 1988 *Phys. Rev. B* **38** 9375

Transport of electrons through an asymmetric T-shaped quantum waveguide in a magnetic field^{*}

Tang Li-Ming Wang Ling-Ling Wang Ning Yan Min

(School of Physics and Microelectronics Science , Hunan University , Changsha 410082 , China)

(Received 9 April 2007 ; revised manuscript received 9 June 2007)

Abstract

We investigate transport properties of electrons through an asymmetric T-shaped magnetic quantum structure by the mode-matching technique and solution of the single electron Schrödinger equation. The results show that the changes of structural factors and magnetic field affect the electron scattering behavior and result in various patterns of electron transmission. When different magnetic configurations and structural factors are used, the transmission exhibits various patterns such as wide valley, sharp peak, resonant reflection, resonant transmission, and so on. Our results show that one may control the transmission property to design interferential quantum devices by adjusting magnetic configurations and or structural parameters.

Keywords : mesoscopic systems , electronic transport , magnetic effects

PACC : 7335 , 7200 , 7560L

^{*} Project supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20050532013) and the Major Research plan of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 90606001).