

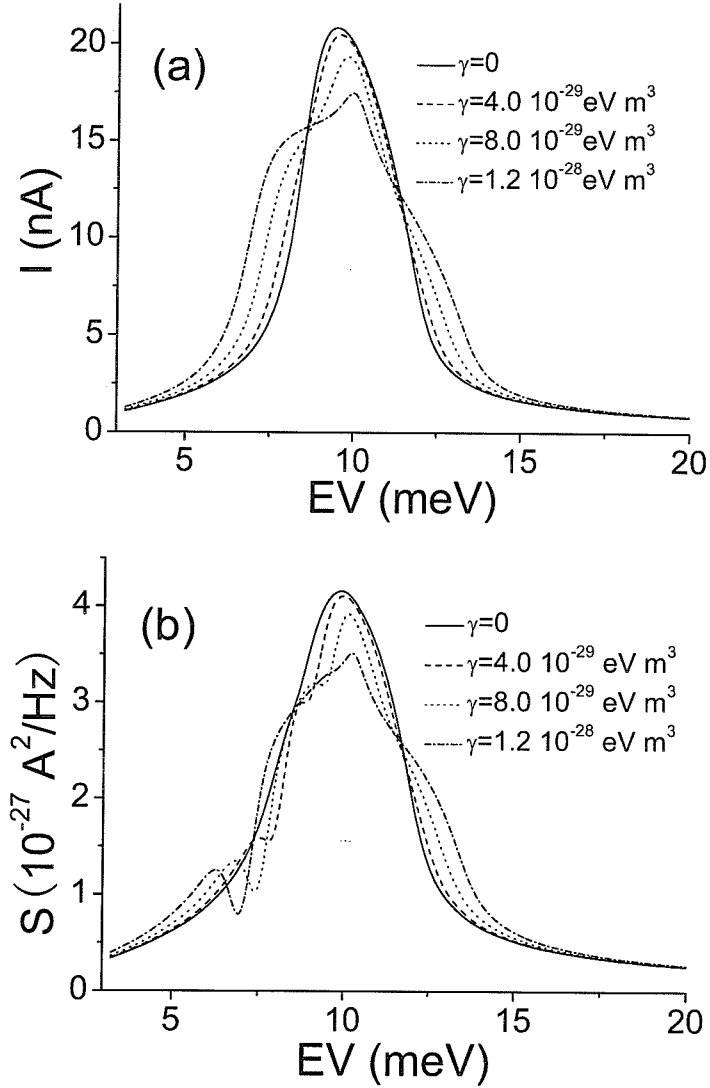


图 4.4 在不同 Dresselhaus 耦合强度 γ 下，电子隧穿通过对称双势垒结构的电流 I 和散粒噪声 S 随外加偏压 EV 的变化。图(a)对应电流，图(b)对应散粒噪声。

Dresselhaus 耦合强度 γ 的增大，电流峰和散粒噪声峰都逐渐降低；并且在非零的 γ 取值下，噪声曲线在随偏压增大的一侧有一个明显的凹陷低谷。这个曲线上的低谷使得 Fano 因子在这个低谷对应的偏压处达到一个极小值[参照图 4.5(a)]。为了与实验测得的结果直接对照，我们在图 4.5(b)中作了 S 关于 I 变化的曲线。在正微分电阻区域，在隧穿电流比较小时，散粒噪声沿着无关联电子

输运 Poisson 值 $2eI$ 变化；随着电流的增大，可以看到在 $\gamma \neq 0$ 时，散粒噪声被显著抑制。用 Fano 因子表征这一抑制的强度，在 $\gamma = 0$ 时，Fano 因子大于 $1/2$ ， $\gamma = 4.0 \times 10^{-29} \text{ eV m}^3$ 时，Fano 因子接近 $1/2$ ，当 $\gamma \geq 8.0 \times 10^{-29} \text{ eV m}^3$ 时，Fano 因子小于 $1/2$ 。

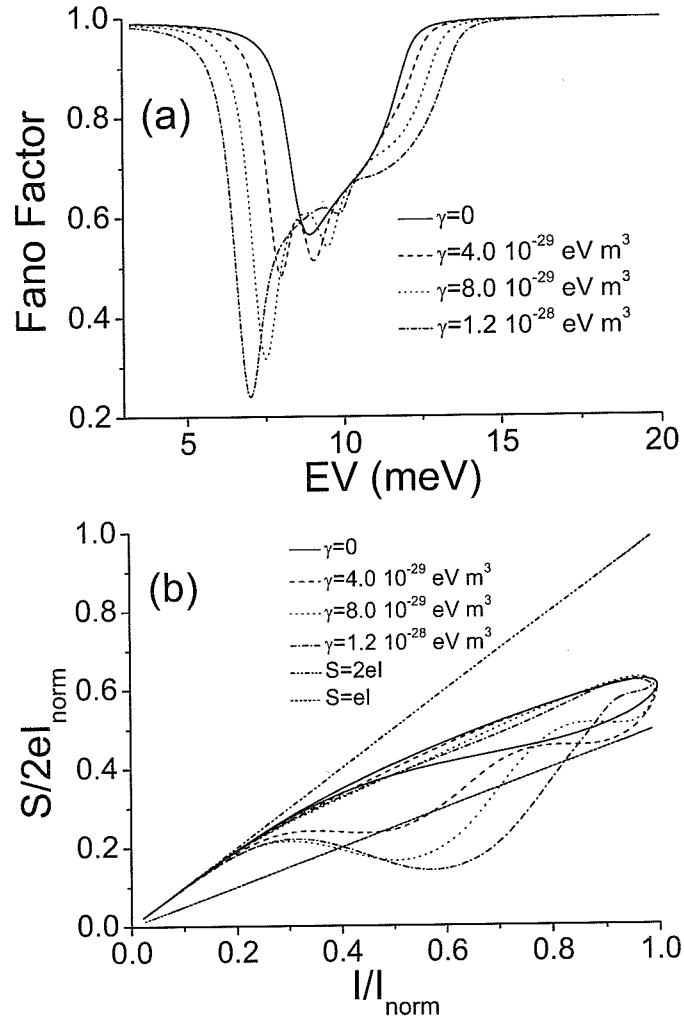


图 4.5 (a)在不同 Dresselhaus 耦合强度 γ 下，电子隧穿通过对称双势垒结构的 Fano 因子随外加偏压 EV 的变化；(b) $S/2eI_{\text{norm}}$ 关于 I/I_{norm} 的变化曲线，两条直线标出 Poisson 噪声值 ($2eI$) 和 $1/2$ Poisson 噪声值。 I_{norm} 为电流峰值。

对于负微分电导区域，库仑相互作用和电荷积累效应显著增强散粒噪声，并覆盖了自旋轨道耦合效应的影响^①。Iannaccone 等人研究了共振双垒结构负微分电导区域的散粒噪声，得到了大于 Poisson 值好几倍的散粒噪声结果^[5]。

物理上可以这样理解图 4.4 和 4.5 显示的结果。自旋轨道耦合作用的影响类似一个赝磁场，引起双势垒结构中来自旋简并的共振能级发生劈裂，不同自旋分量的电子波函数对电流和散粒噪声协同贡献。所以，在 $I-V$ 曲线中，电流峰在自旋轨道耦合作用下降低，并同时峰的两侧升高。存在自旋轨道耦合作用时，在同一个能量状态上，自旋“ $\uparrow$ ”的电子不仅排斥自旋“ $\uparrow$ ”的电子（依据 Pauli 不相容原理），同时也排斥自旋“ $\downarrow$ ”的电子。由此，计算得到的很强的噪声抑制是由在 Pauli 不相容原理和库仑排斥基础上不同自旋状态的电流束之间的排斥导致的。

1998年，Kuznetsov等人^[75]在垒厚和阱厚分别为 50 Å 和 150 Å 的 GaSb/AlSb/InAs/AlSb/GaSb 双势垒共振隧穿二极管中观测到以往理论很难解释的极强的噪声抑制（见图4.6）。从图4.6可以看出，在电流为负值的区域，散粒噪声在电流比较小时，沿着Poisson噪声（图中的 $2qI$ 虚线）变化，随着电流的增大，散粒噪声相比Poisson值显著减小，并且比1/2 Poisson值还小得多，曲线变化趋势和图4.5在 γ 很大时是很接近的。之后不久，Alkeev等人^[78, 79]在由两层厚 20 Å 的 AlAs 势垒中夹有一层 60 Å InGaAs 量子阱的异质结构中也观测到类似现象。这些材料都具有相当强的Dresselhaus自旋轨道耦合效应。考虑到两个实验的异质结厚度，前者的隧穿过程不是完全相干隧穿，而后者满足完全相干隧穿条件。在图4.4和4.5中，我们通过量子力学相干隧穿模型得到了Dresselhaus自旋轨道耦合效应显著增强散粒噪声抑制使Fano因子达到小于0.5量值的结论。相干隧穿模型和顺序隧穿模型的不同之处在于是否考虑非弹性散射、电荷积累效应和势阱中载流子数目涨落对隧穿过程的影响。值得注意的是，这些效应不会消除或改变自旋轨道耦合效应对散粒噪声的影响；而且，现有的文献显示，不管我们使用相干隧穿模型还是顺序隧穿模型，得到的Fano因子是完全一样的^[4, 83, 84]。所以，对于由Dresselhaus自旋轨道耦合效应引起的小于1/2 Poisson值的极强的噪声抑制，采用顺序隧穿模型应该得到与上述相干模型得到的一样的结果。

① 在正微分电导区域，从现有的用顺序隧穿或相干隧穿模型处理散粒噪声得到的结果来看，考虑电荷积累效应或库仑相互作用得到的散粒噪声与忽略库仑相互作用的结果几乎相同，所以，在这个区域库仑相互作用的影响很弱，我们忽略这一效应是合理的。

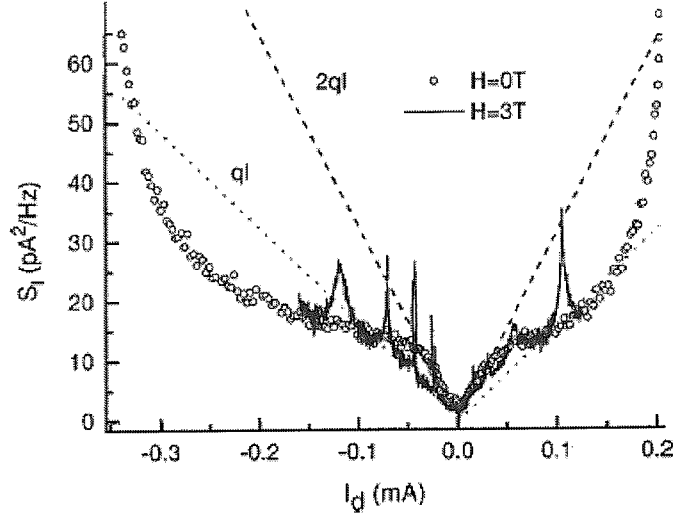


图 4.6 散粒噪声谱密度关于电流的变化，实验结果分别是在外磁场 $H = 0$ (圆圈) 和 $H = 3\text{T}$ (实线) 下测得的。两条直线分别标出散粒噪声 Poisson 值和 $1/2$ Poisson 值。 $H = 3\text{T}$ 曲线上的散粒噪声峰对应电子隧穿通过势阱中的 Landau 能级。 $I_d > 0$ 和 $I_d < 0$ 分别对应外加正向偏压和反向偏压。此图引自参考文献[75]。

在顺序隧穿极限，我们通过运用 Langevin 主方程方法证实了这一论断。通过 Langevin 主方程方法，我们可以得到在自旋轨道耦合影响下，零频散粒噪声谱 $S(0) = 2e \langle I \rangle [(\lambda_L + \lambda_R)(\Gamma_L^2 + \Gamma_R^2)] / (2\Gamma^2)$ ， $\lambda_{L,R} \propto 1 - (T_+ - T_-) / (T_+ + T_-)$ 。其中， T_+ 和 T_- 分别为自旋向上和自旋向下电子的透射概率。透射概率的自旋极化引起不同自旋取向的 Langevin 源函数之间的关联，因此，随着自旋轨道耦合的增强，散粒噪声的抑制也增强，并得到 Fano 因子小于 0.5 的结果。由此可以看出，通过顺序隧穿模型可以得到与相干隧穿模型一样的自旋轨道耦合增强噪声抑制的结果。

参考文献 [75] 测量了垒厚和阱厚分别为 $50 \text{ \AA}$ 和 $150 \text{ \AA}$ 的 GaSb/AlSb/InAs /AlSb/GaSb 双势垒共振隧穿二极管的电流散粒噪声，GaSb 和 InAs 材料的 Dresselhaus 自旋轨道耦合强度分别为 187 和 $130 \text{ eV \AA}^3$ ，根据材料参数计算，此双垒结构的垒高和阱深分别为 1000 meV 和 350 meV 。图 4.4 和 4.5 的数值计算选取自旋轨道耦合强度在整个双势垒区域相同，大小分别为 0 、 40 、 80 和 $120 \text{ eV \AA}^3$ ，垒厚和阱厚分别为 $50 \text{ \AA}$ 和 $30 \text{ \AA}$ 。关于不同区域自旋轨道耦合强度不

同的情形，我们也进行了数值计算，只要部分区域自旋轨道耦合很强，得到的结果与图4.4和4.5是一致的。由于实验双垒结构尺度不同，共振状态在阱中的能量位置不同，我们的数值结果电流和散粒噪声绝对值比实验中的小得多，这是由于我们数值计算的能量尺度比实验中的小得多，但自旋轨道耦合对系统的物理影响机制是相同的，我们得到的 $S-I$ 曲线形状与参考文献[75]中图2(即图4.6)一样。图4.4中的 $I-V$ 、 $S-V$ 曲线形状与文献中普遍得到的双势垒结构典型的似三角形一致，而且量级上与早先小能量尺度下实验测得的结果一致^[77]。

综合前面的讨论，我们认为实验上在双势垒结构中观测到的比1/2 Poisson值小得多的噪声抑制起源于强的自旋轨道耦合效应。

4.4 结构非对称性对散粒噪声的影响

我们用公式(4-15)数值计算了不同结构参数下非对称双势垒结构的散粒噪声。从图4.7中可以看出，相比于非对称双垒结构，对称双垒结构的散粒噪声抑制最强，Fano因子达到0.55(见图4.8)。这是由于对称双垒的共振透射最强，Pauli不相容原理使得噪声被抑制到接近1/2 Poisson值。而对于入射极垒厚比出射极垒厚大得多的情形(图4.7中的实心圆曲线)，散粒噪声达到饱和，即Poisson值。这是由于当入射极势垒很厚时，电子被极大的阻挡，穿透双垒结构的总透射概率很小，电子之间的关联最小，所以电子穿越势垒到达接收极的时间间隔满足Poisson分布，Fano因子接近1。对于出射极势垒比入射极势垒厚的非对称情形，隧穿透射概率介于前两者之间，散粒噪声的特征也介于前两者之间。

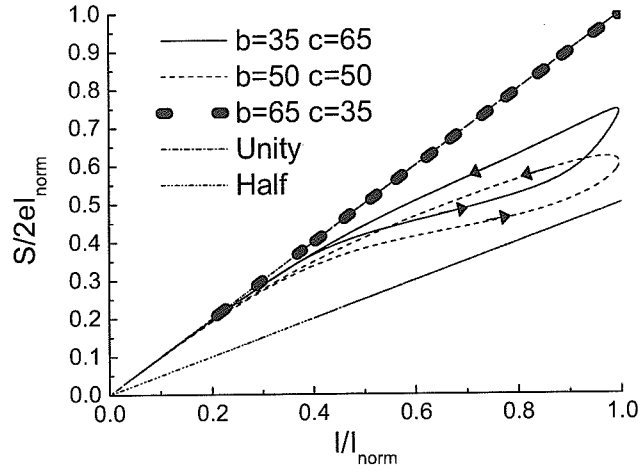


图4.7 不考虑自旋轨道耦合, 在不同结构参数下, 电子隧穿通过非对称双势垒结构的 $S/2eI_{norm}$ 关于 I/I_{norm} 的变化曲线, 两条直线标出Poisson噪声值 ($2eI$) 和 $1/2$ Poisson噪声值。结构参量 a , b , 和 c 的单位为 $\text{\AA}$, $a = 30 \text{ \AA}$ 。闭合曲线中的箭头标示出偏压增大的方向, 实心圆圈直线对应电流随偏压增大和减小的过程散粒噪声都沿Poisson噪声变化。

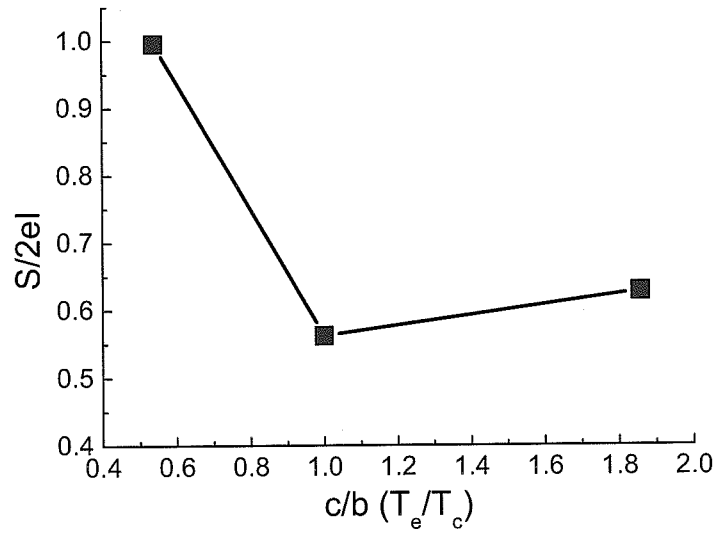


图4.8 Fano因子 $S/2eI$ 在三个不同结构参数下的取值。

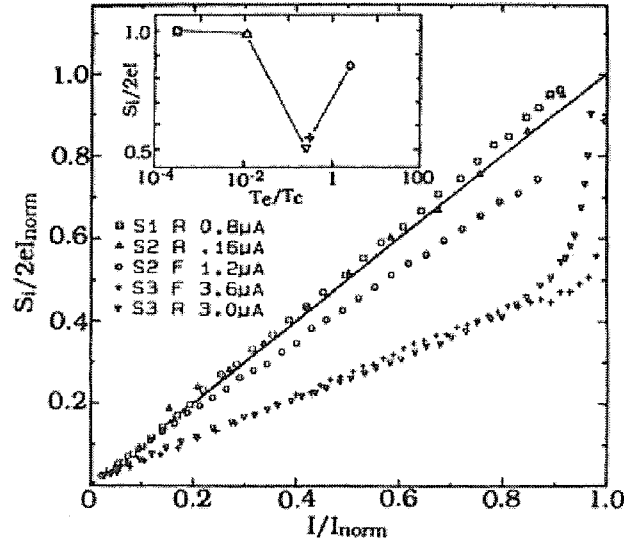


图4.9 几个不同结构的共振隧穿双垒二极管中测得的在正微分电阻区域 $S/2eI_{norm}$ 关于 I/I_{norm} 的变化曲线。 I_{norm} 是归一化因子，对应峰值电流。直线标出饱和散粒噪声，即散粒噪声Poisson值。嵌入的小图为 $S/2eI$ 在几个不同样品参数 T_e/T_c 下的测量值。此图引自参考文献[77]。

参考文献[77]实验上测量了结构非对称性对散粒噪声的影响，实验中的双垒结构为 $Al_{0.5}Ga_{0.5}As/GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ 异质结构，阱层(GaAs)和右垒($Al_{0.4}Ga_{0.6}As$)的厚度分别为56 Å和85 Å，三个样品左垒层($Al_{0.5}Ga_{0.5}As$)厚度分别为105 Å、85 Å和70 Å。根据材料参数分析，实验中双垒结构的垒高为350 Å，势阱带边与电极带边相同。这和我们数值计算的参数选取是非常接近的(参照上文和图4.7)，由于实验材料两个垒的高度有微小的差别，以及我们数值计算选取的参数与实验略有差别，我们得到的结果在绝对值上与实验有小出入，而结构非对称性对散粒噪声影响的定性结果是一致的。

为了更直接地看出散粒噪声特征和结构参数之间的关系，并与实验进行比较，我们在图4.8中画出了Fano因子在三个不同垒厚比值 c/b 的条件下的计算结果。通过与实验结果比较，图4.7中闭合曲线中电流增大的半弧在电流较大的区域与图4.9的各条曲线形状是大致接近的，在电流比较小时，电极费米能远离共振隧穿能量，散射对隧穿过程起一定作用，所以散粒噪声有一点偏离相干隧穿

模型得到的结果，图4.8中Fano因子随两垒宽度比的变化与图4.9中的插图定性上是一致的(图4.9插图中的坐标是两垒透射概率比值，图4.8的横坐标是两垒的宽度比，它们的数量级不同，但变化趋势是一致的，垒的厚度直接决定透射概率的大小)。在两垒宽度完全相同时，我们的计算结果得到Fano因子等于0.55，而不是严格1/2，这是由于在外加偏压下，两垒厚度相等的双势垒结构也不是完全对称的，大多数电子受Pauli不相容原理相互关联，但有一些电子之间仍是无关联传输的，这和实验上观测到的图4.9中的结果是一致的，这一结果比经典的理论^[4, 85]与实验符合得更好。

4.5 本章小结

在本章介绍的工作中，我们考虑了自旋相关的散射过程，运用发展的散射理论得到了在Dresselhaus自旋轨道耦合效应影响下共振隧穿双垒系统中散粒噪声的一般表达式，它可以用来计算任意多通道，多端口的相干输运导电装置在存在Dresselhaus自旋轨道耦合条件下的低频散粒噪声。以往不考虑自旋轨道耦合效应的结果可以通过这个表达式的特殊极限得到。这个表达式也可以推广到Rashba自旋轨道耦合和两种自旋轨道耦合共存的情形。存在自旋轨道耦合作用时，在同一个能量状态上，自旋“ $\uparrow$ ”的电子不仅排斥自旋“ $\uparrow$ ”的电子(依据Pauli不相容原理)，同时也排斥自旋“ $\downarrow$ ”的电子。实验上观测到的Fano因子比0.5小得多的极强的噪声抑制可以用Dresselhaus自旋轨道耦合效应的影响给予理论解释。我们还研究了结构非对称性对双垒系统散粒噪声的影响，得到了非对称性减小隧穿电流和散粒噪声，并增大Fano因子的结果，与实验观测符合得比较好。

第5章 稀磁半导体/半导体异质结构中的散粒噪声

我们研究了稀磁半导体/半导体异质结构中的散粒噪声特征，在稀磁材料中，当沿异质结构的生长方向外加一个磁场时，导带电子和局域磁矩电子之间的 $sp-d$ 交换相互作用使得不同自旋取向电子的运动显著不同。研究发现电子输运的散粒噪声具有极强的自旋依赖性，它不仅仅受到外加磁场和外加电场的调控，还与结构的空位构型密切相关。自旋向上和自旋向下电子的散粒噪声谱密度都随着磁场的增大被极大的抑制。散粒噪声Fano因子对由系统特征决定的透射概率的依赖比电导更敏感^[86]。

5.1 研究背景简介

最近一些年，半导体环境下与自旋有关的输运现象是自旋电子学中最重要课题之一，因为与自旋相关的效应是实现以自旋为信息载体的新功能器件的核心手段^[39, 87, 88]。锰掺杂的稀磁半导体材料是一种前景看好的功能材料，它把半导体的特性和稳定的磁性结合起来，从而很有可能用来实现自旋电子学器件^[89-96]。对于这种和其他掺杂形式的稀磁半导体材料的研究在理论和实验上都取得了很大进展。Sugakov和Yatskevich^[97]早期运用散射矩阵方法在理论上预言了平行于稀磁材料双垒结构界面的电场和磁场作用能够引起自旋的劈裂。本人所在课题组曾经在这种材料的自旋极化输运方面做了一些工作^[98]，揭示了电场效应、自旋依赖的共振增强和抑制效应、时间尺度上的自旋分离效应等现象。Béjar, Sánchez和Papp几个小组分析了类似的稀磁半导体/半导体结构中的自旋输运和自旋动力学特征^[99]。Papp等人^[99]研究了 $ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/Zn_{1-y}Mn_ySe/ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe$ 异质结构，发现在外电场和磁场同时存在时，自旋极化率可以达到100%。Zhang等人研究了铁磁体/半导体/铁磁体异质结中存在Rashba自旋轨道耦合作用时的散粒噪声，他们同时考虑了量子尺寸效应，自旋极化度和Rashba自旋轨道耦合作用，发现自旋极化电子的Fano因子随Rashba自旋轨道耦合常数和半导体层宽度的增加而振荡，并且自旋极化度越高，Fano因子越大。中科院半导体所李树深研究员等人^[94]在理论上运用递归方法研究了 $Cd_{1-x}Mn_xTe$ 稀磁半导体量子点在外加电场和磁场的共同影响

下的自旋极化输运现象,预言了在合适的结构参数下能够得到100%极化的电流。常凯研究员和Peeters对两层 $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ 中间间隔一层 $\text{Zn}_{0.9}\text{Mn}_{0.1}\text{Se}$ 窄垒的稀磁半导体双纳米线结构中的电子能量色散谱进行了研究,发现它具有自旋依赖特征,并且在外加电场的影响下显著变化^[100]。虽然研究者对这个体系的电流电导特性已有深入的研究,但关于其中与时间有关的散粒噪声的特性很少有触及。

对物理量随时间涨落的测量可以给出物理量的时间平均值所不能给出的信息。散粒噪声是由电荷量子性引起的非平衡电流涨落,通过它可以得到电导测量所不能得到的系统信息^[2],近年来,针对与自旋有关的噪声的研究逐渐引起人们的关注^[101-107]。关于与自旋有关的效应,散粒噪声还可以用来探测纠缠。通过在分束器的一个入射引线上引入自旋轨道耦合,电子的自旋极化和自旋纠缠可以通过散粒噪声实验探测到^[18, 108]。Brito和Egues还研究了自旋翻转散射过程对自旋分辨隧穿系统散粒噪声的贡献^[109]。李玉现等人研究了受Rashba自旋轨道耦合效应影响的准一维纳米线在外加磁场作用下的噪声特征^[110]。这些研究都显示,与自旋有关的系统中的散粒噪声都表现出极强的自旋依赖性,它对自旋电子学研究有重要意义。

我们的这项工作针对对称和非对称稀磁半导体/半导体异质结构在外加电场和磁场的共同影响下的散粒噪声进行了研究。研究结果显示,系统中的散粒噪声与电子的自旋取向直接关联,并且在不同电场、磁场和结构的影响下具有不同的特征。

5.2 理论方法

研究的对象为 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ 多层异质结构,在这种结构中,导带电子和Mn离子的局域磁矩电子通过 $sp-d$ 交换过程相互作用。图5.1画出了这个多层异质结构的能带结构。在分子场近似下,一个沿 z 轴方向(z 轴定义为异质结的生长方向)大小为 B 的外加磁场在两个顺磁层的作用可以用一个与自旋有关的势函数 $V_{\sigma_z} = -N_0\alpha\hat{\sigma}_z x_{\text{eff}} \langle S_z \rangle$ 描述。这里, $N_0\alpha$ 是电子 $sp-d$ 交换作用常数,它由Mn离子的浓度决定; σ_z 是沿磁场方向的电子自旋分量,等于 $\pm 1/2$; $x_{\text{eff}} = x(1-x)^{1/2}$ 是Mn离子的有效浓度, x 是它的真实浓度; $\langle S_z \rangle$ 是 Mn^{2+} 离子自旋 z 分量的热力学平均值,它由修正的5/2 Brillouin函数 $(5/2)B_{5/2}(5\mu_B B/k_B T_{\text{eff}})$ 给出, $T_{\text{eff}} = T + T_0$ 是有效温度, T_0 是 $T = 0$ K时 Mn-Mn

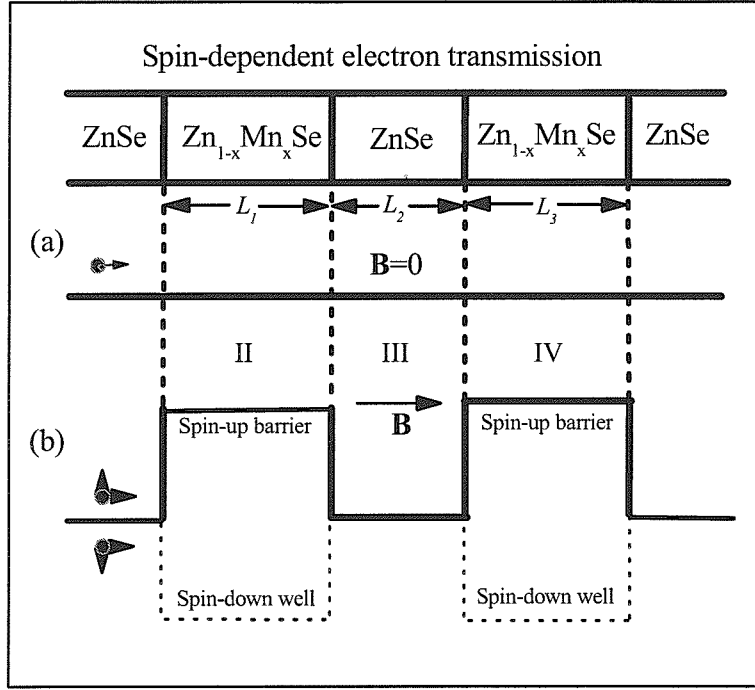


图5.1 ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe 多层结构和它的导带带边示意图。(a)在没有外加磁场的条件下，稀磁层的导带带边没有移动。(b)在一定外加磁场的作用下，对于自旋向上的电子，导带带边成为双势垒结构；对于自旋向下的电子，导带带边成为双势阱结构。

相互作用的强度。如果不考虑任何形式的电子散射，电子沿 z 轴的运动和在 $x-y$ 平面内的运动可以看作是相互独立的。对于异质结构， x 和 y 方向上没有约束势束缚，平面内的运动被量子化为能量 $E_n = (n+1/2)\hbar\omega_c$ 的 Landau 能级 (其中， $n=0,1,2,\dots$ ， $\omega_c = eB/m_e^*$ ，是回旋频率)。我们假设电子在整个异质结构具有相同的有效质量 m_e^* 。这样，电子的运动就可以约化为一个沿 z 轴的一维问题，即如下 Hamilton 量模型

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \nabla^2 + V_0(z) + V_{\sigma_z}(z) + V_s \quad (5-1)$$

这里 $V_0(z) = -eFz\Theta(z)\Theta(L_1 + L_2 + L_3 - z)$ ，是零磁场下的导带势函数， F 是外加电场的强度，我们假设它在整个异质结构区域分布均匀， $\Theta(z)$ 是阶跃函数， $0, L_1$ ，

$L_1 + L_2$, $L_1 + L_2 + L_3$ 是界面在 z 轴上的纵向坐标, $V_s = \frac{1}{2} g_s \mu_B \hat{\sigma}_z B$ 表示电子的 Zeeman 劈裂。

通过 Hamilton 量(5-1)的 Schrödinger 方程, 我们可以得到自旋依赖的电子波函数

$$\psi_\sigma(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}_{xy} \cdot \boldsymbol{\rho}) \begin{cases} \left(\sqrt{\frac{m^*}{\hbar k_{1\sigma}}} \exp(ik_{1\sigma} z) + r_\sigma \sqrt{\frac{m^*}{\hbar k_{1\sigma}}} \exp(-ik_{1\sigma} z) \right) & z < 0 \\ \left(A_\sigma^{II(III,IV)} \text{Ai}(-\chi_\sigma^{II(III,IV)}) + B_\sigma^{II(III,IV)} \text{Bi}(-\chi_\sigma^{II(III,IV)}) \right) & 0 \leq z < L_1 + L_2 + L_3 \\ \left(t_\sigma \sqrt{\frac{m^*}{\hbar k_{5\sigma}}} \exp(ik_{5\sigma} z) \right) & z \geq L_1 + L_2 + L_3 \end{cases} \quad (5-2)$$

其中, $\text{Ai}(z)$ 和 $\text{Bi}(z)$ 是 Airy 函数, $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$ 是电子的横向坐标, $\mathbf{k}_{xy}$ 是隧穿电子在 xy 平面内的波矢,

$$\begin{aligned} \chi_\sigma^{II} &= \left(\frac{2m^* eF}{\hbar^2} \right)^{1/3} (z + \eta_2) \quad \eta_2 = \left(\frac{1}{eF} \right) [E_z - V_{\sigma_z} - V_s] \\ \chi_\sigma^{III} &= \left(\frac{2m^* eF}{\hbar^2} \right)^{1/3} (z + \eta_3) \quad \eta_3 = \frac{E_z}{eF} \\ \chi_\sigma^{IV} &= \left(\frac{2m^* eF}{\hbar^2} \right)^{1/3} (z + \eta_4) \quad \eta_4 = \left(\frac{1}{eF} \right) [E_z - V_{\sigma_z} - V_s] \end{aligned} \quad (5-3)$$

电子在异质结构外的波矢 $k_1 = \sqrt{2m^* E_z} / \hbar$, $k_5 = \sqrt{2m^* [E_z + eF(L_1 + L_2 + L_3)]} / \hbar$, t_{σ_z} 和 r_{σ_z} 分别为不同自旋分量的透射和散射振幅, 可以用转移矩阵方法求得。

对自旋依赖的散粒噪声的讨论是在单电子近似和相干隧穿的理论框架下进行的, 并且我们只考虑 $T = 4.2$ K 下的零频散粒噪声。运用标准的散射矩阵方法^[2], 我们引入不同自旋分量电子的产生湮灭算符, $\hat{a}_{Ln\sigma_z}^\dagger(E)$ 和 $\hat{a}_{Ln\sigma_z}(E)$ 分别产生和湮灭自旋为 σ_z , 总能量为 E , 由左端电极第 n 个通道入射的电子, $\hat{b}_{Ln\sigma_z}^\dagger(E)$ 和 $\hat{b}_{Ln\sigma_z}(E)$ 为相应的出射电子的产生湮灭算符, 它们都满足反对易关系。连接样品不同散射状态的散射矩阵就可以表示为

$$\begin{pmatrix} \hat{b}_{Ln\sigma_z} \\ \hat{b}_{Rn\sigma_z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{n\sigma_z} & t'_{n\sigma_z} \\ t_{n\sigma_z} & r'_{n\sigma_z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a}_{Ln\sigma_z} \\ \hat{a}_{Rn\sigma_z} \end{pmatrix} \quad (5-4)$$

其中, $t'_{n\sigma_z} = t_{n\sigma_z}$, $r'_{n\sigma_z} = -t_{n\sigma_z} r_{n\sigma_z}^* / t_{n\sigma_z}^*$ 。通过端口 α 的不同自旋分量的电流算符

即为

$$\hat{I}_{\alpha\sigma_z}(t) = \frac{e}{2\pi\hbar} \sum_{\beta\gamma} \sum_{mn} \int dE dE' e^{i(E-E')t/\hbar} \hat{a}_{\beta m \sigma_z}^\dagger(E) A_{\beta\gamma}^{mn}(\alpha; E, E'; \sigma_z) \hat{a}_{\gamma n \sigma_z}(E') \quad (5-5)$$

矩阵

$$A_{\beta\gamma}^{mn}(\alpha; E, E'; \sigma_z) = \delta_{mn} \delta_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\gamma} - \sum_k s_{\alpha\beta; mk}^\dagger(E; \sigma_z) s_{\alpha\gamma; kn}(E'; \sigma_z) \quad (5-6)$$

这里, $\mathbf{s}$ 为表达式(5-4)中的散射矩阵。不同自旋分量的噪声谱定义为

$$S_{\alpha\beta\sigma_z}(t-t') \equiv \frac{1}{2} \langle \Delta \hat{I}_{\alpha\sigma_z}(t) \Delta \hat{I}_{\beta\sigma_z}(t') + \Delta \hat{I}_{\beta\sigma_z}(t') \Delta \hat{I}_{\alpha\sigma_z}(t) \rangle \quad (5-7)$$

对它进行Fourier变换, 就得到噪声频率谱

$$2\pi\delta(\omega+\omega') S_{\alpha\beta\sigma_z}(\omega) \equiv \langle \Delta \hat{I}_{\alpha\sigma_z}(\omega) \Delta \hat{I}_{\beta\sigma_z}(\omega') + \Delta \hat{I}_{\beta\sigma_z}(\omega') \Delta \hat{I}_{\alpha\sigma_z}(\omega) \rangle \quad (5-8)$$

在低频极限下, 自旋 σ_z 状态电子的散粒噪声谱密度表达式即为

$$S_{\sigma_z} = 2 \frac{e^2}{h} \int_0^\infty \{ [f_L(1-f_L) + f_R(1-f_R)] \sum_n T_{n\sigma_z} + (f_L - f_R)^2 \sum_n T_{n\sigma_z} (1 - T_{n\sigma_z}) \} dE \quad (5-9)$$

其中 $f_L(E) = f(E - eV - E_F)$, $f_R(E) = f(E - E_F)$, f 是费米分布函数, V 是加在系统上的偏压。第 n 个量子化Landau能级上的不同自旋分量电子的透射概率 $T_{n\sigma_z} = |t_{n\sigma_z}|^2$ 。公式(5-9)的前两项为热噪声的贡献, 第三项为散粒噪声谱密度。

5.3 数值结果与物理分析

下面, 我们运用公式(5-9)来研究电子隧穿通过对称和非对称稀磁半导体 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ 异质结中不同自旋分量电流的散粒噪声, 在这里假设两层 $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ 具有相同的 Mn 浓度。我们的数值计算选取如下参数值: $m^* = 0.16m_e$, $x = 0.05$, $N_0\alpha = 0.26 \text{ eV}$, $T_0 = 1.7 \text{ K}$, $V_0 = 0 \text{ meV}$, $E_f = 5 \text{ meV}$, $T = 4.2 \text{ K}$ 。

在图5.2中, 我们画出了在不同的外加磁场作用下, 电子隧穿通过对称 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Se}$ 多层结构不同自旋分量电子的电流、散粒噪声和Fano因子随外加偏压的变化。很容易看出, 这些物理量都强烈的依赖于隧穿电子的自旋取

向。图中也显示，散粒噪声的变化特征和电流类似，对于自旋向上和自旋向下的电子，散粒噪声的抑制都随磁场的增大显著增强。通过Zeeman相互作用和导带电子与局域磁矩电子之间的 $sp-d$ 交换作用，外加磁场增大了Hamiltonian中的

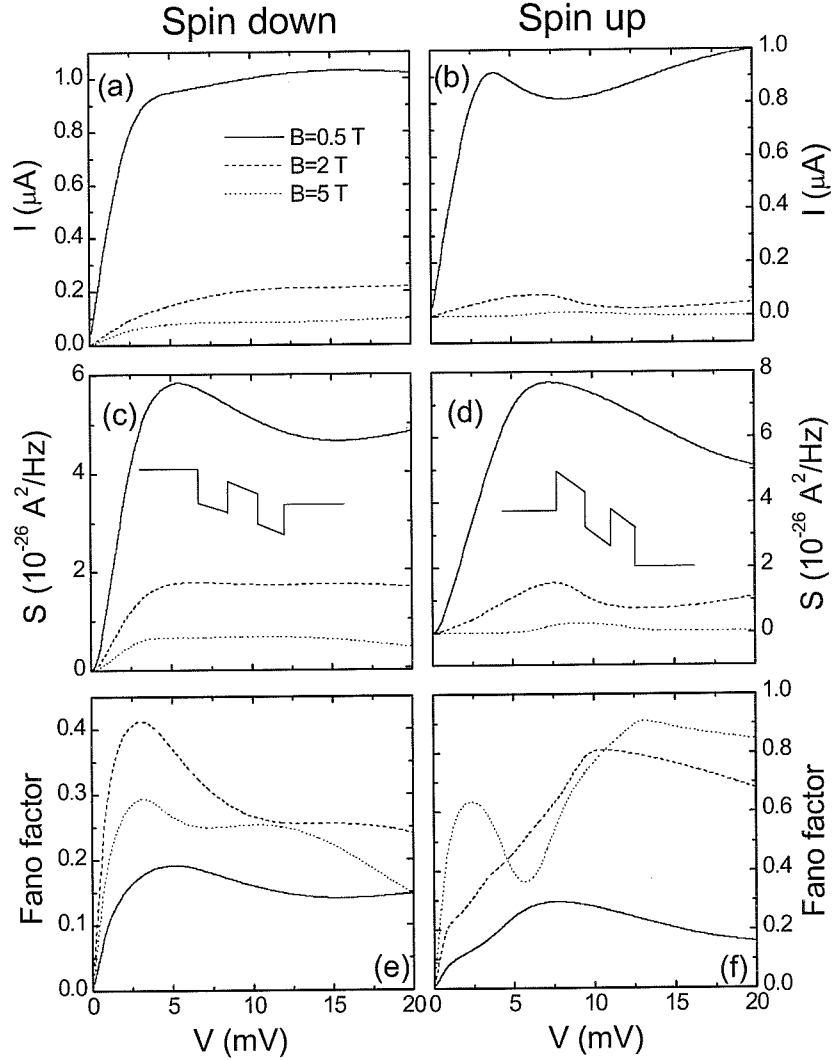


图5.2 在不同的外加磁场作用下，电子隧穿通过对称 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Se}$ 多层结构不同自旋分量电子的电流、散粒噪声和 Fano 因子随外加偏压的变化。 $L_1 = L_2 = L_3 = 10 \text{ nm}$ 。(c)和(d)中的插图分别为外加磁场作用下对于自旋向上和自旋向下电子的导带势形状。

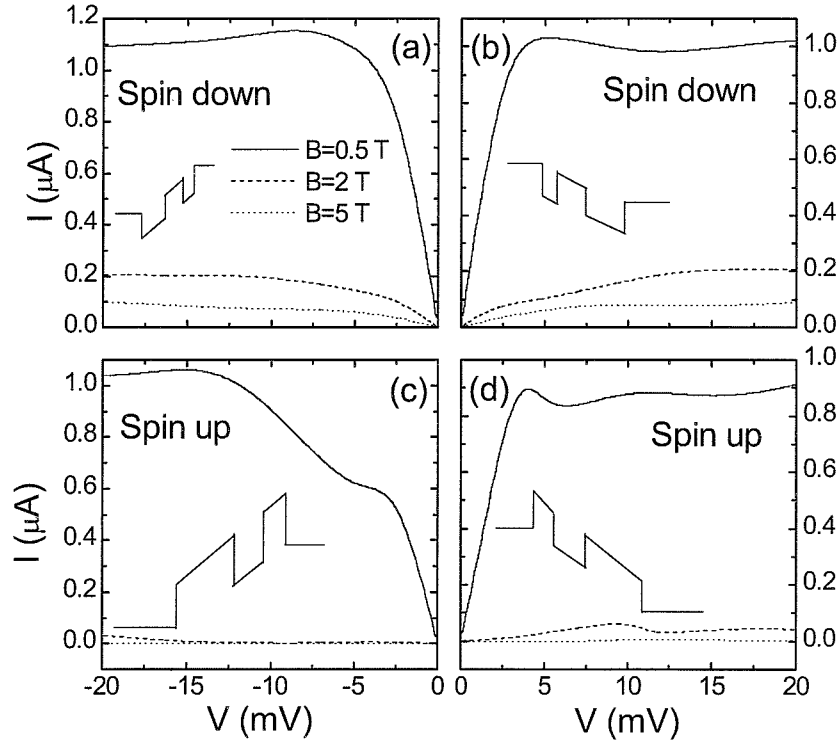


图5.3 在不同的外加磁场作用下，对异质结构分别施加正向偏压和反向偏压时，电子隧穿通过非对称 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Se}$ 多层结构不同自旋分量电子的电流随外加偏压的变化。 $L_1 = L_2 = 10 \text{ nm}$, $L_3 = 20 \text{ nm}$ 。插图分别为外加磁场作用下正向偏压和反向偏压下，对于自旋向上和自旋向下电子的导带势形状。

外势能项。当磁场很小时，对于任意自旋取向，隧穿过程都接近弹道输运，所以系统具有接近Ohm型的 $I-V$ 特征，散粒噪声的Fano因子为一个极小的值。随着外加磁场的增大， $B = 5 \text{ T}$ 时自旋向上的电子经过双垒结构就会发生很强的共振隧穿，电流散粒噪声的Fano因子在小于电流峰值电压的正微分电导区域呈现出一个极陡的谷，这个特征和半导体双垒异质结构是类似的。对于自旋向下的电子，随着两个阱深度的增加， $B = 2 \text{ T}$ 时的透射概率比 $B = 5 \text{ T}$ 时小，而Fano因子的变化趋势与透射概率相反。这是由于对于自旋向下的电子，双阱中的准束缚共振态在 $B = 5 \text{ T}$ 时向低能移动，从而使透射增强。

在零偏压下，由外加磁场引起的势场对于自旋向上的电子是一个双垒结构，对于自旋向下的电子是一个双阱结构。随着磁场的增大，对于自旋向上的电子，

顺磁层的势函数上移，对于自旋向下的电子，势函数下降。所以散粒噪声受势函数变化的影响，对不同自旋取向的电子显著不同，这一点也是容易理解的。

为了分析体系空间结构对散粒噪声的影响，我们在图5.3-5.5中画出了在不同的外加磁场作用下，电子隧穿通过非对称 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Se}$ 多层结构不同自旋分量电子的电流、散粒噪声和Fano因子随外加偏压的变化。图中的实线、虚线和点线分别对应 $B = 0.5, 2,$ 和 5 T 。以前的研究发现，在一定的正向偏压下，自旋向上的电子隧穿通过两个顺磁层宽度不同的非对称结构的共振透射达到最强；而在一定的负向偏压下，自旋向下的电子隧穿通过相同结构的共振透射达到最强^[98]。外加磁场、电场和体系空间结构会改变电子感受到的势场，从而导致透射的增强或减弱，也就影响到散粒噪声和Fano因子的行为。

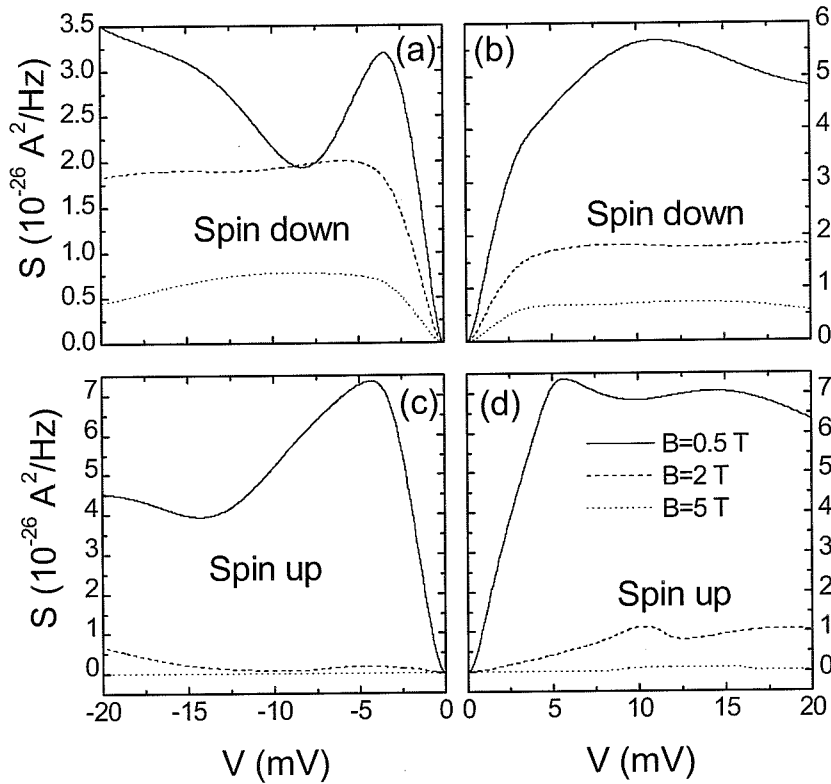


图5.4 在不同的外加磁场作用下，对异质结构分别加正向偏压和反向偏压时，电子隧穿通过非对称 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Se}$ 多层结构不同自旋分量电子的散粒噪声随外加偏压的变化。 $L_1 = L_2 = 10\text{ nm}$ ， $L_3 = 20\text{ nm}$ 。每幅子图的外势场形状都和图5.3中的一样。

通过比较图5.3-5.5和图5.2可以看出和对称结构相比, 由于非对称双阱结构的共振隧穿会增强^[98], 自旋向下电子的电流增强, 同时它的散粒噪声被显著抑制。对于所有外加磁场取值, 正向偏压下自旋向上电子的Fano因子比反向偏压下的的大, 这是由于前者条件下的共振隧穿更强。在正向偏压下, 自旋向上的电子的隧穿先经过较薄的势垒; 而在反向偏压下, 它先经过较厚的势垒。较厚的势垒对隧穿的阻挡更强, 所以先经过厚势垒的透射概率比先经过薄势垒的小得多, 后者的散粒噪声Fano因子因而更小。对于自旋向下的电子, 势场为非对称双阱形状(参照图5.3的插图), 阱越宽, 准束缚共振态出现在能量更低的位置, 并且能级之间的间隔更小, 所以非对称双阱的特征刚好和上文的非对称双垒的情形相反: 对于自旋向下的电子, 不论外加磁场的大小如何, 正向偏压下的散粒噪声Fano因子比反向偏压下的的大。对于自旋向下的电子, 更大的磁场使势阱的深度更大, 透射减弱, 所以Fano因子更小。由于 $B = 2\text{ T}$ 时的透射概率比 $B = 5\text{ T}$ 时的小, 所以前者的Fano因子更大。对于自旋向上的电子, 双垒结构的透射概率谱中包含多个共振峰, 这也反映在Fano因子的多谷形状上。随着磁场的增大, Fano因子呈现出更多的极小值谷。非对称双垒结构和双阱结构的隧穿机制具有相似性, 这也体现在它们电流和散粒噪声行为的相似性中。而且, 散粒噪声作为系统更高阶的物理量, 对势函数形状和结构对称性比时间平均的电流更敏感。

由于异质结构中间的 ZnSe 层的宽度对夹在两个垒/阱中的阱/垒内/上的(准)束缚共振态的分布有极大影响(“/”的左边对应自旋向上的电子, 它的右边对应自旋向下的电子), 散粒噪声的特征也相应地受到影响。在图5.6中, 我们给出了固定磁场下, 电子隧穿通过具有不同非磁层厚度的对称 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Se}$ 多层结构的散粒噪声结果。对于自旋向上的电子, 随着中间层厚度的增大, 中间阱中的共振态下移, 共振能级之间的间距变窄。因此, 散粒噪声的峰向低偏压端移动, 并且随着阱宽的继续增大, 一个峰演化为两个峰, Fano因子的极小值谷随着散粒噪声峰向低偏压端移动。随着共振状态的下移, 小偏压下的透射概率增大, Fano因子极小值因而减小。对于自旋向下的电子, 随着中间非磁层厚度的增大, 阱上的虚态共振变弱, 散粒噪声减小。对于自旋向上的电子, 散粒噪声峰出现在电流峰对应的偏压位置, Fano因子极小值谷出现在略小于电流峰值偏压的正微分电导位置, 这也是双垒结构散粒噪声的典型特征。对于自旋向下的电子, 散粒噪声极小值出现在电流峰对应的偏压处, 这时Fano因子也达到极小值。对于两种自旋取向, 最大的噪声抑制都出现在中间层厚度中等 $L_2 = 10\text{ nm}$

的结构中。

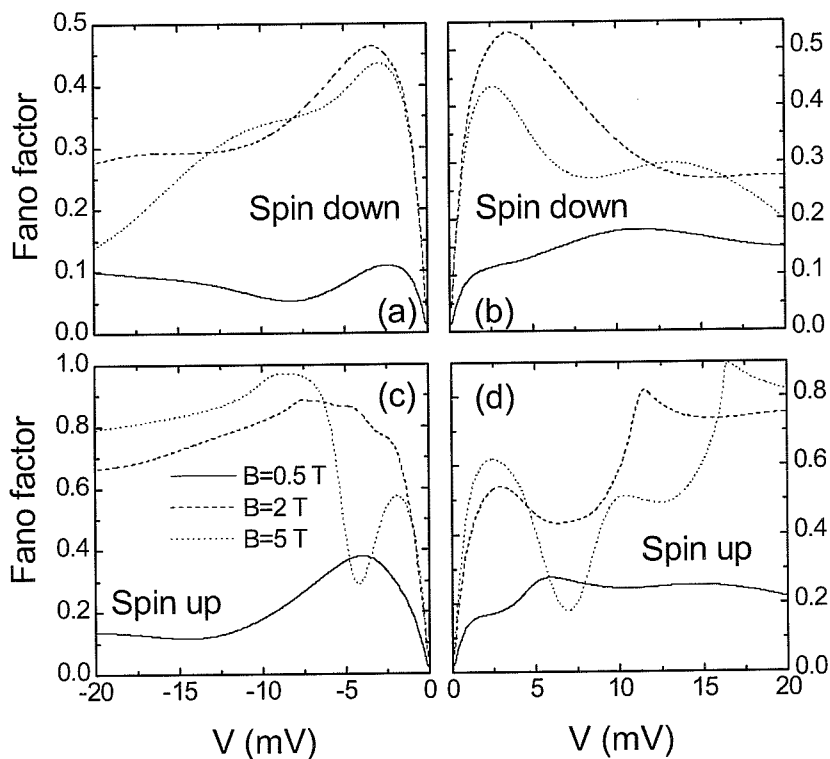


图5.5 在不同的外加磁场作用下,对异质结构分别加正向偏压和反向偏压时,电子隧穿非对称 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Se}$ 多层结构不同自旋分量电子散粒噪声的Fano因子随外加偏压的变化。每幅子图的外势场形状都和图5.3中的一样。 $L_1 = L_2 = 10$ nm, $L_3 = 20$ nm。

在固定偏压下变化外加磁场,可以得到散粒噪声抑制随磁场的变化,如图5.7所示。自旋向上和自旋向下电子的散粒噪声变化都和电流具有相同的趋势。随着磁场的增大,两种自旋取向电子的散粒噪声都呈指数衰减。当磁场大于1T时,几乎只有自旋向上分量的散粒噪声对总噪声有贡献。由于自旋向下电子的透射概率不随磁场的增大单调减小,它的Fano因子变化有起伏。在 B 的相当大的取值区间,自旋向上电子的Fano因子较大,自旋向上电子的Fano因子极小,这一结果的原因是在磁场比较强时,自旋向上电子的透射概率接近零,而自旋向下电子的透射概率需要在大得多的磁场下才接近零。

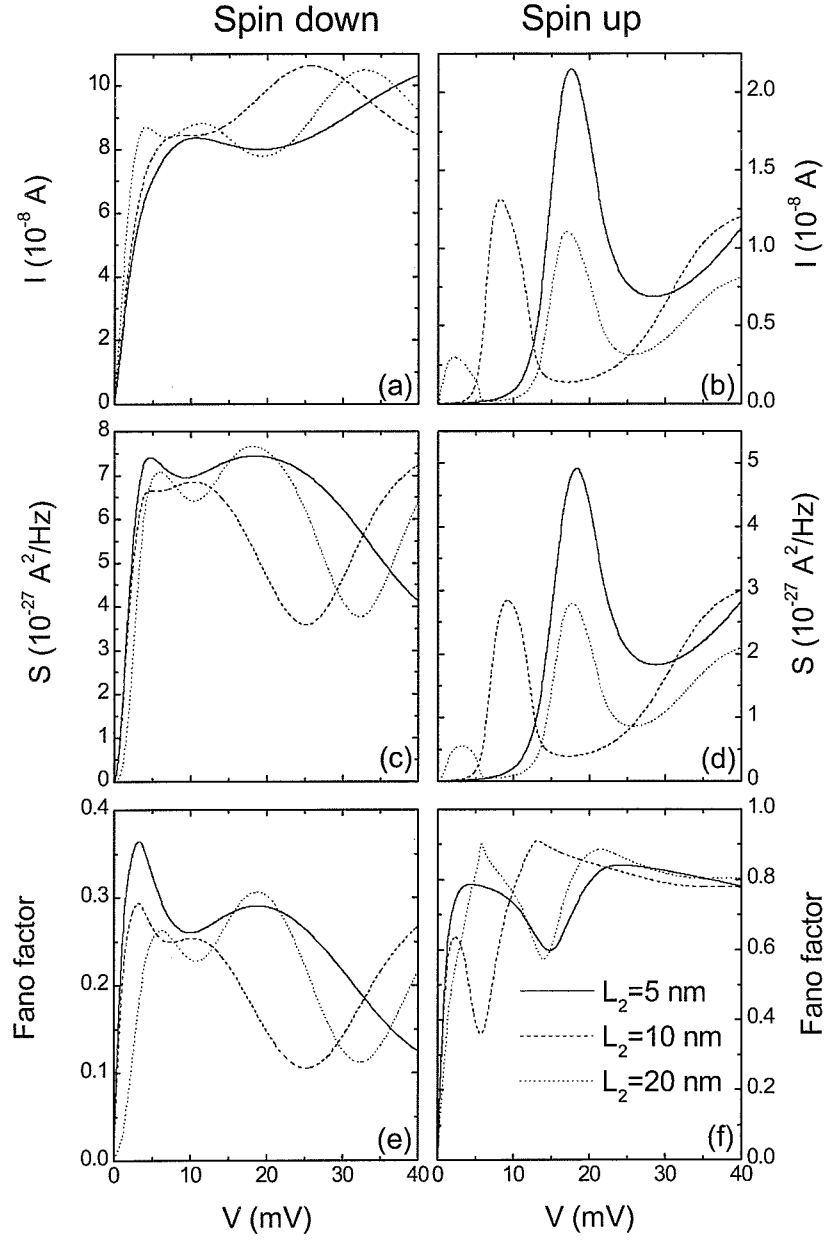


图5.6 在固定的外加磁场下选取不同的非磁层厚度，自旋向上和向下的电子隧穿通过对称 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Se}$ 多层结构的电流、散粒噪声、和Fano因子随外加偏压的变化。
 $L_1 = L_3 = 10$ nm, $B = 5$ T。

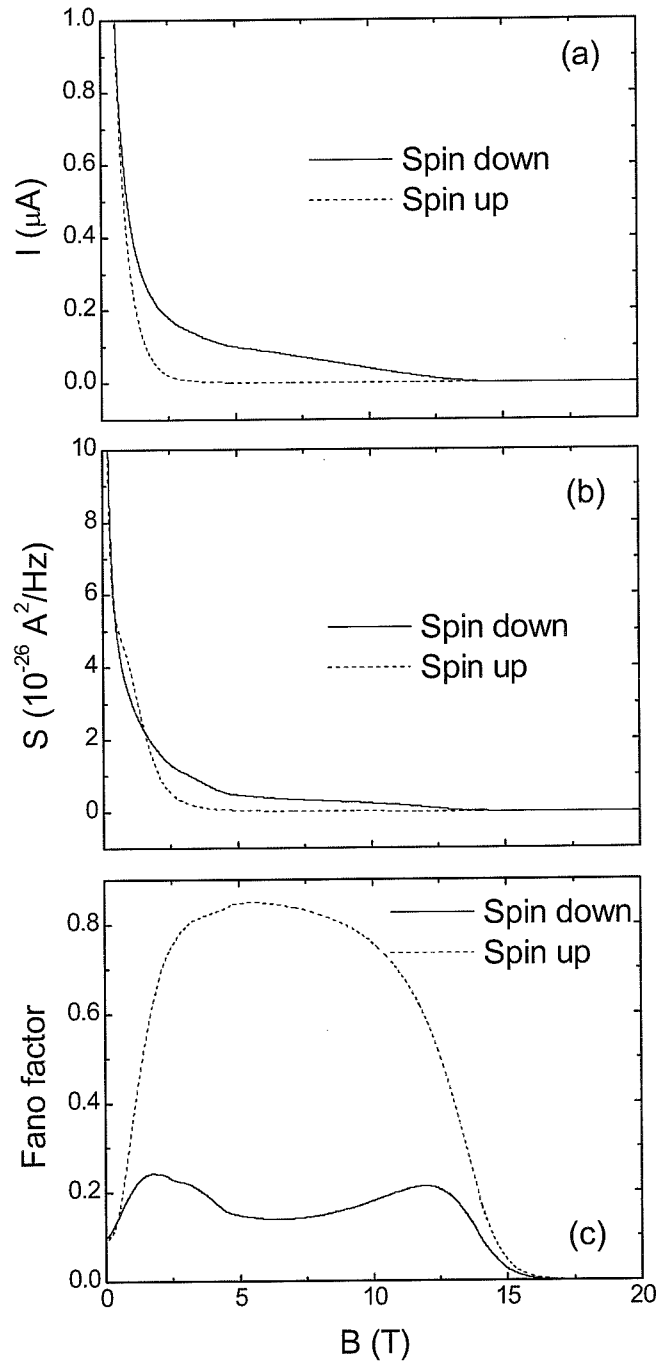


图5.7 在固定偏压下,自旋向上和向下的电子隧穿通过对称 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Se}$ 多层结构的电流、散粒噪声和Fano因子随外加磁场的变化。 $L_1 = L_2 = L_3 = 10 \text{ nm}$, $V = 20 \text{ mV}$ 。

5.4 本章小结

在本章的工作中，我们研究了稀磁半导体/半导体异质结构中的散粒噪声与系统空间结构、外加电场和磁场之间的关系。研究发现，不同自旋取向电子的散粒噪声显著不同，并且敏感的依赖于上述外加和内禀条件。由这些条件决定的透射特征显著影响散粒噪声和Fano因子的变化，并且通过散粒噪声表征的电流非平衡涨落对系统对称性和势函数构型的依赖比时间平均的电导更敏感。

第6章 磁调制二维电子气中的散粒噪声

我们研究了在Rashba自旋轨道耦合作用下,电子在受到一个铁磁金属条和一个Schottky金属条调制的二维电子气内运动的散粒噪声特征。研究发现,和电流相同,散粒噪声和Fano因子都具有相当大的自旋极化度,并且Rashba自旋轨道耦合会极大地增强这种极化度。散粒噪声Fano因子的极小值接近1/3,这是透射概率谱中无噪声的开放通道和Poisson噪声的闭合通道共同贡献的结果^[111]。

6.1 研究背景简介

在自旋电子学中,电子或者其他电荷载流子的传导将依其自旋(或磁)特性而有所不同,即所谓的自旋相关输运(spin-dependent transport)特性。借着结合半导体的特性,自旋电子学组件中的运作不再或不仅如一般半导体组件中借着偏压来控制,而是增加了电子自旋的控制参数,甚或磁的记忆性或非挥发性(nonvolatile)。近年来,磁调制量子结构成为人们重点的研究对象之一。研究者期望通过对磁调制量子结构中自旋极化输运现象的研究,寻找实现自旋注入的新途径。

随着高密度小尺度器件发展的需要,运用载流子自旋自由度在器件中实现信息传输等功能的自旋电子学已经成为一个活跃的新兴的领域^[32, 87, 94, 112-126]。关于自旋注入和自旋极化输运的许多理论已经应用到基于自旋的复合结构器件开发和材料特性的基础物理研究中。研究者期望通过在二维电子气上施加磁垒调制实现自旋极化输运。磁势垒可以通过在异质结构表面沉积一层铁磁条或超导条产生。运用磁场对势结构进行调制一个很大的好处是对它的调控可以非常灵活^[127]。磁势垒系统与使用更多的电势垒有很大不同,前者的隧穿过程是一个二维问题,而后者的隧穿过程可以约化为一个一维问题。对于磁垒结构,透射强度不光依赖于入射电子的能量,还依赖于电子的入射方向。自旋向上电子和自旋向下电子隧穿通过一组磁垒加电垒时的透射概率不同,所以能够产生自旋极化电流,自旋的取向沿与入射方向相垂直的方向^[128]。

近二十几年来,磁调制量子结构物理无论在理论还是在实验上均得到了人们极大的关注。自从Dubrovin和Novikov^[129]以及后来的Vil'ns和Entin^[130]提出

磁调制量子结构的概念以来,理论上人们陆续提出了各类磁调制量子结构,其中包括磁垒、磁阱、磁台阶^[131]、磁量子点及反点^[132]、磁量子线^[133]、磁量子环^[134]、周期超晶格^[135]等。起初实验上实现二维电子气的磁调制进展较慢,但随着分子束外延技术和现代刻蚀技术的发展,人们利用电子微刻技术在半导体异质结上沉积超导条^[136]和铁磁条^[137, 138],实现了对二维电子气的纳米级磁调制。通过电子束微刻技术,超导薄膜可以做成任意的形状,从而任何想象得到的非均匀磁场的几何构型在实验上都能实现,这为理论研究奠定了坚实的实验基础。理论上磁调制量子结构的能谱和输运性质研究已取得了显著进展,人们重点研究了磁调制量子结构的波矢过滤、能谱结构、共振劈裂、自旋极化输运和磁阻性质等等。本人所在课题组近年来在这方面作了系统性的研究工作,深入地研究了由相同磁垒和不同磁垒构成的磁量子结构中电子的隧穿输运性质,并发现后者的波矢过滤更显著;首次对周期磁垒超晶格中的共振劈裂效应进行了研究,揭示了共振峰的劈裂规律;研究了恒定电场下磁垒结构中电子的输运行为,揭示了电场对共振隧穿的影响;研究了复杂磁垒结构中的自旋极化输运特性,指出自旋极化对磁场构型、偏置电压、入射能量以及入射波矢的依赖关系,同时指出由不等同的磁垒构成的磁量子结构具有更为显著的自旋过滤特性;讨论了磁电垒结构中的共振增强效应与负微分电阻效应等^[98]。

非平衡输运过程的电流涨落,即散粒噪声是介观物理研究的重要课题^[2, 16, 102, 108, 139-141]。散粒噪声对电子之间的相互作用比平均电流更敏感。理论上预言的无序散射金属中的1/3的散粒噪声抑制(与无关联粒子隧穿所具有的散粒噪声Poisson值相比)这一特征在实验上的证实^[142]是散粒噪声研究的一个里程碑。典型无序散射金属中普适的1/3散粒噪声是由随机杂质散射和费米统计条件共同作用产生的。在磁垒调制和自旋轨道耦合同时存在的条件下,电子的自旋简并被解除,自旋向上和自旋向下的电子属于不同的子系统。由于自旋翻转散射,每个子系统的粒子数并不守恒,所以电流的涨落更复杂,可能给出更丰富的信息。

对于自旋极化输运散粒噪声的研究前人已有一些工作。Lamacraft发现^[102]自旋极化电子的散粒噪声与自旋翻转过程有关。他研究了扩散线和侧向半导体量子点中的自旋轨道耦合效应,磁杂质,和电子在外磁场中的进动效应对散粒噪声的影响,发现Fano因子在这些效应的影响下显著增强,并指出,在开放介观体系中可以利用散粒噪声测量自旋弛豫时间。Wang等人^[105]对纯自旋流中的散粒噪声进行了理论研究,他们发现对于二终端自旋泵,需要用互相关和自相关来

标记散粒噪声，并且相应的Fano因子可以测量自旋流中准粒子的自旋值，他们发现，纯电流中的散粒噪声同纯自旋流中的相比会表现出不同的行为。另外，Sauret和Feinberg发现^[107]自旋流的散粒噪声可以探测介观系统中的吸引和排斥作用。

尽管研究者们已经提出了许多种运用磁垒调制二维电子气产生极化电流的方案，并且对其中与自旋有关的输运过程进行了深入的研究^[143-148]，但是很少有研究关注其中的散粒噪声特征，而它在理论和实验上都是相当重要的。

在本章介绍的工作中，我们研究了在一个磁势垒、一个Schottky电势垒、和Rashba自旋轨道耦合的共同调制下的二维电子气内弹道输运的散粒噪声。理论研究显示这样的系统能够产生自旋极化输运，而且我们可以通过这样的系统综合分析电调制、磁调制以及自旋轨道耦合对磁调制二维电子气系统中散粒噪声的影响。我们发现散粒噪声是自旋极化的，Fano因子在不同费米能振荡变化，极小值低谷都接近1/3，并且电流和噪声的自旋极化度都会被自旋轨道耦合效应显著增强。

6.2 理论方法

考虑半导体异质结形成的二维电子气在 (x, y) 平面上，在异质结上沉积一个一定宽度的铁磁金属长条和一个一定宽度的Schottky普通金属长条，整个装置都受到Rashba自旋轨道耦合的影响(装置参照图 6.1)。我们假设铁磁条在二维电子气内产生的磁场 $B_z(x)$ 和Schottky条产生的电场势 $U(x)$ 都沿 y 方向是均匀的，只沿 x 方向变化。铁磁条在二维电子气上产生的磁场局域在很小的空间范围内，它在空间的分布通常可以近似为 δ 函数，简记作 δB 场。在垂直于二维电子气平面的 δB_z 磁场作用下，我们可以选取相应的Landau规范为 $A = (0, A_y, 0)$ 。对于我们研究的系统，两个 δ 函数形状的磁垒具有强度 B ，间距 d_M ，矩形的电势垒具有高度 U 和宽度 d_E ，磁垒和电垒之间的间隔为 D 。

电子在受到调制的二维电子气中的运动可以用如下的单粒子Hamilton量来描述

$$H = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{[p_y + eA_y(x)]^2}{2m^*} + eF_x x + \eta_R(k_y \sigma_x - k_x \sigma_y) + \frac{1}{2} g^* \mu_B \sigma_z B_z(x) + U(x) \quad (6-1)$$

其中, m^* , $P_{x,y}$, 和 g^* 分别为电子有效质量、电子在 x, y 方向的动量和电子的有效 g 因子; F_x 是外加偏压的强度, 即外加偏压 $V = F_x(d_M + D + d_E)$; $\mu_B = e\hbar/2m_0$ 是Bohr磁子, m_0 是自由电子质量; $\sigma_{x,y,z}$ 代表电子自旋的 x, y, z 分量。在Hamilton量(6-1)中, 由二维电子气表面反演不对称产生的Rashba相互作用的强度为 $\eta_R = \alpha F_z$, 其中 α 为Rashba常数, F_z 为垂直二维电子气平面的约束电场。为了数值计算方便, 所有的参量都依照如下的变换约化为无量纲单位: $x \rightarrow l_B x$, $E \rightarrow \hbar\omega_C E$, $l_B = \sqrt{\hbar/eB_0}$, $\omega_C = eB_0/m^*$ 。这里 B_0 是一个与器件参数有关的磁场强度。在数值计算中, 我们选取InAs作为二维电子气材料, 它的物理参数 $g^* = 15$, $m_{InAs}^* = 0.024m_0$, 约化单位 $l_B = 81\text{nm}$, $E_0 = \hbar\omega_C = 0.48\text{meV}$, 对应 $B_0 = 0.1\text{T}$ 。

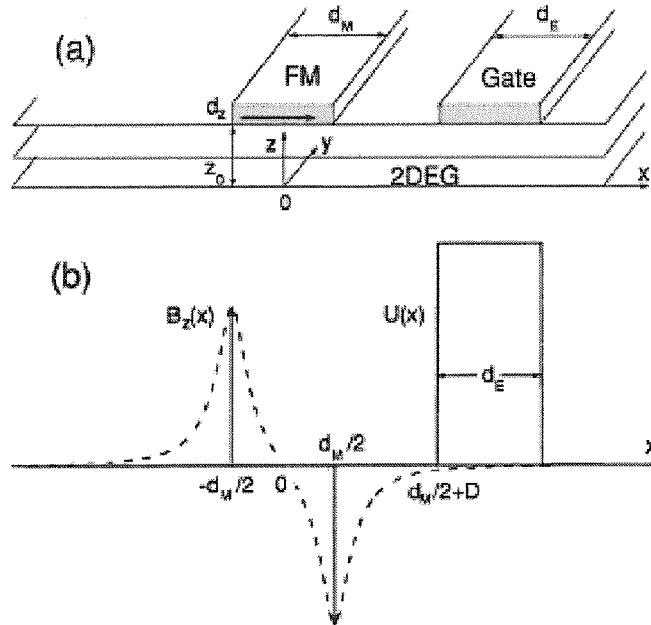


图6.1 (a) 装置示意图。在二维电子气表面沉积相互平行的铁磁条和Schottky普通金属条, 铁磁条的磁化方向沿电流方向, 即 x 轴方向。(b) 磁场和电势垒的分布。简单的矩形结构是Schottky普通金属形成的电势垒; 虚线和实线分别标出铁磁条产生的磁场的真实分布和它的简化分布模型。

Hamilton量(6-1)的本征旋量为

$$\chi_{\mu\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \pm(k_y + ik_{\mu\pm}) / \sqrt{k_y^2 + k_{\mu\pm}^2} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (6-2)$$

其中, $\mu=1,2,\dots,5$ 分别表示左端电极区域、铁磁条调制区域、两个金属条中间的间隔区域、Schottky条调制区域和右端电极区域。不同区域电子波矢的 x 分量分别为

$$\begin{cases} k_{1\pm} = \sqrt{(\sqrt{2E + \eta_R^2 \mp \eta_R})^2 - k_y^2} \\ k_{2\pm} = \sqrt{[\sqrt{2E + F_x d_M - (k_y + A_y)^2 + k_y^2 + \eta_R^2 \mp \eta_R}]^2 - k_y^2} \\ k_{3\pm} = \sqrt{[\sqrt{2E + F_x (2d_M + D) + \eta_R^2 \mp \eta_R}]^2 - k_y^2} \\ k_{4\pm} = \sqrt{[\sqrt{2E - 2U + F_x (2d_M + 2D + d_E) + \eta_R^2 \mp \eta_R}]^2 - k_y^2} \\ k_{5\pm} = \sqrt{[\sqrt{2E + 2F_x (d_M + D + d_E) + \eta_R^2 \mp \eta_R}]^2 - k_y^2} \end{cases} \quad (6-3)$$

通过解对角化了的Hamilton量的Schrödinger方程得到电子的二维波函数可以表示为 $\sum_{j=\pm} e^{ik_y y} \Phi_{\mu j}(x) \chi_{\mu j}$, 其中

$$\begin{cases} \Phi_{1\pm}(x) = \sqrt{\frac{1}{k_{1\pm}}} (e^{ik_{1\pm} x} + r_{\pm} e^{-ik_{1\pm} x}) \\ \Phi_{\mu\pm}(x) = A_{\mu\pm} \text{Ai}[-(2F_x)^{1/3}(x + \eta_{\mu\pm})] + B_{\mu\pm} \text{Bi}[-(2F_x)^{1/3}(x + \eta_{\mu\pm})] \\ \Phi_{5\pm}(x) = \sqrt{\frac{1}{k_{5\pm}}} t_{\pm} e^{ik_{5\pm} x} \end{cases} \quad \begin{matrix} \\ \mu=2,3,4 \\ \end{matrix} \quad (6-4)$$

这里,

$$\begin{cases} \eta_{2\pm} = \frac{1}{2F_x} [2E - (k_y + A_y)^2 \mp 2\eta_R \sqrt{k_y^2 + k_{2\pm}^2}] \\ \eta_{3\pm} = \frac{1}{2F_x} [2E - k_y^2 \mp 2\eta_R \sqrt{k_y^2 + k_{3\pm}^2}] \\ \eta_{4\pm} = \frac{1}{2F_x} [2E - 2U - k_y^2 \mp 2\eta_R \sqrt{k_y^2 + k_{4\pm}^2}] \end{cases} \quad (6-5)$$

我们选取的波函数归一化方式是保证不同区域的电流守恒。透射和反射振幅[表达式(6-4)中的 $t_{\pm}$ 和 $r_{\pm}$] 可以通过(i)波函数连续条件(ii)在 δB_z 位置流量连续条件计算得到。为了得到不同自旋分量电子在界面的流量连续关系式, 我们对一维

Schrödinger方程在界面附近无限小区间进行积分，得到两个表征 δB_z 界面连续条件的微分方程

$$\begin{aligned}\Phi'_{2\pm}(x \rightarrow 0^+) - \Phi'_{1\pm}(x \rightarrow 0^-) &= \pm 2\sqrt{\Lambda B^2} \Phi_{1\pm}(0) \\ \Phi'_{3\pm}(x \rightarrow d_M^+) - \Phi'_{2\pm}(x \rightarrow d_M^-) &= \mp 2\sqrt{\Lambda B^2} \Phi_{2\pm}(d_M)\end{aligned}\quad (6-6)$$

其中， 0 、 d_M 、 $d_M + D$ 和 $d_M + D + d_E$ 是不同区域之间界面的坐标， $\Lambda = eg^* \hbar / 4m_0$ 。透射概率可以运用转移矩阵方法数值求得。电子自旋“+”和自旋“-”分量的波函数相互独立的传输，之间没有关联。

当电子的运动为沿 x 方向严格一维时(即 $k_y = 0$)，Hamilton量的本征旋量平行于 y 轴。我们旋转自旋轴的笛卡尔坐标系，使得对于任意一组 (B_z, η_R, k_y, k_x) 取值，自旋空间的 z 轴平行或反平行于表达式(6-2)的本征旋量^[149]。由于本征旋量 $\chi_{\pm}$ 的取向在 $x-y$ 平面内，自旋空间的旋转可以通过对Schrödinger方程进行一个么正变换来实现。由于对称性，旋转变换后的坐标系的能量本征值和旋转前的完全一样。旋转变换针对的是自旋空间，而不是电子的坐标空间。所以，对于非极化的电极，不同自旋分量的电流和散粒噪声是不同横向模式电子贡献的叠加，即

$$I_L^{\sigma} = I_0 \int dk_y \int dE T_{\sigma}(E, k_y) [f_L(E) - f_R(E)] \quad (6-7)$$

$$\begin{aligned}S_{LL}^{\sigma\sigma} &= S_0 \int dk_y \int dE \{T_{\sigma}(E, k_y) [f_L(1 - f_L) + f_R(1 - f_R)] \\ &\quad + T_{\sigma}(E, k_y) [1 - T_{\sigma}(E, k_y)] (f_L - f_R)^2\}\end{aligned}\quad (6-8)$$

这里， $f_{L,R}$ 是左右两端电极的费米分布函数， $I_0 = e/(2\pi\hbar\text{\AA})$ ， $S_0 = e^2/(\pi\hbar\text{\AA})$ 。不同自旋分量散粒噪声的Fano因子定义为 $F^{\sigma} = S_{LL}^{\sigma\sigma}/(2eI_L^{\sigma})$ 。从公式中直接可以看出散粒噪声不仅仅由样品的电导决定，而是由不同通道透射和反射概率乘积的叠加决定。只有在所有本征通道透射概率都极小的极限($T \ll 1$)下，散粒噪声才具有Poisson值 $2e\langle I \rangle$ 。我们在下文中将会得到，磁调制二维电子气中的散粒噪声Fano因子在一定偏压下为1/3，这是由透射谱中零噪声的开放通道和Poisson噪声的闭合通道共同贡献产生的，这种物理机制和无序散射金属是类似的。

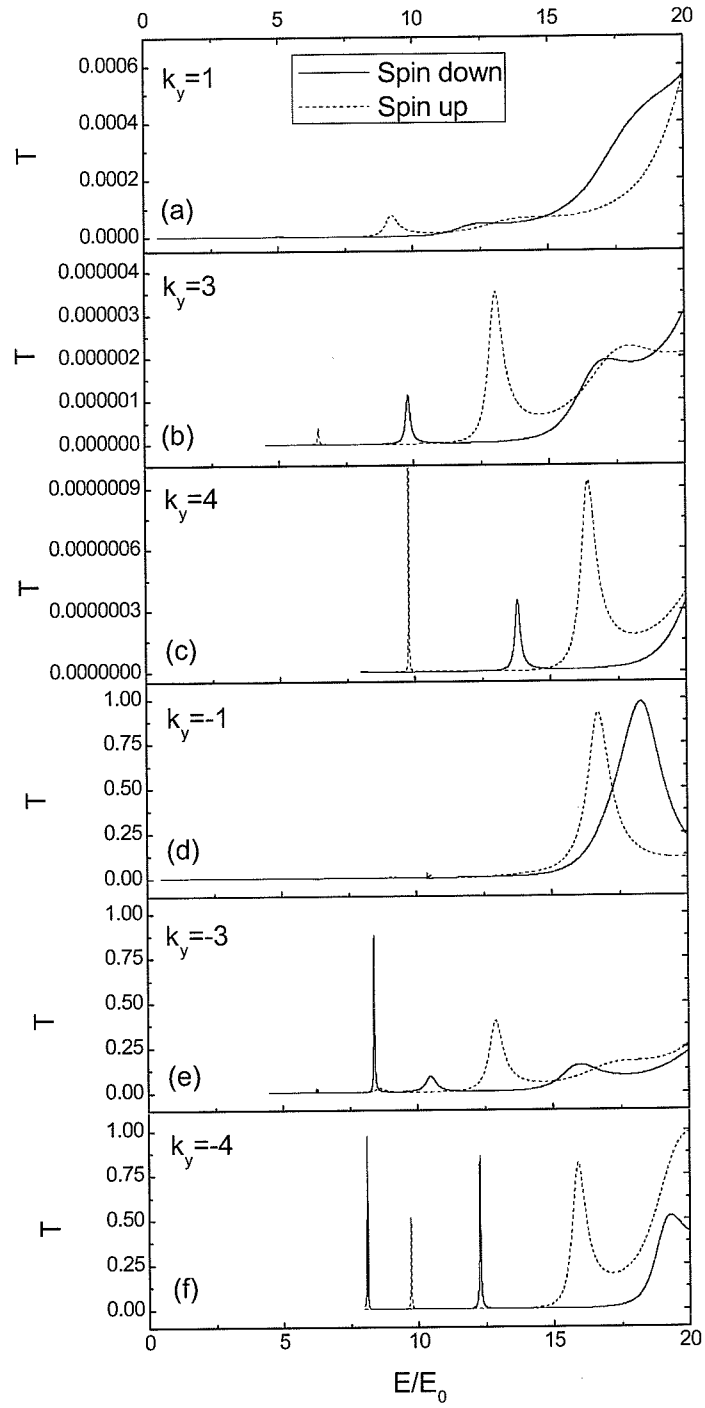


图6.2 不同自旋分量电子透射概率随入射能量的变化。 $B = 6B_0$ ， $U = 8E_0$ ， $\eta_R = 0.2E_0 l_B$ ，外加偏压 $V = 0.3E_0$ 。

6.3 数值结果与物理分析

半导体二维电子气中电子的平均自由程可以达到几个微米，电子的运动在100nm尺度以内的势场调制下，都服从弹道输运，我们数值计算对系统参数的取值满足这个条件： $d_M = D = d_E = 1$ (即81nm)。

图6.2画出了不同横向模式电子的透射概率随入射能量的变化。从图上可以看出，透射概率具有极强的自旋极化特征和 k_y 依赖性，在所有的入射角都可以看到明显的共振峰。随着 k_y 绝对大小的增大，对于正的 k_y ，共振峰向高能端移动，同时新的共振峰涌现出来；对于负的 k_y ，共振峰向低能端移动，也同时有新的共振峰涌现出来。由于系统的有效一维势函数随 k_y 的不同而不同，电子的透射概率对于不同动量 y 分量具有各向异性。磁势垒随着正 k_y 的增大而增高，随着负 k_y 的增大而降低，非对称双垒的能带结构因而形成。对于 $k_y < 0$ ，透射谱中可以明显地看到电学双垒结构的典型特征。

自旋向上和向下电子的透射概率对于入射电子横向波矢有不同的依赖特征，由此产生具有自旋极化的输运过程。不同自旋分量电子能带结构的不同，导致透射谱中共振峰的劈裂。电学势垒的存在保证了系统自旋奇宇称，引起自旋极化的输运特征^[150, 151]。电子的自旋波函数在磁势垒和电势垒之间形成局域态，即准束缚自旋态。所以，当电子的入射能量与这些态平行时，完全自旋极化效应发生。对于不同的 k_y 通道，电子隧穿允许的最低入射能量不同，能够产生共振隧穿的最小能量也因而变化。从图6.2中还可以看出，对于所有的 k_y 通道，对应不同自旋状态的透射概率显著分离，这是电子自旋与外磁场之间的相互作用和自旋轨道耦合效应共同作用引起的。由于系统的有效 g 因子比较大^[143]，系统的自旋极化效应很强。数值计算结果还显示自旋轨道耦合会增强透射谱中不同自旋取向分量之间的劈裂，这个影响和自旋轨道耦合对半导体异质结构的影响趋势是类似的^[17, 81]。

得到了透射概率谱，我们接下来讨论实验上可观测的电流和散粒噪声的特性，具体的计算结果参照图6.3和6.4。对于以一定能量入射的电子，完全透射发生在某些入射角条件下，这些入射的通道即称为开放的通道；在其它的入射角条件下，透射概率指数量级的小，这些入射角条件即可以称为闭合通道。当电子的总能量对应更多的开放通道时，电流就呈现出极大值峰。当电子能量很小时，透射概率也很小，所以散粒噪声表现出无关联电流束所具有的Poisson噪声。由于磁垒和电垒中间区域共振态所引起的共振隧穿，电流和散粒噪声随费米能

量的变化都表现出多峰的特征。由于势场函数随 k_y 的不同而变化,当入射电子的能量相同时,对于一些入射角,双垒是透明的;而对于另一些,它的行为就类似无序的散射源而阻挡隧穿发生。计算电流和散粒噪声时对所有入射角作平均,就有点类似在无序散射金属中对杂质的分布作系综平均。所以,在电流极小值对应的能量出现的Fano因子接近1/3的散粒噪声[参照图6.3(c)和6.4(c)]就是无噪声开放量子通道和Poisson噪声闭合量子通道共同作用的结果。由于Zeeman作用和Rashba自旋轨道耦合,自旋向上分量的电流和散粒噪声的峰值位置向高能端移动,而它们的自旋向下分量向低能端移动,从而产生了曲线上两种自旋取向的劈裂,并且它们的Fano因子具有相似的极小值。

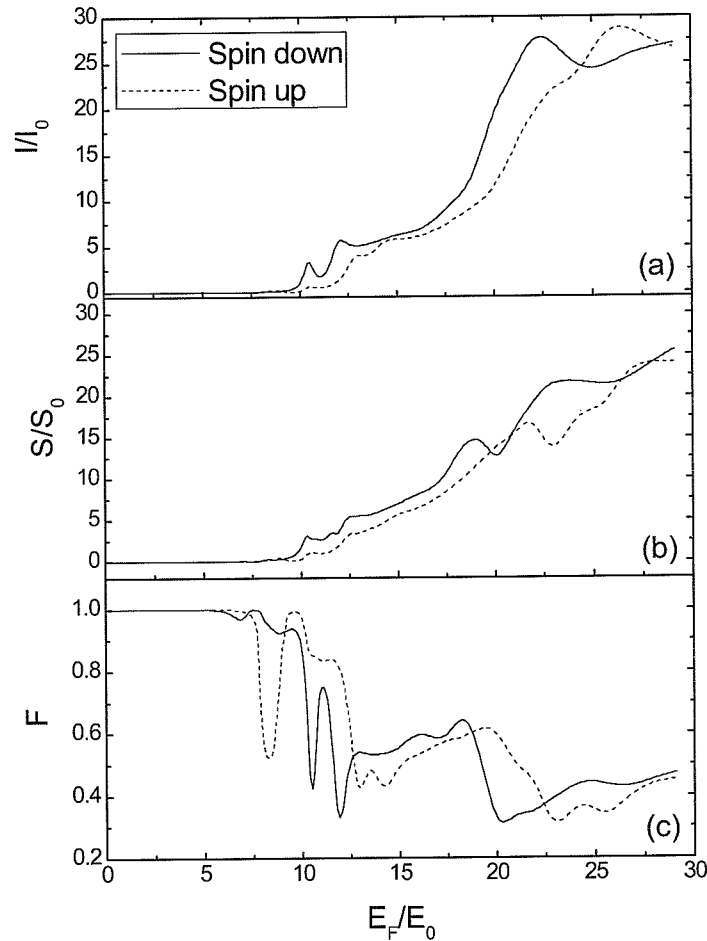


图6.3 不同自旋分量电子的电流,散粒噪声和Fano因子随电极费米能量的变化。所有系统参数取值都和图6.2中的一样。

为了更清楚地说明Rashba自旋轨道耦合效应对输运性质的影响,我们考虑了两种不同自旋轨道耦合强度。对于更大的 η_R , 电流和噪声的峰都更平缓, 并且对于自旋向上的电子, 它们出现在能量更小的位置, 对于自旋向下的电子, 它们出现在能量更大的位置。这一结果的原因是, 自旋轨道耦合减小了透射谱关于 k_y 的各向异性, 并且使共振分别发生在更高和更低的能量状态上。自旋轨道耦合增强了两个旋量本征态在能量上的分离, 所以电流和散粒噪声都具有更大的自旋极化度。Fano因子为1/3的散粒噪声抑制是自旋轨道耦合强和弱的系统都具有的特征。

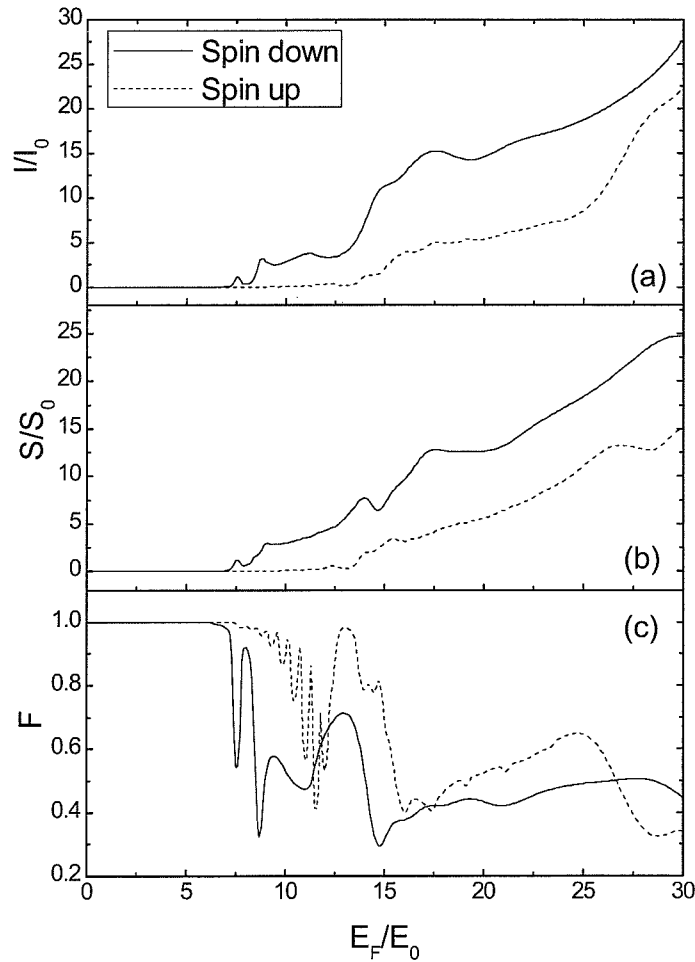


图6.4 不同自旋分量电子的电流, 散粒噪声, 和Fano因子随电极费米能量的变化。

$\eta_R = 1E_0l_B$, 其他系统参数的取值和图6.2中的一样。

6.4 本章小结

本章介绍的工作研究了在自旋轨道耦合影响下, 电子隧穿通过受磁势垒和电势垒调制的二维电子气系统的电流和散粒噪声特征。研究发现, 受Zeeman作用和Rashba自旋轨道耦合效应的影响, 电流和散粒噪声都具有极强的自旋依赖性, 并且Rashba自旋轨道耦合会显著增强这两个量的自旋极化度。随着自旋轨道耦合强度的增大, 自旋向上分量的峰值位置向高能端移动, 自旋向下分量的峰值位置向低能端移动。对于不同自旋取向, 电流极小值对应的能量位置的Fano因子都接近1/3。其原因是对应电子不同的 k_y 取值, 系统的有效势场具有不同的构型, 由此产生透射谱的角分布各向异性, 散粒噪声Fano因子接近1/3的结果是无噪声的开放通道和Poisson噪声的闭合通道的共同贡献产生的。

第7章 单层石墨共振隧穿双势垒结构中的散粒噪声

通过研究单层石墨(graphene)共振隧穿双势垒结构中的散粒噪声, 我们发现在包括Dirac点在内的几个电导极小值对应的费米能位置, 散粒噪声的Fano因子趋于1/3, 这是Klein隧穿, 准粒子手征性和共振隧穿特征共同作用的结果。通过分析指出, 单层石墨和无序散射金属(diffusive metal)系统中散粒噪声抑制具有很大的相似性, 因为这些系统的散粒噪声都是由隧穿谱中零噪声的开放通道和Poisson噪声的闭合通道共同贡献的。研究还发现当单层石墨色散谱的能隙增大到1 meV以上, 电导、散粒噪声和Fano因子都陡然增大。对单层石墨散粒噪声的观测, 有可能揭示由相对论量子动力学过程产生的电噪声的现象特征^[152]。

7.1 研究背景简介

自从独立的单层石墨材料在2004年被制备出来, 单层石墨和基于单层石墨的微结构材料引起人们越来越多的关注^[153-160]。通过光刻技术可以实现对单层石墨微结构材料的电学约束, 从而使构造基于单层石墨的共振隧穿结构器件成为可能^[155]。目前, 有许多研究者对单层石墨共振隧穿单垒、多垒、势阱结构、和 $n-p-n$ 结的输运特性进行了广泛深入的研究。单层石墨具有由碳原子组成的二维六角晶格, 具有无能隙的圆锥形色散能带^[161](图7.1和7.2), 这种六角晶格的准粒子激发谱的特征可以用2维相对论Dirac方程描述, 这就使得这一低能的系统成为研究相对论现象的特殊而有实际意义的场所。电荷共轭对称是Dirac方程的主要特征, Klein隧穿和准粒子手征性是它的两个主要现象。

单层石墨中的的势垒是排斥电子进入的, 但即使对于相当高的势垒它也吸引正电子, 所以势垒中就存在正电子状态。在势垒界面, 如果电子波函数和空穴(正电子)波函数满足动量和能量守恒, 电子进入势垒的透射概率就会相当大, 隧穿因而发生, 这个效应就称作Klein隧穿。Klein隧穿中电子和空穴动量的匹配可以用手征性或赝自旋守恒来描述(参照图7.3和7.4)。

单层石墨的能带结构具有三个主要特征: 零能隙、线性色散和两套子格简并。在单层石墨的能带结构中, 导带和价带衔接的点被称为Dirac点, 在Dirac点能量以上, 单层石墨中的载流子为带负电荷具有电子特征的准粒子, 在Dirac

能量以下，如果价带不满，没有占据电子的状态的行为就类似带正电的准粒子空穴，在单层石墨中，这通常被看作凝聚态系统中正电子的等价粒子。在凝聚态物理中，电子和空穴由不同的 Schrödinger 方程描述，具有不同的有效质量。在单层石墨中，电子和空穴状态相互关联，显示出类似量子电动力学(QED)中的电荷共轭性特征。单层石墨中电子空穴对称性来源于两套子格(标记为 A 和 B)对波函数的共同贡献，形成两分量波函数。两分量波函数的描述非常类似 QED 中的旋量波函数，但“自旋”指标实际上是指两个不同的子格，即赝自旋，而不是电子的真实自旋。单层石墨锥形的色散谱是两个子格 A 和 B 的能带相互交错形成的(可以想象，两个抛物面的三维色散图交叉，就会出现一个锥形的线性色散区域)。这样圆锥形的线性色散谱很容易让人联想起狭义相对论中的光锥，准粒子在圆锥面上的运动，就类似光子在光锥面上的运动；而两套子格的共轭对称，就类似电子的自旋简并。所以，物理学家们创造性地用无质量的 Dirac 方程来描述这样一个低能凝聚态系统，方程中的光速定义为单层石墨中的准粒子费米速度，自旋的简并定义为赝自旋——即两套共轭的子格波函数。这样的 Dirac 方程即是单层石墨结构中准粒子的有效运动方程。这样，能量为 E 的电子沿着正方向运动和能量为 $-E$ 的空穴沿负方向运动都源自准粒子能谱中的同一支，即相同的 k_x/k_y 比值，同一支色散直线上的电子和空穴的赝自旋指向相同的方向，对于电子，这个方向与 k_x 相同，对于空穴，与 k_x 相反。手征性即是赝自旋在电子运动方向上的投影，对于电子和空穴分别取正值和负值。手征性这个词用来指单层石墨能谱中电子空穴部分之间的内禀对称性，它类比于三维 QED 中的手征对称性，但不完全一样。由于单层石墨中准粒子的手征性，量子隧穿具有极强的各向异性(参照图 7.4)。

单层石墨中 Dirac 费米子的相对论性导致了許多特殊的输运现象，比如反常量子霍尔效应^[153]。单层石墨中载流子的迁移率很大，并且通过电学调制和边界剪裁可以对它在金属和半导体之间调控，所以这种材料在纳米电子学中有极大的应用前景。

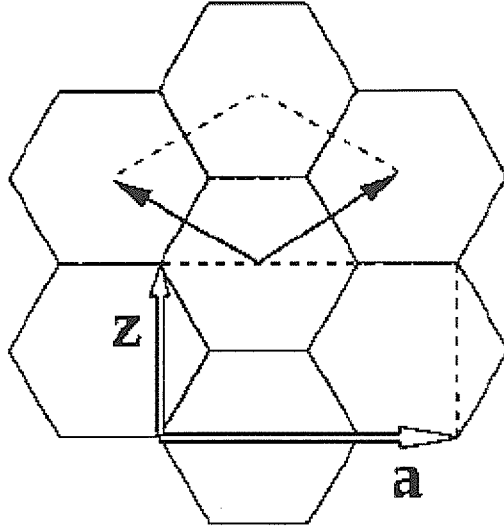


图7.1 单层石墨晶格结构示意图。 $\mathbf{a}$ 和 $\mathbf{z}$ 分别代表单层石墨纳米带的不同剪切方向。

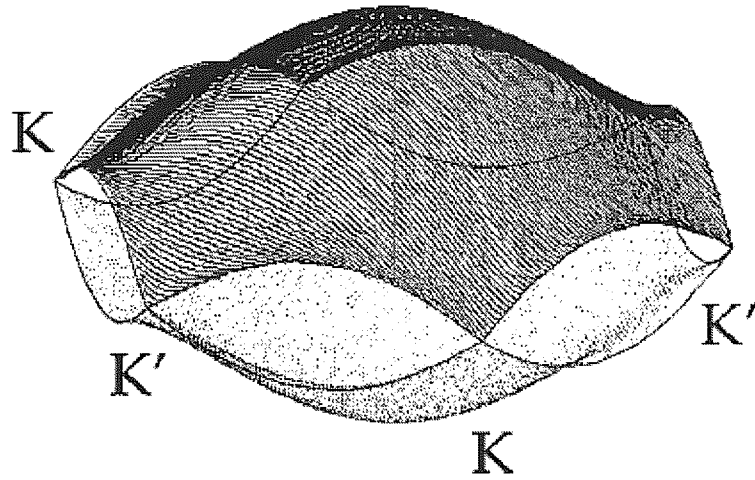


图7.2 单层石墨一个元胞内的能带结构。 $\mathbf{K}$ 和 $\mathbf{K}'$ 分别对应两个子格导带和价带简并的Dirac点。

单层石墨的准粒子激发谱在通常情况下没有能隙(如图 7.2),许多实验和理论都显示,通过自旋轨道耦合^[162-164],石墨层和衬底之间的相互作用^[162],尺度约束^[165]和外加电场的作用^[166, 167]都能使这种材料在两个 Dirac 点张开一个能隙。这样形成的很小的能隙使单层石墨系统成为一个自旋霍尔绝缘体^[168],具有

量子化的自旋霍尔电导。自旋轨道耦合相互作用张开的能隙宽度在 Dirac 点估计是 2.4 K 或 10^{-3} meV 。对于双原子层石墨材料,通过调控能隙的宽度,可以实现场效应管特征^[169]。尽管内禀的或外致的能隙对于单层石墨材料的特性起着关键性的作用,据我们所知,目前关于能隙对单层石墨中输运电流散粒噪声的影响在文献中还没有报道。这也是我们的研究要解决的一个问题。

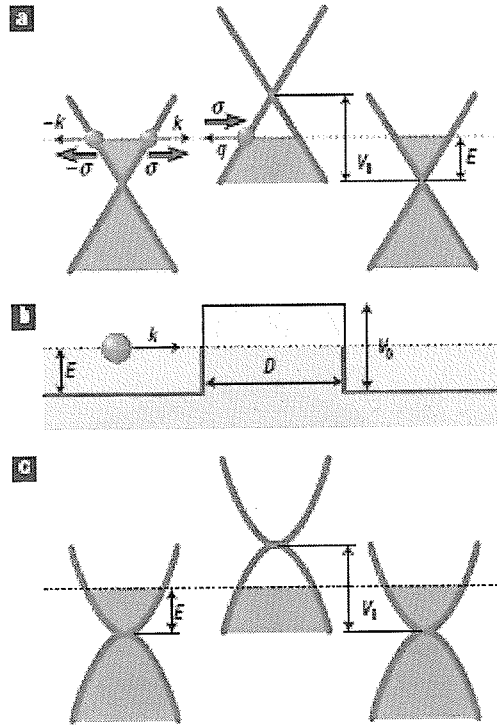


图 7.3 电子隧穿通过单层石墨势垒结构过程示意图。a 是单层石墨准粒子色散谱,费米能量比较小时 ($< 1 \text{ meV}$),能带呈线性色散,圆锥形的两个边界线性色散谱的起源不同,分别由两个不同子格的能带交错形成。b 画出了高度为 V_0 ,厚度为 D 的势垒。图 a, b, 和 c 中的虚线都标出了费米能量 E 的位置,费米能量位于势垒的价带中,位于势垒外的导带中。蓝色的填充区域表示被占据的状态。矢量 σ 代表的自旋平行于(反平行于)电子(空穴)的运动方向,隧穿过程在相同的能带分支(圆锥的两条代表不同子格的交错的线性色散谱)发生, σ 的取向保持不变。c 图为双原子层石墨的低能准粒子谱(此图引自参考文献[156])。

前几章已经介绍过, 散粒噪声源自载流子的量子性, 可以得到电导测量得不到的更丰富的系统信息。关于单层石墨系统的散粒噪声, 理论上预言, 单层石墨 $p-n$ 结中具有相同电导特征的单极 (unipolar) 和双极 (bipolar) 输运区域可以通过散粒噪声测量区分开来^[30]。另一些理论研究显示, 在 Dirac 点, 即电子和空穴状态简并的点, 电子输运的 Fano 因子 (散粒噪声谱密度和平均电流的比值) 等于 $1/3$, 这一特征是短宽的单层石墨条^[170]和双原子层石墨^[171]都具有的。单层石墨中的散粒噪声抑制具有和无序散射金属^[172, 173]相同的强度, Fano 因子为 $1/3$ 。无序散射金属导体中的散粒噪声被抑制到 Poisson 噪声 ($2eI$) 的 $1/3$, 是零噪声的开放量子通道和 Poisson 噪声的闭合量子通道共同贡献的结果, 起源于散射源的无序, Fano 因子为 $1/3$ 的结果可以通过对所有的电子隧穿路径的透射概率作系综平均得到。单层石墨的散粒噪声行为和无序散射金属相似, 这一点令过去的研究者们很困惑, 是一个有待解决的问题。

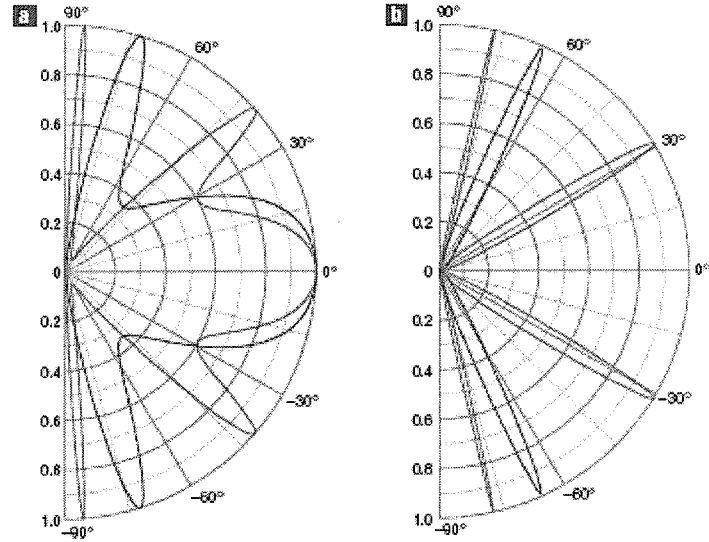


图 7.4 单层石墨系统 Klein 型量子隧穿角分布。电子隧穿通过 100 nm 宽的不同高度势垒时的透射概率 T 随入射角的变化。(a) 对应单原子层石墨, (b) 对应双原子层石墨。(此图引自参考文献[156])

为了揭示这个理论结果深层的物理机制，我们研究了单层石墨双垒结构中的散粒噪声。研究发现在几个电导极小值点， F 都趋于 $1/3$ 。物理分析指出， F 趋于 $1/3$ 的散粒噪声抑制是 Klein 隧穿，量子共振和准粒子手征性共同作用的结果。单层石墨和无序散射金属散粒噪声之间的相似性，可以用它们隧穿机制之间的相似性加以解释。

7.2 理论方法

不掺杂石墨层的晶体结构为由共价键碳原子组成的六角晶格(如图7.1)。每一个碳原子具有一个价电子，晶格结构由两个子格构成，分别用子格 A 和 B 表示。在势场 U 的作用下，由门电压调制的单原子层石墨的低能激发态在 Dirac K 点附近可以用如下的二维 Dirac 方程描述

$$[v_F(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{p}}) + mv_F^2 \sigma_z] \Psi = (E - U) \Psi \quad (7-1)$$

其中，赝自旋算符 $\boldsymbol{\sigma}$ 由 Pauli 矩阵给出， $\hat{\mathbf{p}} = (p_x, p_y)$ 是动量算符。系统的“光速”是 v_F ，即费米速度($v_F \approx 10^6$ m/s)。方程 (7-1) 的本征态为二分量旋量 $\Psi = [\psi_A, \psi_B]^T$ ， ψ_A 和 ψ_B 为在石墨层相应子格内的与概率振幅有关的包络函数。对角型的类似质量项的有效项 ($\propto mv_F^2$) 在色散谱中产生一个能隙。它可以由自旋轨道相互作用和石墨与衬底之间的耦合产生。

在一维约束势 $U = U(x)$ 的作用下，沿 y 方向的平移不变性决定了方程 (7-1) 的解的形式为^[157] $\psi_A(x, y) = \phi_A(x) e^{ik_y y}$ 和 $\psi_B(x, y) = i\phi_B(x) e^{ik_y y}$ 。将此试探解带入到 Dirac 方程中，可以得到两个关联的一阶常微分方程

$$d\phi_B / d\xi + \beta\phi_B = (\varepsilon - u - \Delta)\phi_A \quad (7-2)$$

$$d\phi_A / d\xi - \beta\phi_A = -(\varepsilon - u + \Delta)\phi_B \quad (7-3)$$

其中， $\xi = x/L$ ， $\beta = k_y L$ ， $u = UL/\hbar v_F$ ， $\varepsilon = EL/\hbar v_F$ ， $\Delta = mv_F L/\hbar$ (L 是双势垒结构的总宽度)。对于两个垒均是高度为 U_0 的矩形垒的双垒结构，方程(7-2)和(7-3)既有两垒之间势阱中的束缚态解，又有隧穿通过双垒结构的扩散态的解。对于垒宽 $L_{B1} = L_{B2} = L/4$ 和阱宽 $d = L/2$ 的典型参数取值，透射概率 T 由波函数 ϕ_A 和 ϕ_B 在界面的衔接条件决定。运用转移矩阵方法，通过解析推导很容易得到

$$T = \frac{|[-e^{-i(\alpha-\kappa)/2}(f_- - f_+)^2(g_- - g_+)^2] / \{-(f_+ - g_-)(f_- - g_+) + e^{i\kappa/2}(-f_- + g_-)(f_+ - g_+)\}^2 + e^{i\alpha}(-1 + e^{i\kappa/2})^2(f_- - g_-)(-f_+ + g_-)(f_- - g_+)(-f_+ + g_+)\}|^2}{(7-4)}$$

其中, $\alpha = [\varepsilon^2 - \beta^2 - \Delta^2]^{1/2}$, $\kappa = [(\varepsilon - u_0)^2 - \beta^2 - \Delta^2]^{1/2}$, $g_{\pm} = (\beta \pm i\alpha)/(\varepsilon + \Delta)$, $f_{\pm} = (\beta \pm i\kappa)/(\varepsilon - u_0 + \Delta)$, $u_0 = U_0 L / \hbar v_F$ 。值得说明的是, 单层石墨共振隧穿双垒结构的Hamilton量是一个一阶微分算符, 所以, 描述这个系统运动规律的Dirac方程的衔接条件是旋量波函数 Ψ 的两个分量都连续。这就保证了局域电流密度 $\mathbf{j}(\mathbf{r}) = e\mathbf{v}\Psi^\dagger(\mathbf{r}) \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \Psi(\mathbf{r})$ 守恒的条件, 并不需要像Schrödinger方程那样要求波函数一阶导数连续。

对于线形色散谱 $E = \hbar v_F k$, 角平均的电流 I 和零频散粒噪声谱密度 S 可以通过散射矩阵方法得到

$$I = \lambda \int T(E, \theta) \cos(\theta) [f^L(E) - f^R(E)] E dE d\theta \quad (7-5)$$

$$S = 2e\lambda \int T(E, \theta) [1 - T(E, \theta)] \cos(\theta) [f^L(E) - f^R(E)]^2 E dE d\theta \quad (7-6)$$

其中, $\lambda = 2e/(h^2 v_F)$, $f^L(E)$ 和 $f^R(E)$ 分别为左右两个电极的费米能量。

7.3 数值结果与物理分析

在我们的数值计算中, 参数取值为 $U_0 = 100$ meV, $L = 200$ nm。这样的取值能够保证空穴态密度的量值与实际系统相符, 并且隧穿过程为弹道输运。把单层石墨的色散圆锥 (见图7.2和7.3) 投影到 $E - k_y$ 平面, 我们来分析势垒和势阱界面上不同的特征输运区域。我们把 $E \geq \hbar v_F k_y$ 并且 $E \leq -\hbar v_F k_y + U_0$ 的区域记作I区域。 $E \geq \hbar v_F k_y$ 对应势阱中电子的自由状态区域; $E \leq -\hbar v_F k_y + U_0$ 对应势垒中空穴的自由状态区域。这个区域是Klein隧穿发生的区域。我们把 $-\hbar v_F k_y + U_0 < E < \hbar v_F k_y + U_0$ 并且 $E \geq \hbar v_F k_y$ 的区域记作II区域。这个区域对应势垒的带隙区域, 即既没有电子的状态, 也没有空穴的状态, 同时这个区域也是势阱和电极的自由电子状态区域。所以, 通过与普通半导体双垒结构相似的量子机制, 共振隧穿在这个区域能够发生。图7.5中用虚线标出了不同区域的边界线。图7.6中计算得到的透射概率和能量的关系是Klein隧穿, 准粒子手征性, 和量子共振共同作

用的结果。图7.7中显示了透射概率和入射角的关系，图中计算选取的能量和角度都分布在 I 区域中。可以看到，对于不同的入射能量，完全透射发生在不同的入射角；同时，对于不同的入射角，完全透射发生在不同的入射能量。这是由于满足手征对称性 (即赝自旋匹配) 的完全 Klein 隧穿的发生条件为 $D\sqrt{(E-U_0)^2/(\hbar^2 v_F^2) - k_y^2} = \pi N$ ， D 是单垒的宽度， $N=0, \pm 1, \dots$ 。在单层石墨中的单个势阱中，准束缚的状态近似为 $E = \hbar v_F [(N\pi/d)^2 + k_y^2]^{1/2}$ ，当入射能量与束缚态能量匹配时，量子共振隧穿能够发生。从这两个表达式中可以看出，Klein 隧穿和量子共振这两种机制同时具有能量分布和入射角分布的各向异性。除了显著的共振特征以外，单层石墨双垒结构或多垒结构和单垒结构的隧穿行为大体是相似的。

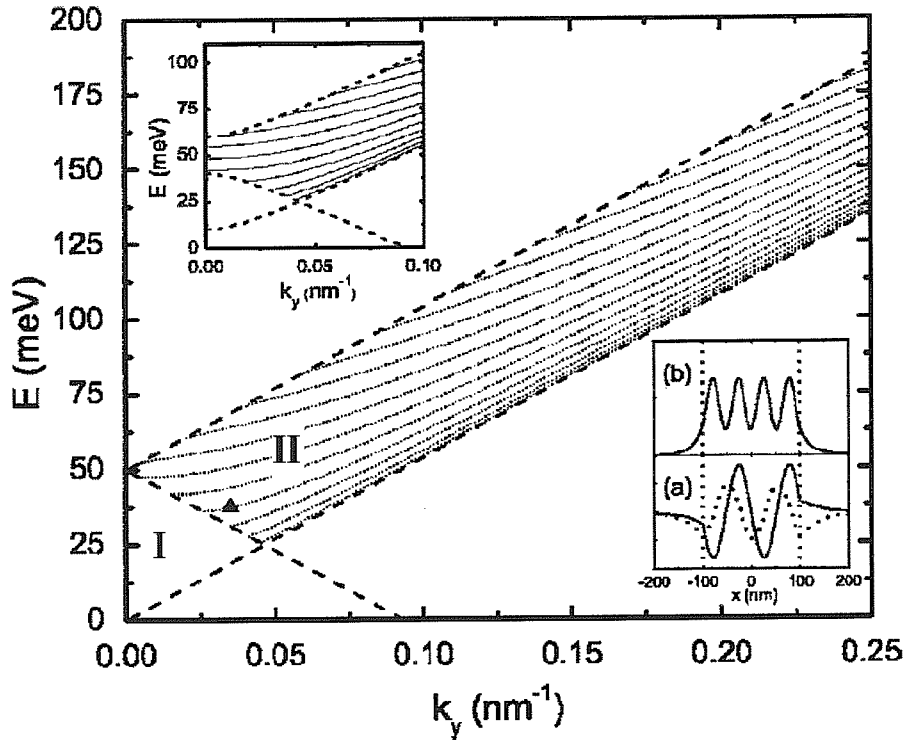


图7.5 单层石墨方形量子阱中的束缚态色散谱。 $U_0 = 50$ meV, $L = 200$ nm, $mv_F^2 = 0$ 。右下角的插图 (a) 为 ϕ_A 和 $i\phi_B$ 在主图实心三角标出的状态下的波函数, (b) 为相应的概率密度。左上角的插图有限质量准粒子的情形, $mv_F^2 = 10$ meV。

我们还研究了电子空穴色散谱中能隙对输运性质的影响。正如可以预料到的，能隙显著的减小隧穿，透射概率关于入射角和入射能量的各向异性在有能隙的系统中仍然存在。并且，正入射条件下的完全透射只在某些入射能量发生。

得到了透射概率，我们接下来讨论实验上可以直接测量的电导和散粒噪声的特性。由于通常实验中电极出射端的尺度不可能很小，以至于从电极出射的电子只沿一个入射角入射到势垒上，所以实验中可测的和我们计算的都是角平均的电导和散粒噪声。我们考虑 0.1 meV 的小偏压，对于这样小的偏压，平衡态下计算得到的透射概率对于方程 (7-5) 和 (7-6) 也适用。在一定入射能量下，完全透射只有在某些入射角发生，这些入射角可以称为开放的通道。其余那些透射概率指数减小的入射角称为闭合的通道。当电极的费米能量与具有更多开放通道的能量平行时，电导曲线就呈现出一个峰；相反，当电极的费米能量与具有更多闭合通道的能量平行时，电导曲线就呈现出一个谷。电导曲线中不同极大值峰的峰值和尖锐程度并不相同，这是由于透射概率角分布和能量分布都是各向异性引起的。同样对于电导曲线中的极小值谷也是如此。我们数值计算得到的电导与参考文献[157]中的结果是一致的。散粒噪声的特征同样由透射概率决定，它在电导谷对应的费米能量呈现极大值峰，在电导峰对应的费米能量呈现极小值谷。从图 7.8 中可以看出，随着能隙的变大，散粒噪声的极大值峰有所升高，电流的极小值谷有所降低。

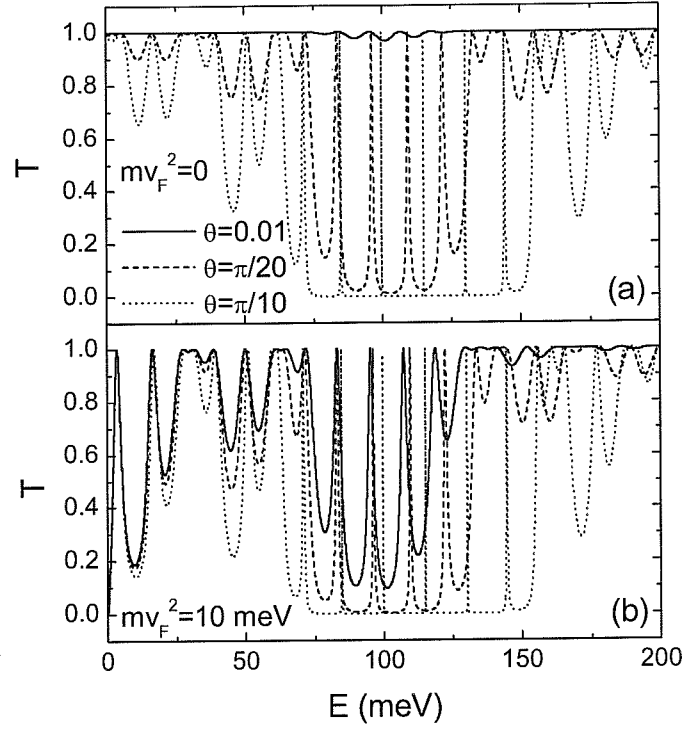


图7.6 单层石墨双垒结构中，透射概率随入射能量的变化。图中选取了3个不同的入射角，并考虑了有能隙和无能隙的情况。

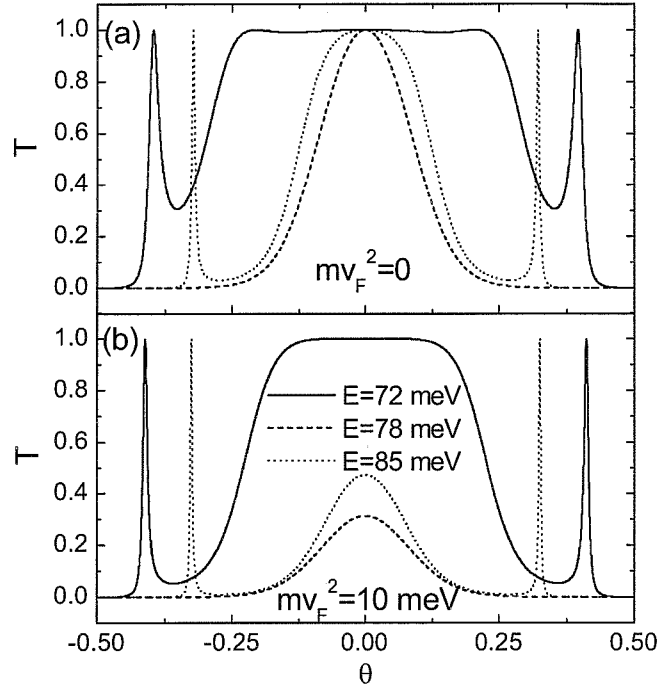


图7.7 单层石墨双垒结构中，透射概率随入射角的变化。图中选取了3个不同的入射能量，并考虑了有能隙和无能隙的情况。

单层石墨双势垒结构最有意思的输运特性是通过 Fano 因子的特征表现出来的。首先，在能隙 $\Delta = 0$ 时，我们在 Dirac 点得到了与前人一致的结果 F 趋于 $1/3$ 。文献[170]中提到的单层石墨与无序散射金属之间都具有 $F = 1/3$ 的相似性，可以通过它们输运机制之间的相似性加以解释。Tworzydło等人^[170]研究的也是角平均的散粒噪声，和我们考虑的是一样的。由于单层石墨中准粒子具有手征对称性，只有阱中电子和垒中空穴的赝自旋匹配时，完全透射才会发生。因此，对于某些入射角，势垒是透明的，完全不阻挡电子传输；而对于另一些入射角，它的行为类似于一个无序散射源，阻挡电子传输。对于单层石墨，求电导和散粒噪声时的角平均过程就有点像无序散射金属中的对不同杂质构型作系综平均的过程^[172]。所以，单层石墨结构散粒噪声的Fano因子在 Dirac点为 $1/3$ 是具有零噪声的开放通道和具有Poisson噪声的闭合通道共同作用的结果，而这些开放或闭合通道是由Klein隧穿和准粒子手征对称性守恒要求产生的。

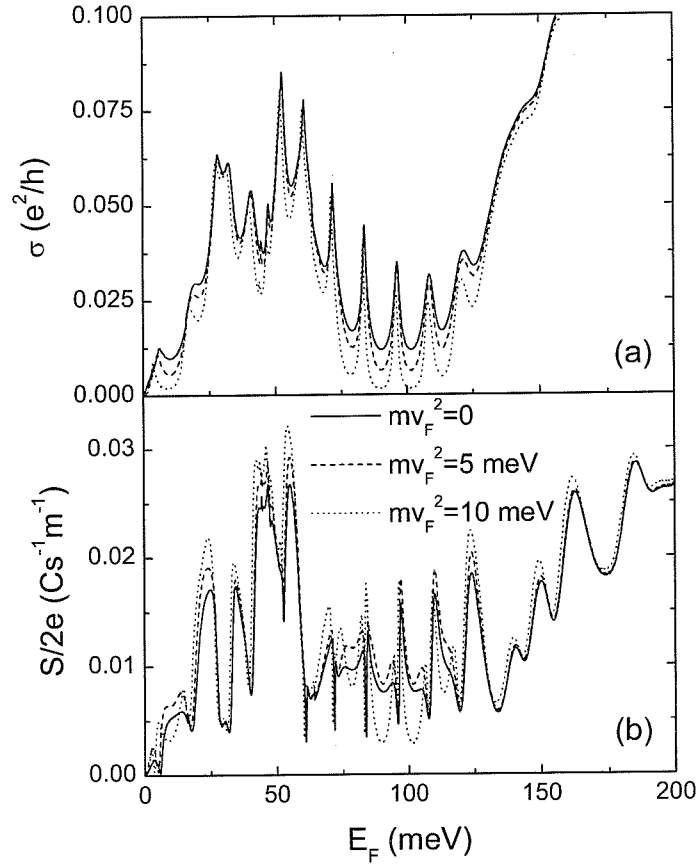


图7.8 单层石墨双垒结构中电导和散粒噪声随费米能量的变化，考虑了有能隙和无能隙的情况。

我们进一步发现，在单层石墨共振双势垒结构中， F 等于或接近 $1/3$ 的结果不仅只出现在Dirac点(即100 meV)，而且出现在其他一些电导极小值对应的费米能量。对于单垒结构，尽管 $F = 1/3$ 只出现在Dirac点，但Fano因子随费米能量变化的曲线是振荡的，其他Fano因子的极大值峰小于 $1/3$ ，这也表现了由相对论性决定的透射过程随入射角分布的各向异性。对于双垒结构，准粒子状态分布在很宽的能量范围都同时跨越 I 区域和 II 区域。在这两个区域，透射概率都具有角分布各向异性，所以，是开放通道和闭合通道的共同贡献导致散粒噪声的Fano因子等于或接近于 $1/3$ 。对于另一些电导极小值，散粒噪声Fano因子略大于或略小于 $1/3$ 。这个结果的物理原因有两个：一个是这里的klein隧穿手征对称性

满足决定的和由共振隧穿决定的透射概率谱角分布各向异性，是具有一定分布特征的，由此产生的开放通道和闭合通道与无序散射金属中的均匀无序的通道分布不同，所以前者的角平均结果和后者系综平均结果可能略有不同；另外一方面，严格的闭合通道的透射概率指数衰减到0，而从我们的透射概率谱数值结果（如图7.6和7.7）和隧穿机制的物理分析，单层石墨共振隧穿双垒结构中的闭合通道虽然也是陡降至零，但不一定严格满足指数衰减的特征，所以这些接近闭合通道对散粒噪声的贡献和严格闭合通道略有不同。但这两个原因对散粒噪声特征的影响都比较小，所以，即使在那些Fano因子不等于1/3的电导极小值点对应的费米能量位置，Fano因子也是接近于1/3，略大或略小于1/3。当开放的通道起主导作用时，Fano因子接近为零，这对应所有的电导极大值峰。当费米能量增大到比势垒的上边界还大得多的量值，Fano因子就降低到接近零，这是完全弹道输运的特征。这些讨论可以参照图 7.6 和 7.9。

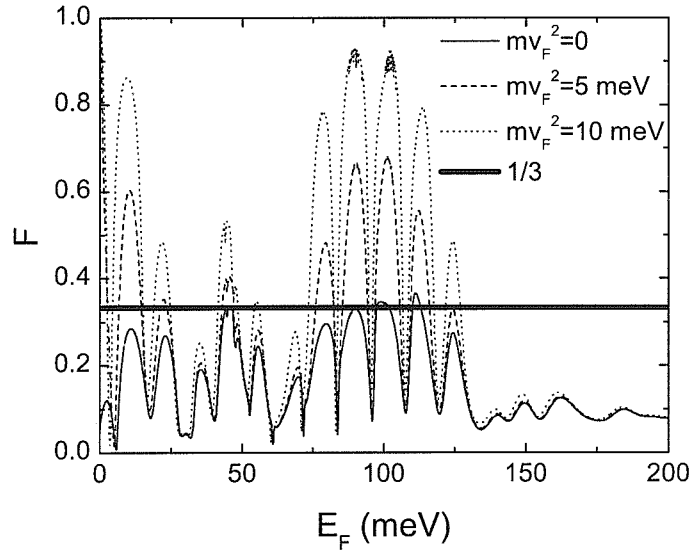


图7.9 单层石墨双垒结构中散粒噪声的Fano因子随费米能量的变化，考虑了有能隙和无能隙的情况。图中用粗的直线标出 $F = 1/3$ 的位置。

我们还研究了单层石墨结构中能隙对散粒噪声的影响。当电子空穴色散谱中的能隙比较大时，输运特征会和无能隙的情况大不相同。从图7.9中可以看出，

随着 mv_F^2 由 0 增大到 5 meV 和 10 meV, Fano 因子的峰值由 $1/3$ 增大到约 0.6 和 0.9。Fano 因子的增大是由于能隙使透射概率减小。我们还计算了能引起可观测效应的最小能隙。从图 7.10 中可以看出, 只有当能隙的宽度大于 1 meV 时, σ , S , 和 F 才偏离无能隙的结果。如果继续增大能隙, 电导和散粒噪声都将继续减小。和 Poisson 值 ($2eI$) 相比, 散粒噪声的增强可以通过 Fano 因子由 $1/3$ 增大到 0.9 显示出来。因为 10 meV 的能隙并不能使透射概率减小到零, 所以 Fano 因子极大值不能达到 1。我们数值计算了能隙宽度为 50 meV 的情形, 发现这时透射概率的峰很尖锐, 峰与峰之间的区域透射概率为零, Fano 因子的极大值等于 1。

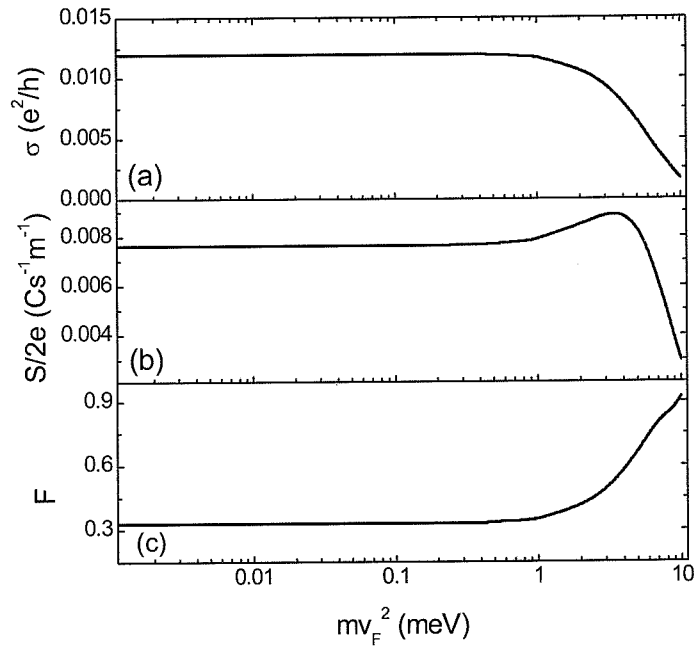


图7.10 单层石墨双垒结构中, Dirac点 ($E = 100$ meV) 的电导、散粒噪声和Fano因子随电子-空穴色散谱中能隙宽度的变化。

7.4 本章小结

尽管早些时候的工作对基于单层石墨材料的单垒, 双垒和超晶格结构的输运性质有较为系统的研究, 但是这些工作并未涉及多垒结构中的散粒噪声。在本

章介绍的工作中，我们通过理论计算发现，在单势阱结构中发现的Fano因子在Dirac点为1/3的特性，在双垒结构中仍然存在。而且我们发现对于双垒结构，在大多数电导极小值对应的费米能量Fano因子都等于或接近于1/3。散粒噪声的这些特性可以通过透射概率谱中零噪声的开放通道和Poisson噪声的闭合通道的联合贡献加以解释。开放通道和闭合通道起源于Klein隧穿，准粒子手征性，或共振隧穿。单层石墨结构中的散粒噪声特征和无序散射金属之间的相似性可以通过它们输运机制之间的相似性加以解释。在个别电导极小值对应的费米能量位置，散粒噪声Fano因子略小于或略大于1/3，这是由于在单层石墨中由klein隧穿和共振隧穿机制决定的透射概率谱角分布各向异性与无序散射金属中开放闭合通道均匀无序分布略有不同，而且前者的闭合通道与后者闭合通道的衰减趋势也略有不同造成的。

Fano因子接近于1/3的散粒噪声是相对论效应的结果。我们的发现对实验观测和深入理解相对论性量子动力学机制产生的噪声有一定指导意义。除了Dirac点，具有相对论性特征的散粒噪声可以通过测量其他电导极小值点的Fano因子进行研究，这对实验观测提供了更大的可选择性。

我们的工作也讨论了电子空穴激发谱中能隙的影响，发现能引起可观测效应的最小能隙约为1 meV。

第8章 结论

电流涨落几乎存在于所有输运器件中，对它的研究近年来成为介观物理领域一个非常活跃而吸引人的分支。在低温下，热涨落极微弱，由载流子电荷分立性引起的散粒噪声对电流涨落起主导作用。通过测量散粒噪声，可以得到电导测量所不能得到的系统信息。比如，散粒噪声实验能得到载流子之间的量子关联、载流子的电荷和统计特征、导体的电势结构以及介观系统内在能量尺度的特征等。而目前，关于散粒噪声还有一些实验现象理论不能很好的解释，许多新的输运系统中的散粒噪声特征和产生机制不是很清楚。本文针对若干介观体系中的散粒噪声进行了较为深入的理论研究，解释了一些实验现象，揭示了一些规律性。

对于共振隧穿双势垒结构，现有的理论研究可以解释大部分实验观测到的电流和噪声特征。但到目前为止，还很少有工作考虑自旋轨道耦合的影响。我们研究了共振隧穿双势垒结构中的零频散粒噪声，基于散射矩阵方法，并考虑与自旋有关的散射过程，得到了存在 Dresselhaus 自旋轨道耦合效应的相位相干介观输运系统中噪声的普适表达式。这个表达式可以自然的推广到具有 Rashba 自旋轨道耦合和两种自旋轨道耦合共存的系统，并且可以回归到不考虑自旋轨道耦合效应的经典公式。研究发现 Dresselhaus 自旋轨道耦合显著影响双势垒结构中的平均电流 I ，散粒噪声 S 和它的 Fano 因子。当存在自旋轨道耦合时，自旋“ $\uparrow$ ”的电子不仅排斥自旋“ $\uparrow$ ”的电子，也排斥自旋“ $\downarrow$ ”的电子。实验上观测到的 Fano 因子小于 0.5 的噪声极大抑制现象可以通过 Dresselhaus 自旋轨道耦合的影响给予理论解释。我们的工作对理解输运体系的内在噪声机制，改善器件的输运特性，实验上观测自旋轨道耦合有一定意义。

单层石墨具有由碳原子组成的二维六角晶格，这种六角晶格的准粒子激发谱的特征可以用相对论 Dirac 方程充分描述，实验上可以通过这一低能的系统来研究相对论现象。电子空穴共轭对称是 Dirac 方程的主要特征，Klein 隧穿和手征性是它的两个主要现象。我们通过研究单层石墨共振隧穿双势垒结构中的散粒噪声，发现在包括 Dirac 点在内的大多数电导极小值对应的费米能位置，散粒噪声的 Fano 因子都等于或接近于 $1/3$ ，这是 Klein 隧穿，准粒子的手征性和共振隧穿特征共同作用的结果。并且，我们通过分析指出，单层石墨和无序

散射金属系统中散粒噪声抑制具有很大的相似性，因为这些系统的散粒噪声都是由隧穿谱中零噪声的开放通道和 Poisson 噪声的闭通道共同贡献的。在个别电导极小值对应的费米能量位置，散粒噪声 Fano 因子略小于或略大于 $1/3$ ，这是由于在单层石墨中由 klein 隧穿和共振隧穿机制决定的透射概率谱角分布各向异性与无序散射金属中开放闭合通道均匀无序分布略有不同，而且前者的闭合通道与后者闭合通道的衰减趋势也略有不同造成的。

我们运用散射矩阵方法对共振隧穿台阶势垒隧穿电流的散粒噪声进行了研究，得到了散粒噪声随外加偏压、费米能量和结构参数变化的特征。通过比较矩形单垒、台阶势垒和双势垒结构中的共振隧穿，我们发现台阶势垒中噪声随偏压变化的曲线形状与矩形单势垒和双势垒结构都不同，对于台阶势垒，散粒噪声在电流峰值对应的偏压处，呈现一个极小值的谷，Fano 因子在此达到极小值，并且噪声抑制相比后两者显著增强。Fano 因子达到 0.05 的最强的噪声抑制发生在两个势垒高度比为 $1/3$ 的构型。这些散粒噪声特征起源于台阶势垒在施加由低半垒到高半垒偏压下形成的三角形势阱，三角形势阱中形成的共振状态支持共振隧穿。这种独特的共振隧穿特征决定了介于共振隧穿和弹道输运之间的独特的透射概率谱特征，因此，散粒噪声抑制强度达到共振隧穿的 $1/2$ Poisson 值和弹道输运的 0 值之间。如果考虑信噪比和负微分电阻区域的宽度，基于台阶势垒的器件会比基于矩形单垒和双势垒结构的都优越。这些发现对改善基于共振隧穿机理的量子器件的性能，如信噪比、高频响应等有一定帮助。

我们研究了稀磁半导体/半导体异质结构中散粒噪声与系统空间结构、外加电场和磁场之间的关系。研究对象为 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ 异质结构，在这种结构中，导带电子和 Mn 离子的局域磁矩电子通过 $sp-d$ 交换过程相互作用。在一定外加磁场的作用下，对于自旋向上的电子，导带带边成为双势垒结构；对于自旋向下的电子，导带带边成为双势阱结构。研究发现，不同自旋取向电子的散粒噪声显著不同，并且敏感依赖于系统空间结构、外加电场、磁场等外加和内禀条件，散粒噪声对系统对称性和势函数构型的依赖比电导更敏感。

我们研究了在自旋轨道耦合影响下，电子隧穿通过受磁势垒和电势垒调制的二维电子气平面的电流和散粒噪声特征。研究发现受 Zeeman 作用和 Rashba 自旋轨道耦合效应的影响，电流和散粒噪声都具有极强的自旋依赖性，并且 Rashba 自旋轨道耦合会显著增强这两个量的自旋极化度。随着自旋轨道耦合强度的增

大，自旋向上分量的峰值位置向高能端移动，自旋向下分量的峰值位置向低能端移动。对于不同自旋取向，我们都得到Fano因子接近1/3的散粒噪声抑制。对应电子不同的 k_y 取值，系统的有效势场具有不同的构型，由此产生透射谱的角分布各向异性，Fano因子接近1/3的结果是无噪声的开放通道和Poisson噪声的闭合通道共同贡献产生的。

参考文献

- [1] 杜磊, 庄奕琪. 纳米电子学. 北京: 电子工业出版社, 2004.
- [2] Blanter Y M, Büttiker M. Shot noise in mesoscopic conductors. *Physics Reports*, 2000, 336:1-166.
- [3] Schottky W. On spontaneous current fluctuations in different electrical conductors. *Ann Phys (Leipzig)*, 1918, 57:541-567.
- [4] Davies J H, Hyldgaard P, Hershfield S, Wilkins J W. Classical theory for shot noise in resonant tunneling. *Phys Rev B*, 1992, 46:9620-9633.
- [5] Iannaccone G, Lombardi G, Macucci M, Pellegrini B. Enhanced Shot Noise in Resonant Tunneling: Theory and Experiment. *Phys Rev Lett*, 1998, 80:1054-1057.
- [6] A. van der Ziel. *Noise*. (Prentice-Hall, New York, 1954).
- [7] González T, Bulashenko O M, Mateos J, Pardo D, Reggiani L. Effect of long-range Coulomb interaction on shot-noise suppression in ballistic transport. *Phys Rev B*, 1997, 56:6424- 6427.
- [8] González T, González C, Mateos J, Pardo D, Bulashenko O M, Ruby J M, Reggiani L. Universality of the 1/3 Shot-Noise Suppression Factor in Nondegenerate Diffusive Conductors. *Phys Rev Lett*, 1998, 80:2901-2904.
- [9] Nagaev K. Long-range Coulomb interaction and frequency dependence of shot noise in mesoscopic diffusive contacts. *Phys Rev B*, 1998, 57:4628-4634.
- [10] Hung K M, Wu G Y. Noise characteristics of ultrasmall resonant-tunneling structures. *Phys Rev B*, 1993, 48:14687-14689.
- [11] Kozub V I, Rudin A M. Shot noise in mesoscopic diffusive conductors in the limit of strong electron-electron scattering. *Phys Rev B*, 1995, 52:7853-7856.
- [12] Naveh Y, Averin D V, Likharev K K. Effect of Screening on Shot Noise in Diffusive Mesoscopic Conductors. *Phys Rev Lett*, 1997, 79:3482-3485.
- [13] Büttiker M. Scattering theory of thermal and excess noise in open conductors. *Phys Rev Lett*, 1990, 65:2901-2904.
- [14] Martin T, Landauer R. Wave-packet approach to noise in multichannel mesoscopic systems. *Phys Rev B*, 1992, 45:1742-1755.
- [15] Sukhorukov E V, Loss D. Universality of Shot Noise in Multiterminal Diffusive Conductors. *Phys Rev Lett*, 1998, 80:4959-4962.

-
- [16] Aleshkin V Y, Reggiani L, Reklaitis A. Electron transport and shot noise in ultrashort single-barrier semiconductor heterostructures. *Phys Rev B*, 2001, 63:085302.
- [17] Zhu R, Guo Y. Dresselhaus spin-orbit coupling effect on the shot noise in resonant double-barrier structures. *Appl Phys Lett*, 2007, 90:232104.
- [18] Egues J C, Burkard G, Saraga D S, Schliemann J, Loss D. Shot noise and spin-orbit coherent control of entangled and spin-polarized electrons. *Phys Rev B*, 2005, 72:235326.
- [19] Pucel R A. The equivalent noise current of Esaki diodes. *Proc IRE*, 1961, 49:1080-1081.
- [20] Ho T L. Effect of Quantum Voltage Fluctuations on the Resistance of Normal Junctions. *Phys Rev Lett*, 1983, 22:2060-2063.
- [21] Schön G. Quantum shot noise in tunnel junctions. *Phys Rev B*, 1985, 32:4469-4485.
- [22] Lee H, Levitov L S. Current fluctuations in a single tunnel junction. *Phys Rev B*, 1996, 53:7383- 7391.
- [23] Sharvin Yu V. A possible method for measuring Fermi surfaces. *Zh Eksp Teor Fiz*, 1965, 48:984-985. [*Sov Phys JETP*, 1965, 21:655-656].
- [24] Büttiker M. Quantized transmission of a saddle-point constriction. *Phys Rev B*, 1990, 41:7906-7909.
- [25] Beenakker C W J, Melsen J A. Conductance fluctuations, weak localization, and shot noise for a ballistic constriction in a disordered wire. *Phys Rev B*, 1994, 50:2450-2457.
- [26] Chen L Y, Ying S C. Shot Noise Suppression in Quantum Point Contact Structures. *Mod Phys Lett B*, 1995, 9:573.
- [27] Reznikov M I, Heiblum M, Shtrikman H, Mahalu D. Temporal Correlation of Electrons: Suppression of Shot Noise in a Ballistic Quantum Point Contact. *Phys Rev Lett*, 1995, 75:3340-3343.
- [28] Lefloch F, Hoffmann C, Sanquer M, Quirion D, Doubled Full Shot Noise in Quantum Coherent Superconductor-Semiconductor Junctions. *Phys Rev Lett*, 2003, 90:067002.
- [29] Saminadayar L, Glatthli D C, Jin Y, Etienne B. Observation of the $e/3$ Fractionally Charged Laughlin Quasiparticle. *Phys Rev Lett*, 1997, 79:2526-2529.
- [30] Abanin D A, Levitov L S. Quantized Transport in Graphene p-n Junctions in a Magnetic Field. *Science*, 2007, 317:641-643.
- [31] Williams J R, DiCarlo L, Marcus C M. Quantum Hall effect in a gate-controlled p - n junction of graphene. *Science*, 2007, 317:638-641.
- [32] Dresselhaus G. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures. *Phys Rev*, 1955, 100:580-586.

- [33] Lo I, Gau M H, Tsai J K, Chen Y L, Chang Z J, Wang W T, Chiang J C, Aggerstam T, Lourdudoss S. Anomalous k -dependent spin splitting in wurtzite $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures. *Phys Rev B*, 2007, 75:245307.
- [34] Perel' V I, Tarasenko S A, Yassievich I N, Ganichev S D, Bel'kov V V, Prettl W. Spin-dependent tunneling through a symmetric semiconductor barrier. *Phys Rev B*, 2003, 67:201304(R).
- [35] E. A. de Andrada e Silva, La Rocca G C, Bassani F. Spin-split subbands and magneto-oscillations in III-V asymmetric heterostructures. *Phys Rev B*, 1994, 50:8523-8533.
- [36] Molenkamp L W, Schmidt G, Bauer G E W. Rashba Hamiltonian and electron transport. *Phys Rev B*, 2001, 64:121202(R).
- [37] Nitta J, Akazaki T, Takayanagi H, Enoki T. Gate Control of Spin-Orbit Interaction in an Inverted $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ Heterostructure. *Phys Rev Lett*, 1997, 78:1335-1338.
- [38] Davies J H. The physics of low-dimensional semiconductors (Cambridge University Press, Cambridge, 1998).
- [39] Zutic I, Fabian J, S. Das Sarma. Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev Mod Phys*, 2004, 76:323- 410.
- [40] Datta S, Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator. *Appl Phys Lett*, 1990, 56:665-557.
- [41] Rashba E I. Spintronics: Sources and Challenge-Personal perspective. *J Supercond*, 2002, 15:13-17.
- [42] Zutic I. Novel aspects of spin-polarized transport and spin dynamics. *J Supercond*, 2002, 15:5-12.
- [43] Aronov A G, Pikus G E. Spin injection into semiconductors. *Fiz Tekh Poluprovodn* (S.-Peterburg), 1976, 10:1177-1180 [*Sov Phys Semicond*, 1976, 10:698-700].
- [44] Alvarado S F, Renaud P. Observation of spin-polarized-electron tunneling from a ferromagnet into GaAs. *Phys Rev Lett*, 1992, 68:1387-1390.
- [45] Landauer R. Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction. *IBM J Res Dev*, 1957, 1:233-251; 32, 306 (1988).
- [46] Landauer R, Martin Th. Equilibrium and shot noise in mesoscopic systems. *Physica B*, 1991, 175:167-177.
- [47] Büttiker M. Scattering theory of current and intensity noise correlations in conductors and wave guides. *Phys Rev B*, 1992, 46:12485-12507.
- [48] Zhu R, Guo Y. Current shot noise characteristics in resonant tunneling step-barrier structures. *J Appl Phys*, 2007, 102:083706.
- [49] Tsu R, Esaki L. Tunneling in a finite superlattice. *Appl Phys Lett*, 1973, 22:562.

- [50] Guo Y, Gu B L, Yu J Z, Zeng Z, Kawazoe Y. Resonant tunneling in step-barrier structures under an applied electric field. *J Appl Phys*, 1998, 84:918.
- [51] Guo Y, Gu B L, Zeng Z, Kawazoe Y. Size effect on quasibound states and negative differential resistances in step-barrier structures. *Phys Lett A*, 1999, 261:114-118.
- [52] Emelett S J, Goodhue W D, Karakashian A S. Observation of negative differential resistance in GaAlAs single-barrier heterostructure at room temperature. *J Appl Phys*, 2004, 95:2930.
- [53] Muralidharan G, Nicholson D M, Rajic S, Daniels-Race T M, Li H, Thundat T, Datskos P G. An atomic force microscope-based investigation of vertical transport through GaAs/GaAlAs/InAlAs/GaAs step-barrier heterostructures. *Ultramicroscopy*, 2002, 91:133-138.
- [54] Yang M, Li S S. Reflected in-plane conductance near a barrier with Dresselhaus spin-orbit coupling. *Phys Rev B*, 2005, 72:193310.
- [55] Li S S, Xia J B, Hirose K. Electron transport through hierarchical self-assembly of GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum dots. *J Appl Phys*, 2005, 98:083704.
- [56] Zhang F C, Dai N, Luo H, Samarth N, Dobrowolska M, Furdyna J K, Ram-Mohan L R. Observation of Localized Above-Barrier Excitons in Type-I Superlattices. *Phys Rev Lett*, 1992, 68:3220-3223.
- [57] Mendez E E. *Physics and Applications of Quantum Wells and Superlattices*. Edited by Mendez E E and K. von Klitzing (Plenum, New York, 1987).
- [58] Chow D H, McGill T C. Negative differential resistances from $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -CdTe single quantum barrier heterostructures. *Appl Phys Lett*, 1986, 48:1485.
- [59] Chow D H, McGill T C, Sou I K, Faurie J P, Nieh C W. Observation of negative differential resistance from a single barrier heterostructure. *Appl Phys Lett*, 1988, 52:54.
- [60] Beresford R, Luo L F, Wang W I. Negative differential resistance in AlGaSb/InAs single-barrier heterostructures at room temperature. *Appl Phys Lett*, 1989, 54:1899.
- [61] Söderström J R, Chow D H, McGill T C. Demonstration of large peak-to-valley current ratios in InAs/AlGaSb/InAs single-barrier heterostructures. *Appl Phys Lett*, 1989, 55:1348.
- [62] Luo H, Dai N, Zhang F C, Samarth N, Dobrowolska M, Furdyna J K, Parks C, Ramdas A K. Observation of quasibound states in semiconductor single quantum barriers. *Phys Rev Lett*, 1993, 70:1307-1310.
- [63] A.L. Xavier, Jr. and M. A. M. de Aguiar. Phase-Space Approach to the Tunnel Effect: A New Semiclassical Traversal Time. *Phys Rev Lett*, 1997, 79:3323-3326.
- [64] Beresford R, Luo L F, Wang W I. Negative differential resistance in AlGaSb/InAs single-barrier heterostructures at room temperature. *Appl Phys Lett*, 1989, 54:1899.

-
- [65] Landheer D, Liu H C, Buchanan M, Stoner R. Tunneling through AlAs barriers: Γ -X transfer current. *Appl Phys Lett*, 1989, 54:1784.
- [66] A. L. Xavier, Jr., M. A. M. de Aguiar. Phase-Space Approach to the Tunnel Effect: A New Semiclassical Traversal Time. *Phys Rev Lett*, 1997, 79:3323-3326.
- [67] Esaki L, Tsu R. Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors. *IBM J Res Dev*, 1970, 14:61-65.
- [68] Chang L L, Esaki L, Tsu R. Resonant tunneling in semiconductor double barriers. *Appl Phys Lett*, 1974, 24:593.
- [69] Capasso F, Kiehl R A. Resonant tunneling transistor with quantum well base and high-energy injection: A new negative differential resistance device. *J Appl Phys*, 1985, 58:1366.
- [70] Reklaitis A, Reggiani L. Monte Carlo study of shot-noise suppression in semiconductor heterostructure diodes. *Phys Rev B*, 1999, 60:11683-11693.
- [71] Aleshkin V Y, Reggiani L, Rosini M. Comparative analysis of sequential and coherent tunneling models in resonant diodes. *Phys Rev B*, 2006, 73:165320.
- [72] Aleshkin V Y, Reggiani L, Alkeev N V, Lyubchenko V E, Ironside C N, Figueiredo J M L, Stanley C R. Coherent approach to transport and noise in double-barrier resonant diodes. *Phys Rev B*, 2004, 70:115321.
- [73] Aleshkin V Y, Reggiani L. Electron transport and shot noise in double-barrier resonant diodes: The role of Pauli and Coulomb correlations. *Phys Rev B*, 2001, 64:245333.
- [74] Song W, Mendez E E, Kuznetsov V, Nielsen B. Shot noise in negative-differential-conductance devices. *Appl Phys Lett*, 2003, 82:1568.
- [75] Kuznetsov V V, Mendez E E, Bruno J D, Pham J T. Shot noise enhancement in resonant-tunneling structures in a magnetic field. *Phys Rev B*, 1998, 58:R10159-R10162.
- [76] Adachi S. GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Material parameters for use in research and device applications. *J Appl Phys*, 1985, 58:R1.
- [77] Li Y P, Zaslavsky A, Tsui D C, Santos M, Shayegan M. Noise characteristics of double-barrier resonant-tunneling structures below 10 kHz. *Phys Rev B*, 1990, 41:8388-8391.
- [78] Alkeev N V, Lyubchenko V E, Ironside C N, Figueiredo J M L, Stanley C R. Current noise in resonance tunnel diodes based on InGaAlAs heterostructures. *J Commun Technol Electron*, 2002, 47:228-231.
- [79] Alkeev N V, Lyubchenko V E, Ironside C N, McMeekin S G, Leite A M P. Superhigh-frequency characteristics of optical modulators on the basis of InGaAlAs resonance-tunnel heterostructures. *J Commun Technol Electron*, 2000, 45:911-914.

- [80] Wang L G, Yang W, Chang K, Chan K S. Spin-dependent tunneling through a symmetric semiconductor barrier: The Dresselhaus effect. *Phys Rev B*, 2005, 72:153314.
- [81] Li W, Guo Y. Dresselhaus spin-orbit coupling effect on dwell time of electrons tunneling through double-barrier structures. *Phys Rev B*, 2006, 73:205311.
- [82] Glazov M M, Alekseev P S, Odnoblyudov M A, Chistyakov V M, Tarasenko S A, Yassievich I N. Spin-dependent resonant tunneling in symmetrical double-barrier structures. *Phys Rev B*, 2005, 71:155313.
- [83] Chen L Y, Ting C S. Noise characteristics of sequential tunneling through double-barrier junctions. *Phys Rev B*, 1992, 46:4714-4717.
- [84] Iannaccone G, Macucci M, Pellegrini B. Shot noise in resonant-tunneling structures. *Phys Rev B*, 1997, 55:4539-4550.
- [85] Chen L Y, Ting C S. Theoretical investigation of noise characteristics of double-barrier resonant-tunneling systems. *Phys Rev B*, 1991, 43:4534-4537.
- [86] Guo Y, Han L, Zhu R, Xu W. Spin-dependent shot noise in diluted-magnetic-semiconductor/semiconductor heterostructures. *Eur Phys J B*, 2008. in press.
- [87] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, S. von Molnar, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future. *Science*, 2001, 294:1488-1495.
- [88] Wolf S A, Chtchelkanova A Y, Treger D M. Spintronics - A retrospective and perspective. *IBM J RES & DEV*, 2006, 50:101-110.
- [89] Hayashi T, Tanaka M, Nishinaga T, Shimada H, Tsuchiya T, Otuka Y. (GaMn) As: GaAs-based III-V diluted magnetic semiconductors grown by molecular beam epitaxy. *J Cryst Growth*, 1997, 175/176:1063-1068.
- [90] Ohno H, Shen A, Matsukura F, Oiwa A, End A, Katsumoto S, Iye Y. (Ga, Mn) As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs. *Appl Phys Lett*, 1996, 69:363.
- [91] Ohno H. Making Nonmagnetic Semiconductors Ferromagnetic. *Science*, 1998, 281:951-956.
- [92] S. Das Sarma, Hwang E H, Kaminski A. Temperature-dependent magnetization in diluted magnetic semiconductors. *Phys Rev B*, 2003, 67:155201.
- [93] Saito H, Zayets V, Yamagata S, Ando K. Room-Temperature Ferromagnetism in a II-VI Diluted Magnetic Semiconductor $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Te}$. *Phys Rev Lett*, 2003, 90:207202.
- [94] Li S S, Chang K, Xia J B, Hirose K. Spin-dependent transport through $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ diluted magnetic semiconductor quantum dots. *Phys Rev B*, 2003, 68:245306.
- [95] Egues J C, Gould C, Richter G, Molenkamp L W. Spin filtering and magnetoresistance in ballistic tunnel junctions. *Phys Rev B*, 2001, 64:195319.

- [96] Munekata H, Ohno H, Ruf R R, Gambino R J, Chang L L. P-Type diluted magnetic III-V semiconductors. *J Cryst Growth*, 1991, 111:1011-1015.
- [97] Sugakov V I, Yatskevich S A. Electron tunneling in parallel electric barriers doped with magnetic impurities. *Sov Tech Phys Lett*, 1992, 18:134.
- [98] Guo Y, Gu B L, Wang H, Kawazoe Y. Spin-resonant suppression and enhancement in ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe multilayer heterostructures. *Phys Rev B*, 2001, 63:214415; Guo Y, Lu J Q, Gu B L, Kawazoe Y. Spin-resonant splitting in magnetically modulated semimagnetic semiconductor superlattices. *Phys Rev B*, 2001, 64:155312; Guo Y, Chen X Y, Zhai F, Gu B L, Kawazoe Y. Spin-filter diode based on ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/Zn_{1-y}Mn_ySe/ZnSe heterostructures. *Appl Phys Lett*, 2002, 80:4591; Guo Y, Shang C. E, Chen X Y. Spin-dependent delay time and the Hartman effect in tunneling through diluted-magnetic-semiconductor/semiconductor heterostructures. *Phys Rev B*, 2005, 72:045356.
- [99] Béjar M, Sánchez D, Platero G, MacDonald A H. Spin-polarized current oscillations in diluted magnetic semiconductor multiple quantum wells. *Phys Rev B*, 2003, 67:045324; Sánchez D, MacDonald A H, Platero G. Field-domain spintronics in magnetic semiconductor multiple quantum wells. *Phys Rev B*, 2002, 65:035301; Papp G, Borza S, Peeters F M. Spin transport in a Mn-doped ZnSe asymmetric tunnel structure. *J Appl Phys*, 2005, 97:113901.
- [100] Chang K, Peeters F M. Spin-polarized ballistic transport in diluted magnetic semiconductor quantum wire systems. *Phys Rev B*, 2003, 68:205320.
- [101] Brito F G, Estanislau J F, Egues J C. Shot noise in spin-polarized currents. *J Magn Magn Mater*, 2001, 226-230:457- 459.
- [102] Lamacraft A. Shot noise of spin-polarized electrons. *Phys Rev B*, 2004, 69:081301.
- [103] Zareyan M, Belzig W. Shot noise of spin current in ferromagnet-normal-metal systems. *Europhys Lett*, 2005, 70:817-823.
- [104] Belzig W, Zareyan M. Spin-flip noise in a multiterminal spin valve. *Phys Rev B*, 2004, 69:140407.
- [105] Wang B, Wang J, Guo H. Shot noise of spin current. *Phys Rev B*, 2004, 69:153301.
- [106] Yu H, Liang J Q. Spin current and shot noise in single-molecule quantum dots with a phonon mode. *Phys Rev B*, 2005, 72:075351.
- [107] Sauret O, Feinberg D. Spin-Current Shot Noise as a Probe of Interactions in Mesoscopic Systems. *Phys Rev Lett*, 2004, 92:106601.
- [108] Egues J C, Burkard G, Loss D. Rashba Spin-Orbit Interaction and Shot Noise for Spin-Polarized and Entangled Electrons. *Phys Rev Lett*, 2002, 89:176401.

- [109] Brito F G, Egues J C. Shot noise in the presence of spin-flip scattering. *Braz J Phys*, 2002, 32 (2A):324-326.
- [110] Li Y X, Guo Y, Li B Z. Rashba spin-orbit coupling effect on the noise in quasi-one-dimensional nanowires under an applied magnetic field. *Phys Rev B*, 2005, 72:075321.
- [111] Zhu R, Guo Y. Spin-dependent shot noise in a two-dimensional electron gas modulated by magnetic barriers and Rashba spin-orbit coupling. *J Appl Phys*, 2008, 103. in press.
- [112] Gijs M A M, Bauer G E W. Perpendicular giant magnetoresistance of magnetic multilayers. *Adv Phys*, 1997, 46:285-445.
- [113] Hirsch J E. Spin Hall Effect. *Phys Rev Lett*, 1999, 83:1834-1837.
- [114] Murakami S, Nagaosa N, Zhang S C. Dissipationless Quantum Spin Current at Room Temperature. *Science*, 2003, 301:1348-1351; Sinova J, Culcer D, Niu Q, Sinitsyn N A, Jungwirth T, MacDonald A H. Universal Intrinsic Spin Hall Effect. *Phys Rev Lett*, 2004, 92:126603; Nikolic B K, Zârbo L P, Souma S. Mesoscopic spin Hall effect in multiprobe ballistic spin-orbit-coupled semiconductor bridges. *Phys Rev B*, 2005, 72:075361.
- [115] Rashba E I, Efros A I. Orbital Mechanisms of Electron-Spin Manipulation by an Electric Field. *Phys Rev Lett*, 2003, 91:126405.
- [116] Yang M, Li S S. Device for charge- and spin-pumped current generation with temperature-induced enhancement. *Phys Rev B*, 2004, 70:195341.
- [117] Mucciolo E R, Chamon C, Marcus C M. Adiabatic Quantum Pump of Spin-Polarized Current. *Phys Rev Lett*, 2002, 89:146802.
- [118] Watson S K, Potok R M, Marcus C M, Umansky V. Experimental Realization of a Quantum Spin Pump. *Phys Rev Lett*, 2003, 91:258301.
- [119] Sharma P, Chamon C. Quantum Pump for Spin and Charge Transport in a Luttinger Liquid. *Phys Rev Lett*, 2001, 87:096401; Citro R, Andrei N, Niu Q. Pumping in an interacting quantum wire. *Phys Rev B*, 2003, 68:165312.
- [120] Stevens M J, Smirl A L, Bhat R D R, Najmaie A, Sipe J E, H. M. van Driel. Quantum Interference Control of Ballistic Pure Spin Currents in Semiconductors. *Phys Rev Lett*, 2003, 90:136603.
- [121] Benjamin R, Benjamin C. Quantum spin pumping with adiabatically modulated magnetic barriers. *Phys Rev B*, 2004, 69:085318.
- [122] Blaauboer M, Fricot C M L. Spin pump turnstile: Parametric pumping of a spin-polarized current through a nearly closed quantum dot. *Phys Rev B*, 2005, 71:041303(R).
- [123] Sela E, Oreg Y. Theory of noncoherent spin pumps. *Phys Rev B*, 2005, 71:075322.

-
- [124] Jun-ichiro Inoue, Bauer G E W, Molenkamp L W. Diffuse transport and spin accumulation in a Rashba two-dimensional electron gas. *Phys Rev B*, 2003, 67:033104.
- [125] Molenkamp L W, Schmidt G, Bauer G E W. Rashba Hamiltonian and electron transport. *Phys Rev B*, 2001, 64:121202(R).
- [126] Schliemann J, Loss D. Anisotropic transport in a two-dimensional electron gas in the presence of spin-orbit coupling. *Phys Rev B*, 2003, 68:165311.
- [127] Kato M, Endo A, Katsumoto S, Iye Y. Two-dimensional electron gas under a spatially modulated magnetic field: A test ground for electron-electron scattering in a controlled environment. *Phys Rev B*, 1998, 58:4876-4881.
- [128] Guo Y, Gu B L, Duan W H, Zhang Y. Transport in asymmetric multiple-barrier magnetic nanostructures. *Phys Rev B*, 1997, 55:9314-9317; Guo Y, Gu B L, Zeng Z, Yu J Z, Kawazoe Y. Electron-spin polarization in magnetically modulated quantum structures. *Phys Rev B*, 2000, 62, 2635-2639; Guo Y, Zhai F, Gu B L, Kawazoe Y. Resonant enhancement and negative differential resistances in hybrid magnetic-electric barrier structures. *Phys Rev B*, 2002, 66:045312; Guo Y, Qin J H, Chen X Y, Gu B L. Spin Polarization Through Resonant Tunnelling in a Magnetic Double-Barrier and Double-Well Quantum Structure. *Chin Phys Lett*, 2003, 20:1124-1127.
- [129] Dubrovin B A, Novikov S P. Ground states of a two-dimensional electron in a periodic magnetic field. *Zh Eksp Teor Fiz*, 1980, 79:1006 [*Sov Phys IETP*, 1980, 52:511-516].
- [130] Vil'ns P P, Éntin M V. Quantum wells due to an inhomogeneous magnetic field. *Fiz Tekh Poluprovodn*, 1988, 22:1905 [*Sov Phys Semicond*, 1988, 22:1209-1211].
- [131] Peeters F M, Matulis A. Quantum structures created by nonhomogeneous magnetic fields. *Phys Rev B*, 1993, 48:15166-15174.
- [132] Peeters F M, Matulis A, Ibrahim I S. Two-dimensional electrons in modulated magnetic fields. *Physica B*, 1996, 227:131-137.
- [133] Governale M, Boese D. Magnetic barrier in confined two-dimensional electron gases: Nanomagnetometers and magnetic switches. *Appl Phys Lett*, 2000, 77:3215-3217.
- [134] Kim N, Ihm G, Sim H S, Chang K J. Electronic structure of a magnetic quantum ring. *Phys Rev B*, 1999, 60:8767-8772.
- [135] Ibrahim I S, Peeters F M. Two-dimensional electrons in lateral magnetic superlattices. *Phys Rev B*, 1995, 52:17321-17334; Krakovsky A. electronic band structure in a periodic magnetic field. *Phys Rev B*, 1996, 53:8469-8472.
- [136] Carmona H A, Geim A K, Nogaret A, Main P C, Foster T J, Henini M, Beaumont S P, Blamire M G. Two dimensional electrons in a lateral magnetic superlattice. *Phys Rev Lett*, 1995, 74:3009-3012.

-
- [137] Ye P D, Weiss D, Gerhardts R R, et al. Electrons in a periodic magnetic field induced by a regular array of micromagnets. *Phys Rev Lett*, 1995, 74:3013-3016.
- [138] Izawa S, Katsumoto S, Endo A, et al. Magnetoresistance oscillation in two-dimensional electron gas under spatially modulated vector potential. *J Phys Soc Jpn*, 1995, 64:706-710.
- [139] Luo J Y, Li X Q, Yan Y J. Calculation of the current noise spectrum in mesoscopic transport: A quantum master equation approach. *Phys Rev B*, 2007, 76:085325.
- [140] Guerrero R, Aliev F G, Tserkovnyak Y, Santos T S, Moodera J S. Shot Noise in Magnetic Tunnel Junctions: Evidence for Sequential Tunneling. *Phys Rev Lett*, 2006, 97:266602.
- [141] Qin L, Guo Y, Zhu J L. Spin-dependent shot noise in ferromagnet/quantum dot/ferromagnet tunneling system. *Phys Lett A*, 2007, 366:124-129.
- [142] Steinbach A H, Martinis J M, Devoret M H. Observation of Hot-Electron Shot Noise in a Metallic Resistor. *Phys Rev Lett*, 1996, 76:3806-3809.
- [143] Kim J W, Kim N, Lee S J, Kang T W. Spin currents modulated by magnetic barriers in semiconductor nanowires. *Semicond Sci Technol*, 2006, 21:647-653.
- [144] Papp G, Peeters F M. Spin filtering in a magnetic-electric barrier structure. *Appl Phys Lett*, 2001, 78:2184.
- [145] Papp G, Peeters F M. Erratum: "Spin filtering in a magnetic-electric barrier structure" [*Appl. Phys. Lett.* 78, 2184 (2001)]. *Appl Phys Lett*, 2001, 79:3198.
- [146] Jiang Y, Jalil M B A, Low J S. Comment on "Spin filtering in a magnetic-electric barrier structure" [*Appl. Phys. Lett.* 78, 2184 (2001)]. *Appl Phys Lett*, 2002, 80:1673.
- [147] Jalil M B A, Tan S G, Liew T, Teo K L, Chong T C. High spin filtering using multiple magnetoelectric barriers. *J Appl Phys*, 2004, 95:7321.
- [148] Seo K C, Ihm G, An K H, Lee S J. Spin filtering in an electromagnetic structure. *J Appl Phys*, 2004, 95:7252.
- [149] Tan S G, Jalil M B A, Liew T. Spin current induced by in-plane magnetoelectric δ -barriers in a two-dimensional electron gas. *Phys Rev B*, 2005, 72:205337.
- [150] Zhai F, Xu H Q, Guo Y. Tunable spin polarization in a two-dimensional electron gas modulated by a ferromagnetic metal stripe and a Schottky metal stripe. *Phys Rev B*, 2004, 70:085308.
- [151] Papp G, Vasilopoulos P, Peeters F M. Spin polarization in a two-dimensional electron gas modulated periodically by ferromagnetic and Schottky metal stripes. *Phys Rev B*, 2005, 72:115315.
- [152] Zhu R, Guo Y. Shot noise in the graphene-based resonant-tunneling double-barrier structures. *Appl Phys Lett*, 2007, 91:252113.

- [153] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Katsnelson M I, Grigorieva I V, Dubonos S V, Firsov A A. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene. *Nature (London)*, 2005, 438:197-200.
- [154] Zhang Y, Tan Y W, Stormer H L, Kim P. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene. *Nature (London)*, 2005, 438:201-204.
- [155] Berger C, Song Z, Li X, Wu X, Brown N, Naud C, Mayou D, Li T, Hass J, Marchenkov A N, Conrad E H, First P N, Heer W A de. Electronic Confinement and Coherence in Patterned Epitaxial Graphene. *Science*, 2006, 312:1191-1196.
- [156] Katsnelson M I, Novoselov K S, Geim A K. Chiral tunnelling and the Klein paradox in graphene. *Nat Phys*, 2006, 2:620-625.
- [157] J. Milton Pereira Jr., Vasilopoulos P, Peeters F M. Graphene-based resonant-tunneling structures. *Appl Phys Lett*, 2007, 90:132122.
- [158] Bai C X, Zhang X D. Klein paradox and resonant tunneling in a graphene superlattice. *Phys Rev B*, 2007, 76:075430.
- [159] J. Milton Pereira Jr., Mlinar V, Peeters F M, Vasilopoulos P. Confined states and direction-dependent transmission in graphene quantum wells. *Phys Rev B*, 2006, 74:045424.
- [160] Cheianov V V, Falko V I. Selective transmission of Dirac electrons and ballistic magnetoresistance of n-p junctions in graphene. *Phys Rev B*, 2006, 74:041403(R).
- [161] Nakada K, Fujita M, Dresselhaus G, Dresselhaus M S. Edge state in graphene ribbons: Nanometer size effect and edge shape dependence. *Phys Rev B*, 1996, 54: 17954-17961.
- [162] Yao Y, Ye F, Qi X L, Zhang S C, Fang Z. Spin-orbit gap of graphene: First-principles calculations. *Phys Rev B*, 2007, 75:041401(R).
- [163] Kane C L, Mele E J. Quantum Spin Hall Effect in Graphene. *Phys Rev Lett*, 2005, 95:226801.
- [164] Boettger J C, Trickey S B. First-principles calculation of the spin-orbit splitting in graphene. *Phys Rev B*, 2007, 75:121402(R).
- [165] Han M Y, Ozyilmaz B Ä, Zhang Y, Kim P. Energy Band-Gap Engineering of Graphene Nanoribbons. *Phys Rev Lett*, 2007, 98:206805.
- [166] Fistul M V, Efetov K B. Electromagnetic-Field-Induced Suppression of Transport through *n-p* Junctions in Graphene. *Phys Rev Lett*, 2007, 98:256803.
- [167] Min H, Sahu B, Banerjee S K, MacDonald A H. *Ab initio* theory of gate induced gaps in graphene bilayers. *Phys Rev B*, 2007, 75:155115.
- [168] Murakami S, Nagaosa N, Zhang S C. Spin-Hall Insulator. *Phys Rev Lett*, 2004, 93:156804.
- [169] Ohta T, Bostwick A, Seyller T, Horn K, Rotenberg E. Controlling the Electronic Structure of Bilayer Graphene. *Science*, 2006, 313:951-954.

- [170] Tworzydło J, Trauzettel B, Titov M, Rycerz A, Beenakker C W J. Sub-Poissonian Shot Noise in Graphene. *Phys Rev Lett*, 2006, 96:246802.
- [171] Snyman I, Beenakker C W J. Ballistic transmission through a graphene bilayer. *Phys Rev B*, 2007, 75:045322.
- [172] Beenakker C W J, Büttiker M. Suppression of shot noise in metallic diffusive conductors. *Phys Rev B*, 1992, 46:1889-1892.
- [173] Nagaev K E. On the shot noise in dirty metal contacts. *Phys Lett A*, 1992, 169:103-107.

致 谢

衷心感谢导师郭永教授对本人的精心指导。他的启发和鼓励，激发了我进行科学研究的极大兴趣和信心。他的言传身教让我受益匪浅，他对我的教导和关怀将使我终生难忘。

感谢系里许多老师曾给我的帮助和关心，感谢同组的吕海峰，韩理，秦岭，成瞳光，龚一杨，李婉，许文，秦建华等同学的热情交流与合作！

本课题承蒙国家自然科学基金及国家重点基础发展规划课题资助，特此致谢。

声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名：_____日 期：_____

个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果

个人简历

1979 年 4 月 25 日出生于陕西省西安市。

1997 年 9 月考入北京师范大学物理学系材料物理专业，2001 年 7 月本科毕业并获得理学学士学位。

2001 年 9 月考入北京师范大学物理学系凝聚态物理专业攻读硕士学位，2004 年 7 月获得理学硕士学位。

2004 年 9 月考入清华大学物理系攻读物理学博士至今。

发表的学术论文

- [1] **Zhu R**, Guo Y. Dresselhaus spin-orbit coupling effect on the shot noise in resonant double-barrier structures. Appl Phys Lett, 2007, 90:232104. (SCI 收录, 影响因子 3.977.)
- [2] **Zhu R**, Guo Y. Shot noise in the graphene-based double-barrier structures. Appl Phys Lett, 2007, 91:252113. (SCI 收录, 影响因子 3.977.)
- [3] **Zhu R**, Guo Y. Current shot noise characteristics in resonant tunneling step-barrier structures. J Appl Phys, 2007, 102:083706. (SCI 收录, 影响因子 2.316.)
- [4] **Zhu R**, Guo Y. Spin-dependent shot noise in a two-dimensional electron gas modulated by magnetic barriers and Rashba spin-orbit coupling. J Appl Phys, 2008, 103:073717. (SCI 收录, 影响因子 2.316.)
- [5] Guo Y, Han L, **Zhu R**, Xu W. Spin-dependent shot noise in diluted-magnetic-semiconductor/semiconductor heterostructures. Eur Phys J B, 2008, 62:45-51. (SCI 收录, 影响因子 1.651.)