

## HgCdTe 薄膜的反局域效应

魏来明<sup>1</sup>, 刘新智<sup>1</sup>, 俞国林<sup>1\*</sup>, 高矿红<sup>1,2</sup>, 王奇伟<sup>1</sup>,  
林铁<sup>1</sup>, 郭少令<sup>1</sup>, 魏彦峰<sup>3</sup>, 杨建荣<sup>3</sup>, 何力<sup>3</sup>, 戴宁<sup>1</sup>, 褚君浩<sup>1,2</sup>

1. 中国科学院上海技术物理研究所 红外物理国家重点实验室, 上海 200083;
2. 华东师范大学 信息科学技术学院 极化材料与器件教育部重点实验室, 上海 200062;
3. 中国科学院上海技术物理研究所 红外成像材料与器件重点实验室, 上海 200083)

**摘要:**利用液相外延法制备了  $\text{Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$  薄膜样品,在对样品的低温磁输运测试中观察到反局域效应,说明样品中存在较强的自旋-轨道耦合.通过 Hikami-Larkin-Nagaoka (HLN) 局域模型加上 Drude 电导模型拟合磁电导曲线,得到了电子的退相干时间和自旋-轨道散射时间.研究表明,电子的退相规律符合 Nyquist 退相机制.

**关键词:**反局域;退相干时间;自旋-轨道耦合

**中图分类号:** O484.3 **文献标识码:** A

## Antilocalization effect in HgCdTe film

WEI Lai-Ming<sup>1</sup>, LIU Xin-Zhi<sup>1</sup>, YU Guo-Lin<sup>1\*</sup>, GAO Kuang-Hong<sup>1,2</sup>, WANG Qi-Wei<sup>1</sup>, LIN Tie<sup>1</sup>,  
GUO Shao-Ling<sup>1</sup>, WEI Yan-Feng<sup>3</sup>, YANG Jian-Rong<sup>3</sup>, HE Li<sup>3</sup>, DAI Ning<sup>1</sup>, CHU Jun-Hao<sup>1,2</sup>

1. National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Science, Shanghai 200083, China;
2. Key Laboratory of Polar Materials and Devices of Ministry of Education, School of Science and Technology of Information, East China Normal University, Shanghai 200062, China;
3. Key Laboratory of Infrared Imaging Materials and Detectors, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Science, Shanghai 200083, China)

**Abstract:** The antilocalization effect is observed by magnetotransport measurement at low temperature on a  $\text{Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$  sample prepared by liquid epitaxy technique, which suggests a strong spin-orbit interaction within this system. The phase coherence time and spin-orbit scattering time of electrons are extracted by fitting the experiment data with the Hikami-Larkin-Nagaoka (HLN) theory plus the Drude conductance model. According to the temperature dependence of phase coherence time, we also find that the Nyquist mechanism dominates the dephasing process.

**Key words:** antilocalization; phase coherence time; spin-orbit interaction

**PACS:** 72.15. Rn; 85.35. Ds; 71.70. Ej

### 引言

电子在输运过程中一般会受到弹性和非弹性两种类型的散射.电子与杂质原子的弹性散射不改变

散射前后的相位关系,电子保持相位的相干性;而电子与声子以及电子与电子的非弹性散射则破坏了相位的相干性.电子退相干时间( $\tau_\phi$ )<sup>[1]</sup>反映了非弹性散射导致相位相干性破缺的特征时间,是量子干涉

收稿日期:2012-03-27,修回日期:2012-10-31

Received date: 2012-03-27, revised date: 2012-10-31

基金项目:国家重点基础研究发展计划(2013CB922301,2012CB619204);国家自然科学基金(60976093,10934007,11174306,11104073);上海市创新专项基金项目(11DZ1140500);信息功能材料国家重点实验室开放课题,上海技术物理所创新专项(Q-ZY-76)

**Foundation items:** Supported by Special Funds for Major State Basic Research (2013CB922301,2012CB619204), National Natural Science Foundation of China (60976093, 10934007, 11174306, 11104073), Special Innovation Funds of Shanghai(11DZ1140500), the Open Project of State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics, and the Innovation Program of Shanghai Institute of Technical Physics of the Chinese Academy of Sciences (Q-ZY-76)

作者简介(Biography):魏来明(1985-),男,江西南昌人,博士,主要从事窄禁带半导体低温磁输运研究. E-mail: weilm203@mail.ustc.edu.cn.

\* 通讯作者(Corresponding author): E-mail: yug@mail.sitp.ac.cn.

效应中决定电子保持相位相干尺度的重要物理量. 由于弹性散射使一无规闭合路径中沿相反方向传播的两个电子波发生量子干涉, 使电子返回起点的概率增加, 导致电阻率增加或电导率减小, 使电子产生弱局域化<sup>[1]</sup> (weak localization, WL). 如果存在外加磁场, 则沿相反方向传播的两个电子波将得到磁场引起的相位差, 破坏闭合回路的时间反演对称性, 降低电子回到出发点的概率, 导致电阻随磁场增加而降低 (负磁电阻或正磁电导). 无序系统中电子的准费米波矢  $K_F$  和平均自由程  $l$  的乘积  $K_F l$  是反映电子局域化程度的重要指标. 当  $K_F l > 1$  时, 电子处于弱局域的范畴; 当  $K_F l \sim 1$  时, 电子处于强局域<sup>[2]</sup> (strong localization, SL) 的范畴.

如果系统具有较强的自旋-轨道耦合 (spin-orbit interaction, SOI), 那么自旋-轨道散射会使电子经时间反演对称的闭合路径回到起点的概率降低, 导致电阻率减小或电导率增加, 使电子产生反弱局域化<sup>[3]</sup> (weak antilocalization, WAL). 在外加磁场作用下, 电子的自旋相干性首先被破坏, 电阻随磁场增加而增加 (正磁电阻或负磁电导); 随着磁场进一步增加, 电子的空间相干性也被破坏, 电阻随磁场增加而减小 (负磁电阻或正磁电导)<sup>[4]</sup>.

窄禁带半导体碲镉汞 ( $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ) 由于禁带宽度随组分可调, 被广泛用于制备  $3 \sim 5 \mu\text{m}$  和  $8 \sim 14 \mu\text{m}$  波段的红外光电探测器<sup>[5]</sup>.  $\text{HgCdTe}$  材料的电子有效质量小, 迁移率高, 有效  $g$  因子大, 具有很强的自旋-轨道耦合作用<sup>[6]</sup>, 使它成为制备自旋器件<sup>[7]</sup> 的理想材料, 有必要对其进行系统研究. 反弱局域效应和 Shubnikov-de Hass (SdH) 振荡拍频效应<sup>[8]</sup> 是研究由自旋-轨道耦合作用引起的零场自旋分裂的两种重要方法. Gui 等<sup>[9]</sup> 通过分析 SdH 振荡拍频发现  $\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$  量子阱中存在强烈的自旋-轨道耦合, 其零场自旋分裂能高达  $30 \text{ meV}$ . 然而, 通过 SdH 振荡拍频分析无法获得有关电子退相干时间方面的信息. 而通过反弱局域效应分析, 除了可以得到自旋-轨道散射时间, 还可以进一步获取电子退相干时间, 从而确定电子退相机制. Palm 等<sup>[10]</sup> 和 Hong 等<sup>[11]</sup> 已在  $\text{HgCdTe}$  基的金属-绝缘体-半导体结构的场效应晶体管器件中观察到反弱局域效应, 并实现了栅压对自旋-轨道耦合的调控. 最近我们也在经阳极氧化处理过的  $\text{HgCdTe}$  薄膜表面反型层二维电子气 (2DEG) 中观察到反弱局域效应<sup>[12-13]</sup>.

本文在未经阳极氧化处理的  $\text{HgCdTe}$  薄膜样品

中观察到反局域 (antilocalization, AL) 效应. 通过 Hikami-Larkin-Nagaoka (HLN) 局域模型和 Drude 电导模型拟合反局域磁电导实验曲线获得了电子退相干时间和自旋-轨道散射时间, 从而确定了零场自旋分裂能和退相机制.

## 1 实验

实验测试所用的  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  薄膜 (组分  $x = 0.23$ ) 样品, 是在 (111) 晶向的  $\text{Cd}_{0.96}\text{Zn}_{0.04}\text{Te}$  衬底上用垂直浸渍式液相外延技术生长的. 用纯度为 99.99999% 的 Cd, Hg, Te 原材料通过高温合成获得生长溶液, 并在生长溶液中加入 As 单质实现 As 掺杂. 液相外延的生长温度约  $733 \text{ K}$ . 生长结束后, 通过高温退火激活 As 杂质, 并对样品表面进行化学抛光处理得到平整表面. 然后将样品切割成  $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$  的正方形, 再用金属钢球在样品的四个顶角做四个电极形成欧姆接触. 采用范德堡测试方法, 在 Oxford Instrument  $^4\text{He}$  低温系统中进行磁输运测试, 测试过程中保持磁场垂直于样品表面. 霍尔测试结果表明样品在液氮温度下呈 n 型.

## 2 结果及讨论

本文对  $\text{Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$  样品进行了变温磁输运测试, 在  $4 \text{ K}$  温度以下观察到反局域效应. 图 1 给出了  $1.5 \sim 3.5 \text{ K}$  温度范围下的磁电导曲线. 在零磁场附近, 由于反局域效应, 磁电导相对于抛物形背底出现一个尖峰. 随着温度升高, 磁电导尖峰的深度逐渐变浅. 总的磁电导可以用经典 Drude 电导加上反局域效应的修正来描述<sup>[14]</sup>:

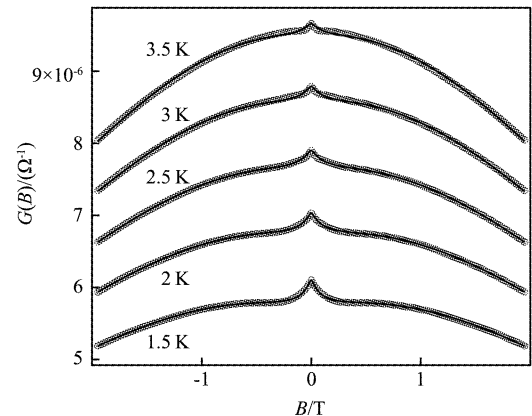


图 1 不同温度下磁电导反局域实验曲线 (空心圆圈) 和拟合曲线 (实线)

Fig. 1 Experimental magnetoconductance curves (circles) and the fits (solid curves) at different temperatures

$$G(B) = G^D(B) + G^{AL}(B) \quad , \quad (1)$$

其中  $G^D(B) = ne\mu/(1 + \mu^2 B^2)$  是经典 Drude 电导,  $n$  为电子浓度,  $\mu$  为电子迁移率,  $G^{AL}$  为反局域效应对磁电导的量子修正.

常见的弱局域和反弱局域磁输运的理论模型主要有 Kawabata 模型<sup>[15]</sup>、Fukuyama-Hoshino 模型<sup>[16]</sup>、HLN 模型<sup>[17]</sup>、Iordanskii-Lyanda-Pikus (ILP) 模型<sup>[18]</sup> 和 Golub 模型<sup>[19]</sup> 等. 如引言中所述, 电子局域化的程度可由费米波矢  $k_F$  和平均自由程  $l$  的乘积  $k_F l$  来描述. 当  $k_F l > 1$  时, 局域的程度弱; 当  $k_F l \sim 1$  时, 局域的程度强. 由于本文 HgCdTe 样品的零磁场方块电阻  $R(0)$  较大 (大于 100 k $\Omega$ ), 因此  $k_F l = (\hbar/e^2)/R(0) < 1$ <sup>[20]</sup>. 说明样品中电子的局域化程度高, 处于强局域范畴. 然而, 目前还没有完备建立在强局域范畴的电子磁输运模型<sup>[21]</sup>. Minkov<sup>[2]</sup> 等在研究 GaAs/In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs 量子阱中从弱局域范畴向强局域范畴过渡的二维电子气局域化磁电导时证明, 虽然 HLN 局域模型是在  $k_F l$  远大于 1 情形下推导出的, 但也可以推广应用于  $k_F l = 0.5 \sim 2$  范围. 此外, Lee 等<sup>[22]</sup> 也对从弱局域向强局域转变的氧化镉薄膜的磁输运研究中证实了 HLN 模型在弱局域范畴外的适用性, Wang 等<sup>[21]</sup> 在研究高无序碳纳米管中强局域电子的反局域磁电导时, 也采用了 HLN 模型进行拟合, 得到了较理想的结果. 因此, 本文也采用 HLN 模型描述反局域效应引起的电导修正  $G^{AL}(B)$ . 根据 HLN 理论,  $G^{AL}(B)$  可以表示为以下形式<sup>[23-24]</sup>:

$$G^{AL}(B) = -A \left[ \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_1}{B}\right) - \frac{3}{2} \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_2}{B}\right) + \frac{1}{2} \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_3}{B}\right) \right] \quad , \quad (2)$$

其中  $A$  为常数,  $\psi(x)$  为 digamma 函数,  $B_1 = B_{tr} + B_{so} + B_s$ ,  $B_2 = B_\phi + 4B_{so}/3 + 2B_s/3$ ,  $B_3 = B_\phi + 2B_s$ ,  $B_{tr} = \hbar/(4De\tau)$  为弹性散射磁场,  $B_\phi = \hbar/(4De\tau_s)$  为相位相干散射磁场,  $B_{so} = \hbar/(4De\tau_{so})$  为自旋-轨道散射磁场,  $B_s = \hbar/(4De\tau_s)$  为磁散射磁场,  $D$  为扩散系数,  $\tau$  为弹性散射时间,  $\tau_\phi$  为退相干时间 (非弹性散射时间),  $\tau_{so}$  为自旋-轨道散射时间,  $\tau_s$  为磁散射时间. 由式(2)可以推导出反局域效应在零磁场条件下对电导的修正为<sup>[14]</sup>:

$$G^{AL}(B \rightarrow 0) = -A \left[ \ln\left(\frac{B_1}{B}\right) - \frac{3}{2} \ln\left(\frac{B_2}{B}\right) + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{B_3}{B}\right) \right] = -A \ln\left(\frac{B_1 B_3^{1/2}}{B^{3/2}}\right) \quad . \quad (3)$$

由于本文的 HgCdTe 样品中不存在磁性杂质,

因此可以忽略涉及磁性杂质散射贡献的  $\tau_s$  和  $B_s$  项. 于是根据式(1)和式(2), 总的磁电导可以表示成以下形式<sup>[14]</sup>:

$$G(B) = -A \left[ \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr} + B_{so}}{B}\right) - \frac{3}{2} \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B} + \frac{4B_{so}}{3B}\right) + \frac{1}{2} \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B}\right) \right] + \frac{ne\mu}{1 + \mu^2 B^2} \quad , \quad (4)$$

用式(4)拟合不同温度下反局域磁电导实验数据, 拟合结果如图 1 所示. 可以看出, HLN 模型与 Drude 模型较好地描述了实验结果. 本文也尝试采用其他类型的局域模型进行拟合, 效果均不理想. 这也从另一方面说明了 HLN 模型相对其他模型更适用于强局域情形. 反局域磁电导尖峰的深度主要由电子退相干时间  $\tau_\phi$  决定. 随着温度升高, 电子发生非弹性散射的概率增大导致  $\tau_\phi$  减小, 从而使得反局域磁电导尖峰变浅. 通过式(4)拟合得到  $\tau_\phi$  为 38.5 ps (1.5 K) 至 16.9 ps (3.5 K), 与通过 Golub 模型拟合阳极氧化 HgCdTe 表面反型层二维电子气的反弱局域实验数据所得到的  $\tau_\phi$  范围 (35 ps (1.4K) 到 9.9 ps (4 K)<sup>[12]</sup>) 相接近, 说明本文拟合得到的  $\tau_\phi$  数值是合理的. 通过式(4)拟合得到的  $\tau_{so} \sim 3.5$  ps, 随温度变化不大.  $\tau_{so}$  和  $\tau_\phi$  的拟合结果满足  $\tau_{so} \leq \tau_\phi$  关系, 表明自旋-轨道散射比较强烈. 根据零场自旋分裂能  $\Delta_0$  与  $\tau_{so}$  的关系  $\Delta_0 = 2\hbar\Omega = 2\hbar/\sqrt{2\tau_{so}\tau}$  得到  $\Delta_0 \sim 3.3$  meV,  $\Delta_0$  的大小与通过 Golub 模型拟合阳极氧化 HgCdTe 表面反型层二维电子气的反弱局域实验数据所得到的  $\Delta_0 \sim 2.6$  meV<sup>[12]</sup> 可比拟.

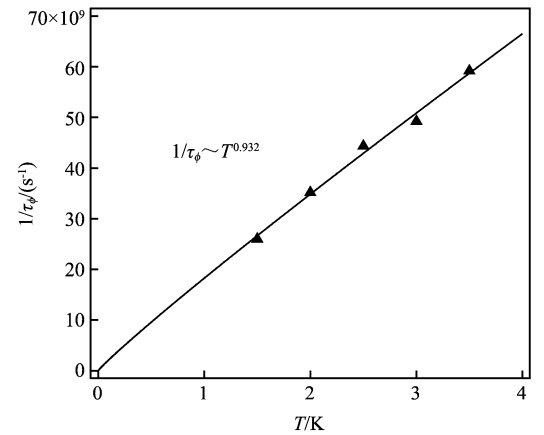


图 2 不同温度下的电子退相率 (实心三角) 和拟合结果 (实线)

Fig. 2 Dephasing rate (triangles) as a function of temperature and the fit (solid line)

根据电子退相率  $1/\tau_\phi$  随温度的变化关系, 可以

获得电子的退相机制. 如图 2 所示, 电子退相率  $1/\tau_\phi$  随着温度升高而升高. 当样品中不存在磁性杂质时, 退相率和温度成幂指数关系  $1/\tau_\phi \sim T^q$ . 对于电子-声子散射机制<sup>[25-26]</sup>, 高温下指数  $q = 2$ , 低温下指数  $q = 4$ . 对于电子-电子散射机制 (Nyquist 退相机制<sup>[26-27]</sup>), 高温下指数  $q = 2$ , 低温下指数  $q = 1$ . 拟合退相率随温度变化的实验结果得到  $q = 0.932$  (图 2 实线), 因此本文样品的电子退相机制主要是 Nyquist 退相机制.

### 3 结论

利用低温磁输运测试的方法在 HgCdTe 薄膜样品中观察到磁电导的反局域效应. 通过 HLN 局域模型和 Drude 电导模型拟合反局域磁电导曲线, 得到了电子的退相干时间和自旋-轨道散射时间, 表明样品中存在较强的自旋-轨道耦合作用, 通过退相率与温度的关系得到电子的退相符合 Nyquist 退相机制.

### REFERENCES

- [1] Bergmann G. Weak localization in thin films: a time-of-flight experiment with conduction electrons [J]. *Phys. Rep.*, 1984, **107**(1): 1–58.
- [2] Minkov G M, Rut O E, Germanenko A V, *et al.* Quantum corrections to conductivity: From weak to strong localization [J]. *Phys. Rev. B*, 2002, **65**(23): 235322(1)–235322(8).
- [3] Moyle J K, Cheung J T, Ong N P. Spin-orbit scattering time and dephasing time of carriers in two-dimensional HgTe-CdTe superlattices and heterojunctions [J]. *Phys. Rev. B*, 1987, **35**(11): 5639–5646.
- [4] Zhu B, Gui Y S, Zhou W Z, *et al.* The weak antilocalization and localization phenomenon in AlGaIn/GaN two-dimensional electron gas [J]. *Acta Phys. Sin.* (朱博, 桂永胜, 周文政, 等. Al<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.78</sub>N/GaN 二维电子气中的弱局域和反弱局域效应. *物理学报*), 2006, **55**(5): 2498–2503.
- [5] Broudy R M, Mazurizyk. *Semiconductors and Semimetals* [M]. New York: Academic, 1981.
- [6] Chu J H, Sher A. *Physics and Properties of Narrow Gap Semiconductors* [M]. New York: Springer, 2008.
- [7] Datta S, Dsa B. Electronic analog of the electro-optic modulator [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(7): 665–667.
- [8] Das B, Miller D C, Datta S, *et al.* Evidence for spin splitting in In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As heterostructures as  $B \rightarrow 0$  [J]. *Phys. Rev. B*, 1989, **39**(2): 1411–1414.
- [9] Gui Y S, Becker C R, Dai N, *et al.* Giant spin-orbit splitting in a HgTe quantum well [J]. *Phys. Rev. B*, 2004, **70**(11): 115328(1)–115328(5).
- [10] Palm E C, Szott W, Kobiela P S, *et al.* Electron transport and localization in HgCdTe metal-insulator semiconductor field effect transistors [J]. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 1988, **6**(4): 2716–2721.
- [11] Hong J, Lee J, Joo S, *et al.* Control of the spin-orbit coupling by gate voltage in semiconductor FET structures [J]. *J. Korean Phys. Soc.*, 2004, **45**(1): 197–201.
- [12] Yang R, Gao K H, Wei L M, *et al.* Weak antilocalization effect in high-mobility two-dimensional electron gas in an inversion layer on p-type HgCdTe [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2011, **99**(4): 042103(1)–042103(3).
- [13] Gao K H, Wei L M, Yu G, *et al.* Magnetotransport property of HgCdTe inversion layer [J]. *Acta Phys. Sin.* (高矿红, 魏来明, 俞国林, 等. HgCdTe 反型层的磁输运性质. *物理学报*), 2012, **61**(2): 027301(1)–027301(5).
- [14] Bayot V, Piroux L, Michenaud J P, *et al.* Two-dimensional weak localization in partially graphitic carbons [J]. *Phys. Rev. B*, 1990, **41**(17): 11770–11779.
- [15] Kawabata. Theory of negative magnetoresistance in three-dimensional systems [J]. *Solid State Commun.*, 1980, **34**(6), 431–432.
- [16] Fukuyama H, Hoshino K. Effect of spin-orbit interaction on magnetoresistance in the weakly localized regime of three-dimensional disordered systems [J]. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1981, **50**(7): 2131–2132.
- [17] Hikami S, Larkin A I, Nagaoka Y. Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system [J]. *Prog. Theor. Phys.*, 1980, **63**(2): 707–710.
- [18] Iordanskii S V, Lyanda-Geller Yu B, Pikus G E. Weak localization in quantum wells with spin-orbit interaction [J]. *JETP Lett.*, 1994, **60**(3): 206–211.
- [19] Golub L E. Weak antilocalization in high-mobility two-dimensional systems [J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **71**(23): 235310(1)–235310(6).
- [20] Scherwitzl R, Cariglio S, Gabay M, *et al.* Metal-insulator transition in ultrathin LaNiO<sub>3</sub> films [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, **106**(24): 246403(1)–246403(4).
- [21] Wang Y, Santiago-Aviles J J. Large negative magnetoresistance and strong localization in highly disordered electrospun pregraphitic carbon nanofiber [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **89**(12): 123119(1)–123119(3).
- [22] Lee Y J, Kim Y S, Shin H K. Magnetoresistance of amorphous indium oxide films at the region of weak-strong localization crossover [J]. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2002, **14**(3): 483–492.
- [23] Miyata N, Narita H, Ogawa M, *et al.* Enhanced spin relaxation in an ultrathin metal film by the Rashba-type surface [J]. *Phys. Rev. B*, 2011, **83**(19): 195305(1)–195305(5).
- [24] Lukermann D, Sologub S, Pfnur H, *et al.* Sensing surface states of Bi films by magnetotransport [J]. *Phys. Rev. B*, 2011, **83**(24): 245425(1)–245425(5).
- [25] Rammer J, Schmid A. Destruction of phase coherence by electron-phonon interactions in disordered conductors [J]. *Phys. Rev. B*, 1986, **34**(2): 1352–1355.
- [26] Pagnossin I R, Meikap A K, Lamas T E, *et al.* Anomalous dephasing scattering rate of two-dimensional electrons in double quantum well structures [J]. *Phys. Rev. B*, 2008, **78**(11): 115311(1)–115311(8).
- [27] Burke P J, Pfeiffer L N, West K W. Effect of Nyquist noise on the Nyquist dephasing rate in two-dimensional electron systems. *Phys. Rev. B*, 2002, **65**(20): 201310(1)–201310(4).