

二维无序电子系统子带间的杂质散射效应*

杨永宏 邢定钰 龚昌德

南京大学物理系,理论物理中心,南京 210008

1992年2月12日收到

借助于格林函数方法,研究了二维无序电子系统子带间杂质散射对电导率和霍耳系数的量子相干修正的影响.结果表明当电子从单带占据过渡到双带占据时,电导率和霍耳系数均发生跨越行为.

PACC: 7215R; 7215L; 7360D

一、引言

自从 Abrahams 等人提出局域化的标度理论以来^[1],人们对 Anderson 局域化问题的研究已有了很大的进展^[2].特别是在二维情形下,借助于微扰论,可以详细地研究弱局域化问题,其理论结果与实验数据在很多方面是一致的^[3].典型的实验是在金属薄片^[4]和硅反型层^[5]中所观察到的低温负磁阻效应.二维无序系统的弱局域化理论和相互作用理论分别对这种低温负磁阻现象作了很好的定量解释^[6].

近年来,实验上^[7-10]均不同程度地观察到半导体超晶格的弱局域化现象.作为一种理论模型,可以把半导体超晶格视为具有层状结构的准二维无序系统,其中每一层均具有一有限的厚度,由于在第三维方向的几何限制,各层内的电子波函数形成子带.当系统中存在杂质时,杂质所导致的子带间的弹性散射必然会对材料的输运性质产生影响.在现有的绝大多数理论工作中^[11-14],均忽略了这种子带结构引起的效应.最近, Iwabuchi 和 Nagaoka^[15]研究了二维无序电子系统子带间杂质散射对 Anderson 局域化的影响,他们得到一个有意义的结果,即电子从单带占据过渡到双带占据时,系统的磁阻出现跨越效应,这一理论结果有待于实验的验证.

本文在弱局域化的范围内,讨论了二维无序系统中子带间杂质散射对输运性质的影响,计算了电导率的量子相干修正,还讨论了霍耳系数的量子相干修正.结果发现,电子从单带占据过渡到双带占据时,电导率和霍耳系数均出现跳跃行为.

二、电导率及其量子相干修正

众所周知,对于单带的二维无序系统,电导率的量子相干修正为^[16]

* 国家自然科学基金资助的课题.

$$\delta\sigma = -\frac{e^2}{2\pi} \ln \frac{\tau_\phi}{\tau} \equiv -c_1, \quad (1)$$

其中 τ 和 τ_ϕ 分别为弹性散射时间和非弹性散射时间, 因此 $\delta\sigma$ 是一个与化学势(或载流子浓度)无关的普适量。但对于具有子带结构的二维无序系统, 由于子带间存在杂质散射, 系统的电导率的量子相干修正可能不再是一个普适量。以下的计算表明, 我们可以引进有效扩散系数和有效非弹性散射率来表征子带间的杂质散射效应。

1. 模型

我们把子带间的杂质散射视为弹性散射, 则对于具有两个子带结构的二维系统, 其哈密顿量为

$$H = \sum_{\mathbf{k}, s} (\epsilon_{\mathbf{k}, s} - \mu) C_{\mathbf{k}, s}^\dagger C_{\mathbf{k}, s} + \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}} \sum_{s, s'} v_{ss'}(\mathbf{q}) C_{\mathbf{k}+\mathbf{q}, s}^\dagger C_{\mathbf{k}, s'}, \quad (2)$$

其中

$$\epsilon_{\mathbf{k}, s} = (\hbar^2 k^2 / 2m) + \epsilon_s \quad (s = 1, 2).$$

(2) 式等号右端第一项表示电子的动能, 第二项为杂质散射项。 s 为子带指标, μ 为化学势。当 $s = s'$ 时, $v_{ss'}(\mathbf{q})$ 表示子带内的杂质弹性散射势; 当 $s \neq s'$ 时, $v_{ss'}(\mathbf{q})$ 表示子带间的杂质弹性散射势。 $\mathbf{k}$ 和 $\mathbf{q}$ 为二维波矢, m 为电子的有效质量, ϵ_s 为第 s 个子带带底能级(见图 1)。

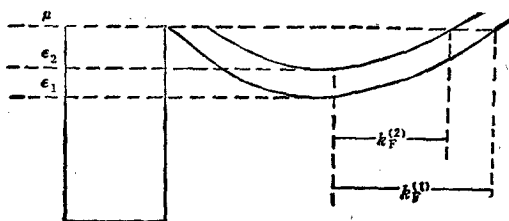


图 1 二维系统的子带能级

电子在运动过程中, 其寿命由三个因素决定: 子带内的杂质弹性散射率 $1/\tau_{ii}$, 子带间的杂质弹性散射率 $1/\tau_{is}$ 和非弹性散射率 $1/\tau_\phi$, 因而电子总的散射率为

$$1/\tau_s = 1/\tau_{ii} + 1/\tau_{is} + 1/\tau_\phi. \quad (3)$$

相应的电子格林函数为

$$G_s(\mathbf{k}, s) = \frac{1}{\epsilon - \epsilon_{\mathbf{k}, s} + \mu + (i/2\tau_s) \text{sgn}(\epsilon)} \\ = \begin{cases} G_s^R(\mathbf{k}, \epsilon) & (\text{当 } \epsilon > 0); \\ G_s^A(\mathbf{k}, \epsilon) & (\text{当 } \epsilon < 0), \end{cases} \quad (4)$$

其中 $G_s^R(\mathbf{k}, \epsilon)$ 和 $G_s^A(\mathbf{k}, \epsilon)$ 分别为推迟格林函数和超前格林函数。

2. 电导率及其量子相干修正的计算

系统总的玻耳兹曼电导率为两个子带的贡献之和, 根据 Einstein 关系:

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 = 2N(0)e^2(D_1 + D_2) = 4N(0)e^2D, \quad (5)$$

其中 $N(0) = m/2\pi$ 为二维单自旋电子态密度, D_1 和 D_2 分别为两个子带的电子扩散系数, $D_s = \tau_s(k_F^{(s)}/m)^2/2$, $k_F^{(s)}$ 为第 s 个子带的费密波矢, $D = (D_1 + D_2)/2$ 为平均扩散系数.

在 Kubo 公式中, 为了得到无序效应对电导率的量子相干修正 $\delta\sigma$, 应该考虑最大交叉图的贡献. 这种最大交叉图最先由 Langer 和 Neel^[15] 研究. 当存在两个子带间的杂质散射时, Kubo 公式给出的电导率的量子相干修正为

$$\begin{aligned} \delta\sigma_{ij}(\omega) = 2 \int \frac{d\epsilon}{2\pi} \frac{n_F(\epsilon - \omega) - n_F(\omega)}{\omega} \sum_{\mathbf{k}\mathbf{q}} \sum_i v_i(-\mathbf{k})v_i(\mathbf{k} + \mathbf{q}) \\ \cdot G_i^R(-\mathbf{k}, \epsilon + \omega)G_i^A(-\mathbf{k}, \epsilon)G_i^R(\mathbf{k} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega) \\ \cdot G_i^A(\mathbf{k} + \mathbf{q}, \epsilon)\Gamma_{ii}(\mathbf{q}, \omega), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 ω 为电场频率, i, j 表示方向, $n_F(\epsilon)$ 为费密分布函数, $\Gamma_{ii}(\mathbf{q}, \omega)$ 表示最大交叉图的贡献. 双子带情形下的 $\Gamma_{ii}(\mathbf{q}, \omega)$ 由以下的耦合 Dyson 方程决定^[15]:

$$\begin{aligned} \Gamma_{ii}(\mathbf{q}, \omega) &= \frac{1}{2\pi N(0)\tau_{ii}} + \frac{\Lambda_{ii}(\mathbf{q}, \omega)}{2\pi N(0)\tau_{ii}} \Gamma_{ii}(\mathbf{q}, \omega) + \frac{\Lambda_{ij}(\mathbf{q}, \omega)}{2\pi N(0)\tau_{ij}} \Gamma_{ji}(\mathbf{q}, \omega), \\ \Gamma_{ji}(\mathbf{q}, \omega) &= \frac{1}{2\pi N(0)\tau_{ji}} + \frac{\Lambda_{ji}(\mathbf{q}, \omega)}{2\pi N(0)\tau_{ji}} \Gamma_{ji}(\mathbf{q}, \omega) + \frac{\Lambda_{ij}(\mathbf{q}, \omega)}{2\pi N(0)\tau_{ij}} \Gamma_{ii}(\mathbf{q}, \omega), \end{aligned} \quad (7)$$

其中

$$\Lambda_{ii}(\mathbf{q}, \omega) = \sum_{\mathbf{k}} G_i^A(-\mathbf{k}, \epsilon)G_i^R(\mathbf{k} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega). \quad (8)$$

在弱局域化理论中^[3], 最大交叉图的贡献主要来源于小 $|\mathbf{q}|$ 值. 由于我们将要计算的是静态电导率的量子相干修正, 故 ω 也视为小量. 在上述条件下, 近似到 q^2 和 ω 的一级项. (8)式可化为

$$\Lambda_{ii}(\mathbf{q}, \omega) \approx 2\pi N(0)\tau_i[1 + i\omega\tau_i - D_i q^2 \tau_i]. \quad (9)$$

由于非弹性散射时间为温度 T 的函数, 当温度很低, 以致满足条件 $\tau_\phi(T) \gg \tau_i$ 时, 解耦合方程(7), 可以得到

$$\Gamma_{ii}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\alpha}{2\pi N(0)\tau_i'} \cdot \frac{1}{D_i(\text{eff})q^2 - i\omega + 1/\tau_\phi(\text{eff})}, \quad (10)$$

其中有效扩散系数 $D_i(\text{eff})$ 和有效非弹性散射时间 $\tau_\phi(\text{eff})$ 分别为

$$\begin{aligned} D_i(\text{eff}) &= \alpha D_i + (1 - \alpha)D_j, \\ \tau_\phi(\text{eff}) &= \tau_\phi/(\alpha\beta), \end{aligned} \quad (11)$$

其中 α, β 两个参数仅依赖于子带间杂质弹性散射率与非弹性散射率的比值 $\nu = \tau_\phi/\tau_{ii}$.

$$\begin{aligned} \alpha^{-1} &= 1 + \gamma^2/(\gamma + 1)^2, \\ \beta &= 1 + \gamma/(\gamma + 1). \end{aligned} \quad (12)$$

图 2 给出 α, β 以及 $\alpha\beta$ 随 γ 的变化.

文献[15]只给出了 τ_{ii} 与 τ_ϕ 相差很大的两个极限情形下的 $\Gamma_{ii}(\mathbf{q}, \omega)$ 的解析式, 并且未讨论 τ_ϕ 的重整化修正. 我们得到的(10)和(11)式是一般情形下的解析结果. 根据(11)和(12)式, 在 $\tau_{ii} \gg \tau_\phi$ 的极限情形下, $\alpha = \beta = 1$, 得到 $D_i(\text{eff}) = D_i$ 和 $\tau_\phi(\text{eff}) =$

τ_ϕ ; 在另一极限情形 $\tau_{ii} \ll \tau_\phi$, $\alpha = 1/2$, $\beta = 2$, 得到 $D_i(\text{eff}) = (D_1 + D_2)/2$ 和 $\tau_a(\text{eff}) = \tau_\phi$. 这两个极限情形结果与文献[15]的结果正好相符合. 此外, 由图 2 容易看出, 虽然在 $\gamma = 0$ 和 $\gamma \rightarrow \infty$ 这两个极限情形下 $\alpha\beta = 1$, 但在 γ 的中间数值, $\alpha\beta$ 偏离 1 的值, 即子带间散射引起了非弹性散射率的重整化效应.

把 $\Gamma_{ii}(\mathbf{q}, \omega)$ 的表达式代入 (6) 式, 并令 $\omega \rightarrow 0$, 通过计算可得二维直流电导率的量子相干修正

$$\delta\sigma = -\frac{\alpha e^2}{2\pi^2} \sum_i \frac{D_i}{D_i(\text{eff})} \ln \frac{\tau_\phi(\text{eff})}{\tau_i} \quad (13)$$

和

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = -\frac{\alpha}{4\pi m} \sum_i \frac{D_i}{D_i(\text{eff}) D} \ln \frac{\tau_\phi(\text{eff})}{\tau_i}. \quad (14)$$

3. $\delta\sigma$ 随化学势 μ 的跳跃行为

当化学势 $\mu < \epsilon_2 - \epsilon_1$ 时, 电子仅占据第一子带. 由于杂质散射假定为弹性的, 电子不可能通过弹性散射从第一子带跃迁到能量高于化学势的第二子带, 这样带间散射将不起作用, 电导率的量子相干修正由 (1) 式决定. 一旦化学势 $\mu \geq \epsilon_2 - \epsilon_1$, 电子同时占据两个子带, 带间杂质散射效应必须考虑. 联合 (11) 和 (13) 式, 给出

$$\delta\sigma = -\frac{\alpha e^2}{2\pi^2} \left[2 + \frac{(1-\alpha)(1-2\alpha)}{(x-\alpha)(x+\alpha-1)} \right] \ln \frac{\tau_\phi}{\alpha\beta\tau}, \quad (15)$$

其中 $x = \mu/\Delta\epsilon$, $\Delta\epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1$, 并且已经假定 $\tau_1 = \tau_2 = \tau$.

从 (15) 式容易看出, $\delta\sigma$ 与 x (即 μ) 有关, 双带情形下系统直流电导率的量子相干修正不再是一个普适量, 因而电子从单带占据过渡到双带占据时, 如图 3 所示, $\delta\sigma$ 在 $x = 1$ 处会出现不连续跃变 Δ ,

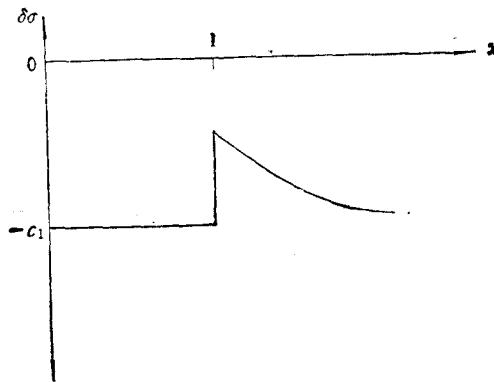


图 3 电导率量子相干修正随化学势的变化

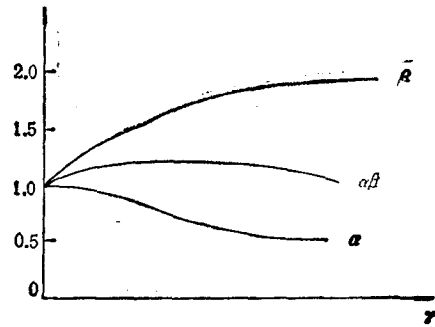


图 2 α, β 和 $\alpha\beta$ 随 γ 的变化

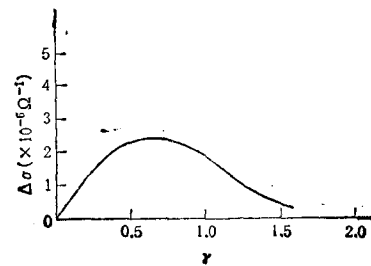


图 4 跃变量 Δ 随 γ 的变化

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{2\pi^2} \ln(\alpha\beta) = \frac{e^2}{2\pi^2} \ln\left(1 + \frac{\gamma}{2\gamma^2 + 2\gamma + 1}\right). \quad (16)$$

这一跃变量的大小取决于非弹性散射率的修正因子 $(\alpha\beta)$, 从而依赖于参数 γ . 如图 4 所示, 当 $\gamma = 1/\sqrt{2}$ 时, 跃变量达到最大值.

值得注意的是, 如果 $\gamma = 0$, 电导率的跃变量并不象图 4 所示等于零. 实际上, $\gamma = 0$ 表示带间散射不存在, 系统的电导率由两个相互独立的子带决定. 在 $x \leq 1$ 的区域, $\delta\sigma$ 仍由(1)式决定. 但对于 $x > 1$ 区域, 在(15)式中令 $\alpha = 1$, 则 $\delta\sigma$ 的大小为

$$\delta\sigma = -\frac{e^2}{\pi^2} \ln\left(\frac{\tau_\phi}{\tau}\right) \equiv -2c_1. \quad (17)$$

(17)式实际上是两个独立子带的普适电导率修正之和, 从而也是一个与化学势 μ 无关的普适量. 在电子占据过渡处 ($x = 1$), $\delta\sigma$ 的跃变量为一负值

$$\Delta\sigma(\gamma = 0) = -\frac{e^2}{2\pi^2} \ln\left(\frac{\tau_\phi}{\tau}\right) \equiv -c_1. \quad (18)$$

为了比较(16)和(18)式所表示的两个跃变量的大小, 取 τ_ϕ 和 τ 的以下典型数据:^[15] $\tau = 8 \times 10^{-13}\text{s}$, $\tau_\phi = 6 \times 10^{-11}\text{s}$, 则 $c_1 = 5.2 \times 10^{-5}\Omega^{-1}$, $\Delta\sigma(\gamma = 1/\sqrt{2}) = 2.3 \times 10^{-6}\Omega^{-1}$, $\Delta\sigma(\gamma = 1/\sqrt{2})/c_1 = 0.04$, 因此 $\gamma = 0$ 的跃变量远大于非弹性散射时间重整化效应所引起的跃变量. 这两个跃变的区别在于: 前者为 $x = 1$ 到 $x = 1 + \delta$ (δ 为无限小的正值)之间的跃变, 且只有在 $\gamma = 0$ 的情形下才会发生; 而后者是 $x = 1 - \delta$ 到 $x = 1$ 之间的跃变, 并由图 4 给出.

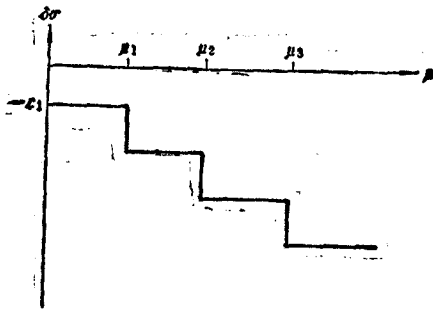


图 5 具有多子带结构的二维无序系统的电导率量子相干修正随化学势的变化. 假设带间散射不存在. $\mu_1, \mu_2, \dots$ 表示电子的子带占据跨越点

无限小的正值)之间的跃变, 且只有在 $\gamma = 0$ 的情形下才会发生; 而后者是 $x = 1 - \delta$ 到 $x = 1$ 之间的跃变, 并由图 4 给出.

上面的讨论不难推广到多带情形. 如果各子带之间不存在带间散射, 即 $\gamma = 0$, 则随着化学势 μ 的增大, 电子逐渐地占据第二子带、第三子带、... 在每一子带的占据跨越处, 相应地出现 $\delta\sigma$ 的跃变, 且各跃变量大小均为 $-c_1$, 因而我们预期这样的系统的电导率量子相干修正会出现图 5 所示的阶梯形平台行为, 这种阶梯形平台行为将叠加在玻耳兹曼电导率的背景上.

三、霍尔系数的量子相干修正

设外加电场 E 和磁场 H 相互垂直, 磁场 H 垂直于二维平面方向, 它们分别由矢势 $A_1(t)$ 和 $A_2(r)$ 描述

$$E(t) = i\hbar A_1(t), \quad A_1(t) \propto e^{-i\omega t}, \\ H(t) = i\hbar \times A_2(r), \quad A_2(r) \propto e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}.$$

对于单带的二维无序系统, 霍尔电流 j_H 及其量子相干修正 δj_H 的计算已有详细的讨论^[6]. 我们推广其方法于双子带情形. 霍尔电导率 σ_H 应为两个子带的贡献之和

$$\sigma_H = (e^3 H / \pi) \sum_{i=1,2} D_i \tau_i. \quad (19)$$

把文献[6]的(3.7)–(3.9)式推广到双带情形, 得到

$$\delta j_H = \sum_{i=1,2} (i e^3 \omega / \pi m^3) f_1^{(i)} f_2^{(i)}, \quad (20)$$

其中函数 $f_1^{(i)}$ 和 $f_2^{(i)}$ 的表达式为

$$f_1^{(i)} = \sum_q \Gamma_{ii}(\mathbf{q}, \omega), \quad (21)$$

$$f_2^{(i)} = i 4 m^4 D_i \tau_i^3 (\mathbf{A}_i \cdot \mathbf{k}) \mathbf{A}_{2i}.$$

联合(10), (20), (21)式及文献[6]的(3.6)式, 通过计算可得霍耳电导率的量子相干修正

$$\delta \sigma_H = -\frac{\alpha e^3 H}{\pi^2 m} \sum_i \frac{D_i \tau_i}{D_i(\text{eff})} \ln \frac{\tau_i(\text{eff})}{\tau_i}, \quad (22)$$

于是 $\delta \sigma_H$ 的相对修正为

$$\frac{\delta \sigma_H}{\sigma_H} = -\frac{\alpha}{\pi m} \frac{\sum_i [D_i \tau_i / D_i(\text{eff})] \ln [\tau_i(\text{eff}) / \tau_i]}{\sum_i D_i \tau_i}. \quad (23)$$

根据霍耳系数的定义 $R_H = \sigma_H / (\sigma^2 H)$, 可知其相对修正为

$$\frac{\delta R_H}{R_H} = \frac{\delta \sigma_H}{\sigma_H} - 2 \frac{\delta \sigma}{\sigma}.$$

把(14)和(23)式代入上式, 得到

$$\frac{\delta R_H}{R_H} = \frac{\alpha}{\pi m} \left(\frac{2 D_i}{D_1 + D_2} - \frac{D_i \tau_i}{D_1 \tau_1 + D_2 \tau_2} \right) \ln \frac{\tau_i(\text{eff})}{\tau_i}. \quad (24)$$

下面讨论 R_H 的跃变行为. 当 $x < 1$ 时, 电子仅占据第一子带, 根据弱局域化理论^[6], $\delta R_H / R_H = 0$; 当 $x \geq 1$, 电子占据两个子带, 则由(11)和(24)式, 有

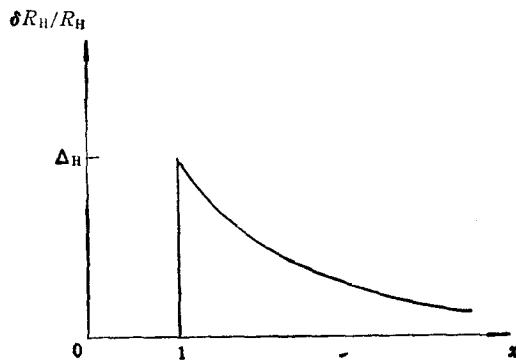


图6 霍耳系数的相对修正随化学势的变化

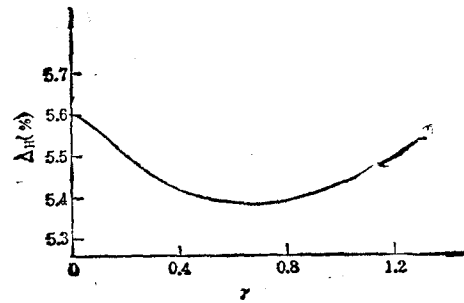


图7 跃变量 Δ_H 随 r 的变化

$$\frac{\delta R_H}{R_H} = \frac{\alpha}{\pi \tau \Delta_H} \left\{ \frac{2x^2 - 2x + (1 - \alpha)}{(2x - 1)[x^2 - x + \alpha(1 - \alpha)]} \right\} \ln \frac{\tau_i}{\alpha \beta \tau}. \quad (25)$$

此时 δR_H 有非零值,且与 x 有关,因而在 $x=1$ 处也有跃变, $\delta R_H/R_H$ 的跃变量为

$$\Delta_H = \frac{1}{\pi\tau\Delta\epsilon} \ln \frac{\tau_\phi}{\alpha\beta\tau} = \frac{1}{\pi\tau\Delta\epsilon} \left[\ln \frac{\tau_\phi}{\tau} - \ln \left(1 + \frac{\gamma}{2\gamma^2 + 2\gamma + 1} \right) \right]. \quad (26)$$

图6和图7分别给出 $\delta R_H/R_H$ 随 x (即化学势 μ)的变化及跃变量 Δ_H 随 γ 的变化.图中取典型的数据: $\tau = 8 \times 10^{-13}\text{s}$, $\tau_\phi = 6 \times 10^{-11}\text{s}$, $\Delta\epsilon = 20\text{meV}$.由此算得 $c_2 \equiv (1/\pi\tau\Delta\epsilon)/\ln(\tau_\phi/\tau) = 5.6\%$.

与电导率的情形类似,当 $\gamma=0$ 时,跃变量 Δ_H 的值并不是图7所示的 c_2 ,而应该是从 $x=1$ 到 $x=1+\delta$ (δ 为一无限小的正值)的跃变.在(25)式中令 $\alpha=1$,则这一跃变量为 $\Delta_H(\gamma=0) = 2c_2 = 11.2\%$.

四、讨 论

本文研究了二维无序电子系统中带间杂质散射对电导率和霍耳系数的量子相干修正的影响.主要的结论有三点:第一,带间散射将导致一个有效的扩散系数和一个有效的非弹性散射时间.第二,电子从单子带占据跨越到双子带占据时,系统的电导率和霍耳系数的量子相干修正发生不连续的跃变.第三,当带间杂质散射不存在时,具有多子带结构的二维无序系统的直流电导率量子相干修正随化学势的变化出现阶梯形的平台行为.

由于我们得到了有效扩散系数和有效非弹性散射时间的一般表达式,因而还可以在弱局域化的范围内研究这类材料的其它输运性质.例如,考虑到扩散系数和非弹性散射时间的重整化效应,文献[3]的(3.24a)式所表示的磁导率量子相干修正应变为

$$\delta\bar{\sigma}_H = -\frac{e^2}{2\pi^2} \sum_{i=1,2} \sum_{n=0}^{n_i} \frac{D_i}{D_i(\text{eff})} \cdot \frac{\alpha}{n + [1/2 + \tau_H^{(i)}(\text{eff})/\tau_\phi(\text{eff})]}.$$

其中 $n_i = [\tau_H^{(i)}(\text{eff})/\tau_i]$, $\tau_H^{(i)}(\text{eff}) = 1/[4eHD_i(\text{eff})]$ 为有效磁散射时间.如果磁场很弱,以致满足条件 $\tau_H^{(i)}(\text{eff})/\tau_i \gg 1$,则上式可化为

$$\delta\bar{\sigma}_H = -\frac{e^2}{2\pi^2} \sum_i \frac{\alpha D_i}{D_i(\text{eff})} \left[\ln \frac{\tau_H^{(i)}(\text{eff})}{\tau_i} - \phi \left(\frac{1}{2} + \frac{\tau_H^{(i)}(\text{eff})}{\tau_\phi(\text{eff})} \right) \right], \quad (27)$$

其中 $\phi(x)$ 为digamma函数.值得指出的是,我们所得到的结果(27)式是这类系统的磁导率的量子相干修正的一般表达式,与文献[15]所讨论的 $\gamma=0$ 和 $\gamma \rightarrow \infty$ 的两个极限情形的计算结果相符.

实际的半导体超晶格是一个各向异性的三维系统,层间电子跳跃和子带间杂质散射这两个因素将同时影响系统的输运性质,关于这方面的工作正在进行之中.

本工作还得到本校固体微结构物理国家重点实验室的支持.

- [1] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 673.
- [2] P. A. Lee, *Rev. Mod. Phys.*, **57**(1985), 287.
- [3] G. Bergman, *Phys. Rep.*, **107**(1984), 1.
- [4] G. J. Dolan and D. D. Osheroff, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 721.
- [5] D. J. Bishop, D. C. Tsui and R. C. Dynes, *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 1153.

- [6] B. L. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A. I. Larkin and P. A. Lee, *Phys. Rev.*, **B22**(1980), 5142.
- [7] H. L. Störmer, J. P. Eisenstein, A. C. Gossard, W. Wiegmann and K. Baldwin, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 85.
- [8] S. Rafol, K. C. Woo and J. P. Faurie, in "Proceedings of the 18th International Conference on the Physics of Semiconductors" Stockholm (1986), edited by O. Engstrom, (World Scientific, Singapore, 1987), p.773.
- [9] B. Deveaud, J. Shah, T. C. Damen, B. Lambert and A. Regrenç, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 2582.
- [10] J. K. Moyle, J. T. Chueng and N. P. Ong, *Phys. Rev.*, **B35**(1987), 5639.
- [11] A. Kawabata, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **49**(1981), 628.
- [12] R. N. Bhatt, P. Wölfle and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev.*, **B32**(1985), 569.
- [13] 杨永宏、邢定钰、龚昌德, *物理学报*, **41**(1992), 136.
- [14] W. Szott, C. Jedrzejek and W. P. Kirk, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 1790.
- [15] S. Iwabuchi and Y. Nagaoka, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **58**(1989), 1325.
- [16] J. S. Langer and T. Neal, *Phys. Rev. Lett.*, **16**(1966), 984.

EFFECT OF INTERSUBBAND IMPURITY SCATTERING IN TWO DIMENSIONAL DISORDERED ELECTRON SYSTEMS

YANG YONG-HONG XING DING-YU GONG CHANG-DE

Department of Physics, Center for Theoretical Physics, Nanjing University, Nanjing 210018

(Received 12 February 1992)

ABSTRACT

By using the Green's function method, we have studied effect of intersubband impurity scattering on the quantum correlation of conductivity and Hall coefficient. It is shown that crossover behaviors appears in both conductivity and Hall coefficient when the situation changes from one-subband occupation to two-subband occupation.

PACC:7215R; 7215L; 7360D