

碲镉汞在磁量子限的弛豫时间

刘普霖 陆卫 陆晓峰 褚君浩 肖继荣 沈学础

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家实验室, 上海, 200083)

Michael von Ortenberg

(Humboldt Universität zu Berlin, Institut für Physik, Invalidenstrasse 110, Berlin, D-10115, Germany)

摘要 从对实验的远红外回旋共振线形分析中获得了 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 导带电子系统的弛豫时间 τ , 同磁量子限的电离杂质散射理论作了比较, 用朗道能级间散射和朗道能级内散射两种机制说明了弛豫时间与磁场强度的关系。

关键词 碲镉汞, 量子限, 弛豫时间。

引言

弛豫时间(τ)又叫散射时间, 是半导体的一个重要物理量. 我们用远红外激光磁光光谱仪在 1.8K 法拉弟位形下测量了 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 导带电子的回旋共振(CR), 用 Drude 理论分析了回旋共振线形, 通过实验与理论比较确定了隐含在 CR 线形中的弛豫时间. 本文给出 τ 与磁场强度(B)的关系及其理论分析, 并讨论了强磁场作用下的散射机制.

1 实验与结果

我们用的实验系统、样品制备和测量方法, 以及确定回旋共振弛豫时间(τ_{CR})的步骤见文献[1,2]. 样品 HCT-102(5)和 HCT-201(1)的合金组分 x 、77K 下的自由电子浓度 n 、迁移率 μ_n 、分别为 0.198、 $5.8 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 、 $2.0 \times 10^5 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 和 0.219、 $6.8 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 、 $9.7 \times 10^4 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$.

图 1 是样品 HCT-102(5)的一组 CR 线形, 实线和虚线分别为测量结果及理论计算结果; 图 1 中还标出了用作入射光的 7 条远红外激光支线的波长. 图 2 给出了弛豫时间与磁场强度的关系. τ_{CR} 是分析 CR 线形获得的; τ_{dc} 的计算式为: $\tau_{dc} = (m_0^*/e)\mu_n$, 式中 e 是电子电荷, m_0^* 是导带底有效质量^[1].

图 2 表明, 两个样品的 τ_{CR} 都比 τ_{dc} 高 3-30 倍; 而且, τ_{CR} 随磁场强度的增加先升高, 后降低, 并趋于饱和, 极大值比饱和值高约几倍.

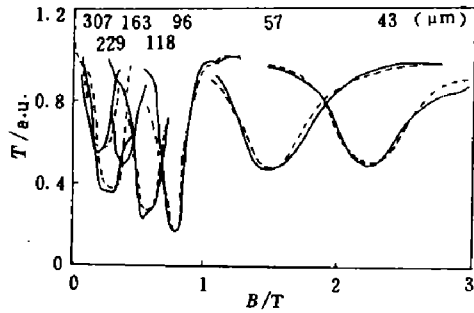


图 1 样品 HCT-102(5)透射光谱中的回旋共振线形
Fig. 1 The cyclotron resonance lineshapes at 1.8K in the Faraday configuration in transmission spectra of sample HCT-102(5)

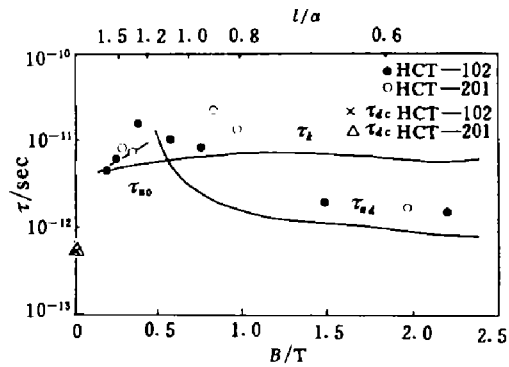


图 2 弛豫时间 τ 与磁场的关系
Fig. 2 Magnetic field dependence of the relaxation time τ

2 理论

为了寻求 $\tau_{CR} > \tau_{dc}$ 的原因并说明 τ_{CR} 的磁场关系, 我们分析了以下有关基本理论. 在简单能带结构、各向同性散射情况下, 弛豫时间与散射几率的关系为

$$\frac{1}{\tau} = \int P(\vec{K}_l, \vec{K}_m) (1 - \cos\theta) d\vec{K}_m, \tag{1}$$

式(1)中, θ 是波矢 \vec{K}_l 与 \vec{K}_m 之间的夹角; $P(\vec{K}_l, \vec{K}_m)$ 是从 \vec{K}_l 跃迁到 \vec{K}_m 的散射几率, 可以用微扰法求解含时间薛定格方程得到. 若引起散射的微扰哈密顿量为 $H'(\vec{r}, t)$, 跃迁初态和末态波函数为 $\Psi_{\vec{K}_l}, \Psi_{\vec{K}_m}(\vec{r})$, 则:

$$P(\vec{K}_l, \vec{K}_m) \propto |H'(\vec{K}_l, \vec{K}_m)|^2, \quad H'(\vec{K}_l, \vec{K}_m) = \int \Psi_{\vec{K}_m}^*(\vec{r}) H'(\vec{r}, t) \Psi_{\vec{K}_l}(\vec{r}) d\vec{K}_m. \tag{2}$$

式(1)-(2)说明, 弛豫时间不单取决于散射机制, 还与波函数有关. 根据能量守恒原理还可证明, 这里讨论的弛豫时间是动量弛豫. 因而, 牛顿第二定律中只要增加一项以 τ 描述的动量变化速率, 就可用来研究电子在电磁场中的运动, 在 τ 与能量无关且各向同性情况下, 与玻尔兹曼积分微分方程一致. 我们据此在文献[2]中分析 CR 线形以求得 τ_{CR} .

τ_{CR}, τ_{dc} 分别是回旋共振及霍尔系数 R_H 、电阻率 ρ . 测量 CR 要强磁场, 在微波或红外波段; R_H, ρ 测量一般在弱场下进行, 用直流. 但理论和实验都表明, 若仅增加外磁场强度及外电场频率, 则迁移率降低或不变^[3], 按式 τ_{dc} , 都不可能增大到 τ_{CR} . 其根本原因在于样品的电子系统是否量子化, 是否同时满足条件: (i) $\mu_n B \geq 1$; (ii) $E_f > h\omega_c \geq kT$. 除样品及磁场外, 温度是又一重要因素. 从经典到量子化, 准连续的导带在垂直磁场方向分裂为一系列分立的朗道能级, 状态密度由平滑变成有一系列奇点的起伏曲线, 电子的波函数改变并重新分布, 按照式(1)-(2), 散射几率和弛豫时间也必然随之改变.

kawamura^[4]用简单的电离杂质库仑势和半经典理论方法, 给出了磁量子限的弛豫时间:

$$\tau_k = (15/4\pi N_i)^{1/2} (\epsilon_L/e^2) (n \hbar^2 \omega_c)^{1/4}, \tag{3}$$

按式(3), $\tau_k \propto B^{1/4}$, 弛豫时间与磁场强度只有微弱关系. 这一理论没有考虑电子能量因散

射而发生的再分配, 是“绝热近似”. Kawabata^[5]用非绝热近似分析了入射电磁辐射频率接近回旋频率($\omega \approx \omega_c$)的情况, 结果为

$$\tau_{n0} = (\epsilon_L \hbar \omega_c / 4\pi e^4 N_i) (2m^* k_B T)^{\frac{1}{2}}; \quad (4)$$

式(4)给出 $\tau_{n0} \propto B$, 弛豫时间与磁场强度接近正比关系. Shin^[6]取屏蔽电离杂质势和非简并条件, 用完全量子力学方法, 得到:

$$\frac{1}{\tau_{ad}} = D [1 - (2\pi\omega_p / \omega_c)^{\frac{1}{2}}] / 2\pi; \quad (5)$$

其中 $D = (2\pi N_i a / \hbar^2)^{\frac{1}{2}} Z e^2 / \epsilon_L$, $a = (H / 4m^* \omega_p)^{\frac{1}{2}}$, $\omega_p = (4\pi e^2 n / \epsilon_L m^*)^{\frac{1}{2}}$;

a 和 ω_p 分别是绝对零度下屏蔽长度和等离子体振荡频率. 式(5)表明弛豫时间随磁场强度的增加而降低并逐渐饱和. 式(5)推导中, 在强磁场区舍弃了非绝热项, 因而仍为绝热近似.

3 讨论

(1) 若电子系统的量子化能量大于其热运动能, 即 $\hbar\omega_c \geq \hbar^2 k_z^2 / 2m^* \approx k_B T$, 该系统就表现出明显的量子化特征; 若还满足条件 $\hbar\omega_c \geq E_f$, 就达到了量子限, 绝大部分电子分布在能量最低的朗道能级上. 样品 HCT-102(5)的 $E_f \approx 4.2 \text{ meV}$, $m^* = 0.005m_0$, 测量温度 $T = 1.8 \text{ K}$, 当 $B \geq 0.2 \text{ T}$ 时, 即满足了量子化及量子限条件. 由于电子能量、状态密度都变为分立的, 对电离杂质势作傅里叶变换便可清楚地看到, 这时只有部分傅里叶分量才满足电子跃迁的能量守恒和动量守恒定则, 因而同经典相比, 量子化散射几率降低, 弛豫时间增长, 使得 $\tau_{CR} \geq \tau_{ad}$.

(2) 图(2)给出用式(3-5)和样品 HCT-102(5)的参数计算出的弛豫时间与磁场的关系. 结果表明, τ_k 与实验结果 τ_{CR} 的变化趋势不符; τ_{n0} 与 τ_{CR} 在磁场较低的区域都呈上升趋势; τ_{ad} 随磁场强度的增加而降低并趋于饱和, 与 τ_{CR} 在强磁场区的变化相符. 即式(6)、式(7)的 τ_{n0} 、 τ_{ad} 分别在磁场较弱和较强的不同区域与 τ_{CR} 的变化定性一致. 而定量上, 理论与实验相差约 3 倍. 引起误差的原因有多方面, 如计算时令 $N_i = n$, 忽略了杂质补偿, 与实际不符; 理论假设温度为绝对零度, 这过去简化; 此外, 碲镉汞在液氮温区除电离杂质散射外, 中性杂质散射和合金无序化散射也占很大成分, 这些都没包括在上述理论中, 当然也会带来误差.

(3) 图 2 的上横座标是磁长度 l 与屏蔽长度 a 之比 (l/a), 这里 $l = (\hbar c / eB)^{1/2}$. 可以看到 τ_{CR} 的极大值发生在 $l/a \approx 1$ 处. 若 $l/a > 1$, 磁场作用相对库仑作用弱, 朗道能级间隔 $\hbar\omega_c$ 较小, 电子与电离杂质散射中心交换的能量足以使之从一个朗道能级跃迁至另一朗道能级, 称作朗道能级间跃迁, 这正是 Kawabata 研究的非绝热情况; 随磁场上升, 回旋能增大, 回旋半径减小, 朗道能级之间的散射几率将随之降低, 弛豫时间增加. 若 $l/a < 1$, 朗道能级间隔因磁场增强而足够大, 电子虽受电离杂质势场库仑力及外磁场劳伦茨力的作用不断改变动量, 但只能从同一能级中这一状态跃迁到另一状态, 称作朗道能级内散射. 这乃是式(7)给出的强场绝热近似的情况.

4 结论

(1) 人们常由直流迁移率 μ_n 估算回旋共振半宽度 $W_{1/2}$, 或由 $W_{1/2}$ 推测 μ_n , 这样做对窄

禁带半导体是不可靠的,这类晶体弛豫时间比锗、硅短得多,回旋共振只能在红外波段和深低温下进行;又由于它电子有效质量很小,在十分之几特斯拉(T)的磁场强度下就达到了量子限.这时的电子波函数、能量色散关系、状态密度分布都与经典情况大不相同,即使散射势不变,散射几率变化也很大.

(2) 理论计算同实验结果比较说明,在磁量子限可以发生朗道能级间散射和朗道能级内散射,对电离杂质散射,若磁长度大于屏蔽长度,以前者为主;反之,以后者为主;两者接近时,弛豫时间达到极大.

(3) 理论与实验结果定性符合,其定量上的差别可以用理论过于简化、样品参数不确定,以及存在除电离杂质外的其它散射机制等原因来说明.

参考文献

- 1 刘普森,等. *红外与毫米波学报*, 1993, 12(2): 121
- 2 刘普森,等. *红外与毫米波学报*, 1994, 13(6): 449
- 3 Nag B R. *Electron Transport in Compound Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1980, P. 230, 248
- 4 Kawamura H, et al. *J. Phys. Soc. Japan*, 1964, 19: 288
- 5 Kawabata A, et al. *J. Phys. Soc. Japan*, 1967, 23: 999
- 6 Shin E E H, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1972, 28: 1634

RELAXATION TIME OF $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ IN MAGNETO-QUANTUM-LIMIT

Liu Pulin Lu Wei Lu Xiaofeng Chu Junhao Xiao Jirong Shen Xuechu

(National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Michael von Ortenberg

(Humboldt Universität zu Berlin, Institut für Physik, Invalidenstrasse 110, Berlin, D-10115, Germany)

Abstract The relaxation time τ of the conduction band electrons of n- $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ was obtained by analyzing the line-shapes of cyclotron resonance at 1.8K in Faraday configuration in the far infrared spectrum range. The comparison of the experimental results with the theory on ionized impurity scattering in the magneto-quantum-limit was made. The magnetic field dependence of relaxation time was explained in terms of the inter-Landau-level scattering and intra-Landau-level scattering.

Key words $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, quantum limit, relaxation time.