

# 碲镉汞导带电子回旋共振线形分析

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重点实验室, 上海, 200083)

Michael von Ortenberg

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

**摘要** 用远红外激光磁光光谱实验系统测量了 N 型碲镉汞的导带电子回旋共振, 记录了远红外激光入射下的高分辨回旋共振线形. 计算表明, 这些线形的特征及其与一些物理量的关系可用经典的 Drude-模型很好地描述. 此外, 还用理论与实验拟合的方法获得了载流子弛豫时间  $\tau$ , 并与由弱场低频下迁移率得出的弛豫时间  $\tau$  作了比较, 对两者差别的理论问题作了讨论.

**关键词** 碲镉汞, 回旋共振, 弛豫时间.

## 引言

以前的碲镉汞导带电子回旋共振研究<sup>[1]</sup>仅用于确定电子的有效质量, 只有 Kinch 和 Buss<sup>[2]</sup>在讨论 Polaron 问题时涉及回旋共振的线型. 我们用单色性很高的远红外光泵气体激光器及超导磁体等仪器设备, 从磁透射光谱测量中记录下高分辨的碲镉汞导带电子回旋共振的线形, 并用 Drude-模型计算出这种线形与磁场强度、样品厚度和载流子弛豫时间等物理量的关系, 并用理论与实验拟合的方法获得了弛豫时间.

## 1 实验

本工作选取 N 型  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x \approx 0.2$ ) 单晶体材料, 所用的两块样品 HCT-102 (5) ( $x = 0.198$ ) 和 HCT-201 (1) ( $x = 0.219$ ) 在 77 K 温度下由霍尔系数和电阻率测得载流子浓度和迁移率分别为  $N = 5.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  和  $6.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  及  $\mu_n = 2.0 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$  和  $9.7 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ ; 单晶片经抛光和腐蚀将样品厚度分别减薄至  $60 \mu\text{m}$  和  $170 \mu\text{m}$ . 远红外激光磁光光谱测试系统由激光、磁体、样品架及信号接收和处理 4 个子系统组成. 远红外波导激光器在可调谐二氧化碳激光泵浦下产生的激光辐射, 经调制盘调制后沿光管和光锥

传播, 并会聚到超导螺线管腔中的样品上; 透射光信号用碳玻璃测辐射热计接收并转变为电信号, 由前置放大器及锁相放大器放大后会同磁场强度信号分别输入到  $x-y$  记录仪的两轴; 若信号较弱, 则用高莱管直接接收经同一调制器调制的远红外激光, 并将信号送入另一锁相放大器, 两个锁相分别输出的信号经除法器取其比值替代上述单一的样品信号, 以降低激光不稳定对记录线形的影响. 用这种方法测量磁透射光谱, 即选定某一波长的激光和连续改变磁场强度, 同用傅里叶光谱仪在固定磁场下扫描入射光波长测量磁-透射谱比较, 其优点是入射光单色性好、功率强、分辨率高、信噪比高、光谱基线可直接确定, 测量结果也容易同理论比较.

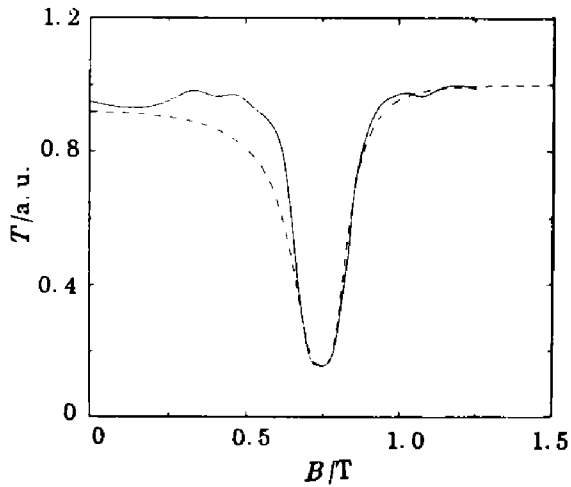


图 1 典型的  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  导带电子回旋共振线形

Fig. 1 Typical cyclotron resonance line-shape of conduction electrons in  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

实验采用法拉第位形, 样品温度为 1.8 K, 对每个样品都选用不同波长的多支激光进行测量, 但是当入射光子能量低至可以同晶体的等离子体振荡量子的能量相比较时, 回旋共振受等离子体磁化波的干扰, 线形发生畸变. 典型回旋共振线形都是在远离等离子体影响下测得的 (见图 1 中实线), 图 1 中虚线为理论计算的 CR 线形.

实验采用法拉第位形, 样品温度为 1.8 K, 对每个样品都选用不同波长的多支激光进行测量, 但是当入射光子能量低至可以同晶体的等离子体振荡量子的能量相比较时, 回旋共振受等离子体磁化波的干扰, 线形发生畸变. 典型回旋共振线形都是在远离等离子体影响下测得的 (见图 1 中实线), 图 1 中虚线为理论计算的 CR 线形.

## 2 理论

经典的自由载流子 Drude-模型经有效质量和背景介电常数修正后可说明固体的许多物理现象<sup>[3]</sup>. 我们将用这一理论分析碲镉汞窄禁带半导体及非抛物线性导带中电子回旋共振线形和测量结果.

半导体中的自由载流子受电磁波辐照并在外磁场作用下作漂移运动, 其动力学方程即 Appleton-Harterr 方程:

$$m^* \frac{d\vec{V}}{dt} + m^* \frac{\vec{V}}{\tau} = -e\vec{E} - \frac{1}{c} e\vec{V} \times \vec{B}, \quad (1)$$

式 (1) 中  $m^*$  为载流子有效质量,  $\tau$  为弛豫时间, 又称散射时间,  $\vec{V}$  为漂移速度. 若介质为各向同性、球形等能面, 外加恒定磁场  $\vec{B}$  在  $Z$  方向, 入射电磁波的周期性电场  $\vec{E}$  为圆偏振, 上述方程不难用复数形式求解.

令  $E = E_0 e^{\pm i\omega t}$ ,  $V = V_0 e^{\pm i\omega t}$ , 并代入方程 (1) 可得:

$$V_0 = \frac{\frac{e\tau}{m^*} E_0}{1 + i(\omega_c \mp \omega)\tau},$$

其中  $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ , 称作回旋频率.

注意到总电流密度  $\vec{J} = Ne\vec{V} = \sigma^* \vec{E}$  ( $N$  为载流子浓度,  $\sigma^*$  为复电导率) 和  $\epsilon_e^* = -\frac{i}{\omega\epsilon_0} \sigma^*$ , 则可求出自由载流子的复介电常数  $\epsilon_e^*$ , 再加上晶格介电常数  $\epsilon_L^*$ , 即可得总的介电常数  $\epsilon^*$  [3]:

$$\epsilon^* = \frac{\epsilon_L^*}{\epsilon_0} + \frac{\epsilon_e^*}{\epsilon_0} = \frac{\epsilon_L}{\epsilon_0} - \frac{1}{\epsilon_0} \frac{Ne^2\tau^2}{m^*\omega} \frac{\omega_c \mp \omega}{1 + (\omega_c \mp \omega)^2\tau^2} - \frac{i}{\epsilon_0} \frac{Ne^2\tau}{m^*\omega} \frac{1}{1 + (\omega_c \mp \omega)^2\tau^2}, \quad (2)$$

这就是圆偏振光入射到半导体, 并受外磁场作用的色散关系. 式 (2) 中括号里的正、负号分别对应于光的左旋和右旋圆偏振, 在何种偏振下发生回旋共振取决于自由载流子电荷的正和负.

众所周知,  $\epsilon^*$  还可表示为

$$\epsilon^* = (n + ik)^2 = n^2 - k^2 + 2ink, \quad (3)$$

将式 (2) 和式 (3) 比较可得到折射率  $n$  和消光系数  $k$ , 进而可求出能直接测量的透射率等宏观量.

由于样品为平行板薄片, 厚度  $d$  可与入射光波长  $\lambda$  相比较, 所以既要考虑光通过样品的多次反射, 又要考虑分振幅的多光束干涉效应; 另外, 更不能忽略样品的吸收. 在这种情况下透过样品的电磁波能量的总透射率为 [4,5]

$$T = \frac{(1 - R)^2(k^2/n^2 + 1)}{(e^{\alpha d/2} - Re^{-\alpha d/2})^2 + 4R \sin^2(\delta + \psi)}, \quad (4)$$

式 (4) 中功率反射比

$$R = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2}, \quad (5)$$

吸收系数

$$\alpha = 2\frac{\omega k}{c}, \quad (6)$$

$\psi$  为振幅反射系数的相位变化, 通常情况下它满足:

$$\sin^2 \psi = \frac{4k^2}{R[(n + 1)^2 + k^2]^2}, \quad (7)$$

$\delta$  为光通过样品一次所引起的相位变化, 通常情况下  $\delta = \frac{\omega nd}{c}$ .

从式 (2) 出发, 经式 (3)、式 (5)~(7) 过渡, 由式 (4) 便可求出总透射率  $T$  与样品厚度  $d$ 、载流子有效质量  $m^*$ 、散射时间  $\tau$ 、浓度  $N$  及入射光频率  $\omega$  和磁场强度  $B$  等物理参数的关系.

### 3 讨论

图 2 是按上述理论计算的部分结果. 图 2(a) 是样品厚度确定时 CR 线形随散射时间  $\tau$  的变化, 图 2(b) 是  $\tau$  一定时不同样品厚度的 CR 线形. 计算中假设  $N = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,

$\epsilon_L/\epsilon_0 = 17.5$ . 由于碲镉汞非抛物线性导带的有效质量与能量有关<sup>[6]</sup>, 我们计算中选取  $m^* = 0.0085m_0$ , 相当于组份  $x=0.2$  的碲镉汞的导带电子在入射光波长为  $118.8\mu\text{m}$  时由朗道能级  $0^+$  跃迁到  $1^+$  的回旋共振有效质量  $m_{\text{CR}}^*$ , 光频率  $\omega$  取  $118.8\mu\text{m}$  的相应值. 从式 (2) 可以直接导出回旋共振的两个主要条件:  $\omega = \omega_c$  和  $\omega_c\tau \gg 1$ , 只有在同时满足上述两个条件的情况下才能发生尖锐的回旋共振吸收; 吸收峰所在的磁场强度  $B$  虽由后一条件决定, 但对 CR 吸收线形影响最大的则是散射时间  $\tau$  和样品厚度  $d$ . 从图 2(a) 可见, CR 吸收峰的极大半高宽度 (FWHM) 随  $\tau$  的减小而变宽, 当  $\tau < 10^{-12}\text{s}$  时, 即使样品很薄, 共振吸收现象也将消失. 样品厚度  $d$  在式 (4) 中总与吸收系数  $\alpha$  一起出现, 倘若  $d$  很大, 使得共振区中  $d\alpha \geq 1$ , 则强烈的共振吸收将使透过厚样品的光强大大降低, 甚至不能透过, 其结果就是使吸收峰加宽, 使底部变平 (见图 2(b)). 样品也不是做得越薄越好, 尤其当  $\tau$  较大时, 减小  $d$  可使平行板多次内反射造成的干涉效应增强, 干涉花纹叠加在透射光谱上使 CR 线形畸变, 造成对测量结果的分析困难, 甚至导致错误结论, 这种干扰现象在图 2 及一些实验结果中都可看到. 此外, 理论计算还表明, 载流子浓度  $N$  增加, 相当于增大  $d$  和  $\alpha$ , 使透射降低, 使 CR 线形变宽;  $\epsilon_L$  的大小与合金组份  $x$  有关, 同上述各物理量相比, 它对 CR 线形的影响很小.

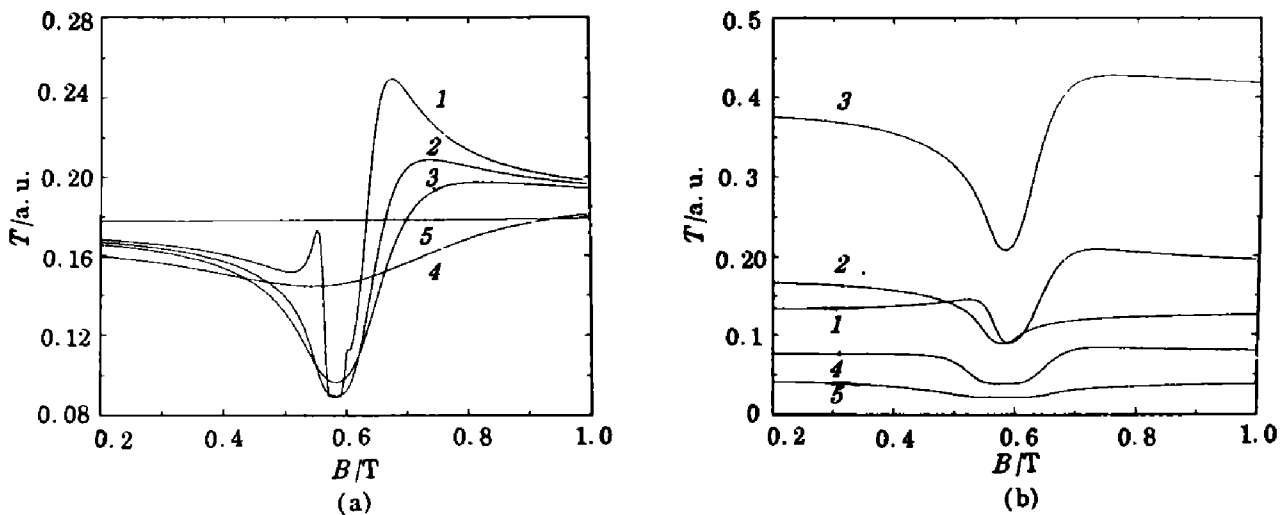


图 2 用经典理论作出的碲镉汞导带电子回旋共振线形  
(a) 样品厚度  $d$  确定时, 波形随散射时间  $\tau$  的变化  
(b) 样品散射时间  $\tau$  确定时, 波形随样品厚度  $d$  的变化

Fig. 2 Theoretical cyclotron resonance line-shapes of conduction electrons in n-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te  
(a) with different relaxation time at the same thickness of sample  
(b) with different thickness of sample at the same relaxation time

图 1 表明用上述理论方法可以获得与实验 CR 线形符合得很好的计算结果. 我们在计算图 1 中的虚线时,  $d$ 、 $N$ 、 $\omega$  都用实验测量值,  $m^*$  采用本工作确定的回旋共振有效质量实验值  $m_{\text{CR}}^*$ <sup>[6]</sup>, 以  $\tau$  作为调整参数. 当理论 CR 线形 (图 1 中虚线) 同记录的实验 CR 线形 (图 1 中实线) 达到最佳符合时即可得散射时间  $\tau$ , 对于样品 HCT-102 (5) 为  $7.4 \times 10^{-12}\text{s}$ . 这样求出的  $\tau$  要比按  $\mu_n = \frac{e\tau}{m^*}$  公式代入迁移率  $\mu_n$  测量值和导带底有效质量  $m_0^*$  求出的  $\tau$  ( $5.6 \times 10^{-3}\text{s}$ ) 高 1 个数量级以上, 另一样品 HCT-201 (1) 的结果与此类似. 两种方法求出的  $\tau$  值差别这么大的可能因素之一是外加磁场. 通常霍尔系数、迁移率

是弱场条件 ( $\mu B \ll 1$ ) 下测量的, 回旋共振是在强场条件 ( $\omega_c \tau \gg 1$ ) 下发生的, 强磁场使准连续的能带分裂成朗道能级, 使电子波函数、态密度明显改变. 在弛豫时间近似下, 散射几率  $P(\vec{k}_l, \vec{k}_m)$  取决于矩阵元  $H'_{ml}(t)$ ,  $H'_{ml}(t) = \int \psi_{\vec{k}_l}^*(\vec{r}) H'(\vec{r}, t) \psi_{\vec{k}_m}(\vec{r}) d\vec{r}$ , 即使微扰哈密顿  $H'(\vec{r}, t)$  与磁场关系不大, 磁场引起的散射初态、末态波函数  $\psi_{\vec{k}_l}(\vec{r})$ 、 $\psi_{\vec{k}_m}(\vec{r})$  的改变也必将大大影响到散射几率、散射时间及其它输运性质. 支持上述推论的一个佐证是我们发现由不同波长入射激光下的回旋共振获得的  $\tau$  表现出有规律的磁场关系. 关于这个问题的详细实验结果和理论分析我们将另文发表. 另一个可能的物理原因是本文推出的散射时间是高频散射时间, 而由电学测量给出的是低频散射时间. 这一问题也有待进一步的研究.

## 4 结语

用经典的 Drude 理论可以很好地说明碲镉汞导带电子回旋共振线形的特征及与其它物理量的关系; 借助于理论和实验的符合获得了在电子输运现象中起重要作用的弛豫时间(或散射时间) $\tau$ . 同时发现这样得到的  $\tau$  比从迁移率计算得出的  $\tau$  大得多, 我们认为其原因之一是强磁场使散射机构发生了变化.

## 参考文献

- 1 Weiler M H. In : *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 16, New York: Academic, 1981, p.119
- 2 Kinch M A, Buss D D. *J. Phys. Chem. Solids*, 1971, 32(Suppl.):461
- 3 Pidgeon C R. In: *Handbook on Semiconductors*, Vol. 2, Ed. M. Balkanski, North-Holland, 1980, p.223
- 4 Pankove J I. *Optical Properties of Semiconductors*, New York: Princeton Publ., 1973 p.87
- 5 沈学础. 半导体的光学性质, 北京: 科学出版社, 1992, p.19
- 6 刘普霖, 等. 红外与毫米波学报, 1993, 12(2):121

## ANALYSIS OF THE CYCLOTRON RESONANCE LINE-SHAPES OF THE CONDUCTION ELECTRONS IN N-HgCdTe

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, D-10115 Berlin, Germany)*

**Abstract** The cyclotron resonance of the conduction electrons in N-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te was observed and the high-resolution CR line-shapes traces for a series of far infrared laser radiation with different wavelengths were obtained by using a FIR Laser Magneto-spectrometer. The theoretical calculation shows that the characterization of the CR line-shapes and its dependence on some physical parameters can be well described by the classical Drude theory. In addition, the relaxation time is determined by fitting the theoretical result to the experimental line-shape and compared to that obtained from the electron mobility. The theoretical aspect of the difference between them is discussed.

**Key words** Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, cyclotron resonance, relaxation time.