

$n\text{-Hg}_{0.80}\text{Mg}_{0.20}\text{Te}$ 界面积累层中二维电子气的 输运特性研究

蒋春萍 桂永胜 郑国珍 马智训 李 标 郭少令 褚君浩

(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)

(2000 年 2 月 19 日收到, 2000 年 3 月 30 日收到修改稿)

通过变磁场霍尔测量研究了 MBE 生长的 $\text{Hg}_{0.80}\text{Mg}_{0.20}\text{Te}$ 薄膜在 1.5—250 K 温度范围内的输运特性. 采用迁移率谱(MS)和多载流子拟合过程(MCF)相结合的方法对实验数据进行了分析, 由该方法获得的结果和 Shubnikov de Haas(SdH)振荡测量的结果都证明材料中存在二维(2D)电子和三维(3D)电子. 其中 2D 电子主要来自于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ - CdTe 的界面积累层或 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 与真空界面附近的积累层. 3D 电子迁移率随温度的变化关系表明了 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 中的电子散射机理与 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 中的非常相似. 在低温下电离杂质散射(考虑了屏蔽效应)起主导地位, 而温度在 100 K 以上时, 晶格散射占主导地位.

关键词: 变磁场霍尔测量, 界面积累层, 二维电子气, $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$

PACC: 7320, 7215G, 7280E

1 引 言

最近, 由于分子束外延(MBE)技术的发展, 人们已经成功地在 $\text{Cd}_{0.97}\text{Zn}_{0.03}\text{Te}$ 衬底上实现了 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 这种新型三元混晶材料的外延生长^[1]. 在室温下改变 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 的组分 x , 可以使其能带从 -0.15 eV (HgTe) 变化到 3.49 eV (MgTe). 因此, $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 可作为半金属、窄禁带或宽带隙半导体材料. 它被认为是制备具有极深量子阱和强载流子约束效应器件的良好材料. 同时, 由于窄禁带 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 材料的性能在许多方面与 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 相似, 如具有较小的有效质量及非抛物线型能带等. 所以, 可以通过变磁场霍尔测量来研究该材料的电学性质. 有关利用变磁场霍尔测量手段研究 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 中载流子的输运特性已有很多报道^[2,3]. 但是, 相对于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 来说, MBE 生长的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 中的载流子输运特性则研究较少.

磁输运测量一直是被广泛地用于研究探测器材料和器件电学性质的一种有效手段^[4]. 本文报道了在温度为 1.5—250 K 范围内对 MBE 生长的 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 进行的变磁场霍尔测量. 样品在磁场中呈现了与体材料和界面有关的 3D 电子和 2D 电

子特性. 此外, 借助于迁移率谱和多载流子拟合过程法相结合^[3], 获得了 3D 和 2D 电子的输运参数. 由该方法获得的电子的浓度和迁移率分别与 SdH 振荡测量所获得的结果和理论计算所获得的结果符合得很好.

2 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 中载流子的主要散射机制

载流子的迁移率是判断半导体材料电学性质的重要参数. 迁移率随温度的变化可以用来研究材料中的散射机制. 大量的研究报道了以 Hg 为基本成分的窄禁带半导体中电子迁移率的详尽计算^[5-8]. 普遍认为在 n 型材料中的散射主要为电离杂质散射和极性光学波散射.

根据 Kane 模型, 窄禁带的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 的导带能量与波矢 k 满足

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} = E \left(1 + \frac{E}{E_g} \right), \quad (1)$$

式中 m_e^* 是电子的有效质量.

给定自由电子的浓度 N , 费米能级可以通过求解费米-狄拉克分布对所有态密度的积分来获得,

$$N = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_c \int_0^\infty \frac{y^{\frac{1}{2}} (1 + \beta y)^{\frac{1}{2}} (1 + 2\beta y)}{1 + \exp(y - \eta)} dy, \quad (2)$$

式中 $y = E/k_{\text{B}}T$, $\beta = k_{\text{B}}T/E_{\text{g}}$, $\eta = E_{\text{f}}/k_{\text{B}}T$.

考虑到在较低温度下,当电子的平均动能较小时,电离杂质有较强的散射作用,这时迁移率往往由电离杂质散射决定.根据 Zawadzki^[8]用一价 Born 近似计算得到的弛豫时间可获得

$$\mu_{\parallel} = \frac{1}{2\pi} \frac{(4\pi\epsilon_0\epsilon_s)^2}{q^3\hbar N_{\text{I}}} \frac{1}{F_{\parallel}} \left(\frac{dE}{dk} \right)^2 k, \quad (3)$$

式中 $F_{\parallel}$ 考虑了自由电子的屏蔽效应. $N_{\text{I}} = N + 2N_{\text{A}}$ 为总的杂质浓度. ϵ_0 为真空介电常数. ϵ_s 是低频介电常数.

将(3)式对所有的态密度求和可得

$$\mu_{\parallel} = 2.91 \times 10^{57} \frac{\epsilon_s^2 T^3 m_e^*}{N_{\text{I}} N_{\text{D}}} \cdot \int_0^{\infty} \frac{\exp(y - \eta) y^3 (1 + \beta y)}{[1 + \exp(y - \eta)]^2 F_{\parallel} (1 + 2\beta y)} dy. \quad (4)$$

在高温范围内,这里极性光学声子的散射沿用 Bate 等人^[9,10]的近似

$$\mu_{\text{op}} = \frac{1.74 m_0}{\alpha \hbar \omega_l m_e^*} \frac{\exp(z) - 1}{z^{1/2}} \frac{F_{1/2}(\eta)}{D_{00}(\eta, z)}, \quad (5)$$

式中 $z = \Theta/T$, Θ 为德拜温度,由纵向光学声子的频率 ω_l 决定.

极性光学常数 α 由下式决定,

$$\alpha = \left(\frac{m_e^*}{m_0} \right)^{1/2} \left(\frac{13.6}{\hbar \omega_l} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0} \right), \quad (6)$$

式中 ϵ_{∞} 为高频介电常数.

$D_{00}(\eta, z)$ 定义为

$$D_{00}(\eta, z) = 2 \int_0^{\infty} \frac{y^{1/2} (y + z)^{1/2}}{[\exp(\eta - y) + 1][\exp(y - \eta) + \exp(-z)]} dy. \quad (7)$$

综合上述两种散射机制,可得以 Hg 为基本成分的窄禁带半导体 n 型材料中的迁移率可近似由下式给出,

$$\mu = [(\mu_{\parallel})^{-1} + (\mu_{\text{op}})^{-1}]^{-1}, \quad (8)$$

该式中考虑了屏蔽效应和简并的情况,

3 实验结果与讨论

实验所用的样品是用 MBE 法在 $\text{Cd}_{0.97}\text{Zn}_{0.03}\text{Te}$ (100) 衬底上生长一层 CdTe 中间缓冲层,再生长约 $1\text{ }\mu\text{m}$ 厚的 $\text{Hg}_{0.80}\text{Mg}_{0.20}\text{Te}$ ^[11]. 实验中,样品用 In 作电极形成良好的欧姆接触.在温度为 $1.5\text{--}250\text{ K}$, 磁场为 $0\text{--}9\text{ T}$ 范围内,用范德堡法对样品进行了变

磁场霍尔测量.

SdH 效应是低温下的简并材料中随磁场变化的磁阻振荡现象.通过改变磁场方向与样品表面的夹角, SdH 振荡现象可区分样品中 3D 电子和 2D 电子^[10].

图 1 显示了 1.5 K 时,样品 B812 表面与磁场方向的夹角分别为: $\theta = 0^\circ$ (磁场方向垂直于样品表面) 和 $\theta = 90^\circ$ (磁场方向平行于样品表面) 时的 SdH 振荡.从图中可观察到,当 $\theta = 0^\circ$ 时,出现了复杂的 SdH 振荡现象,而当 $\theta = 90^\circ$ 却没有出现明显的振荡现象.这是因为体材料中的浓度较低,其 SdH 振荡现象只有在较低的磁场下才能观察到,而此时由于展宽效应的影响,没能观察到 3D 电子的 SdH 振荡现象,而只是观察到了 2D 电子的 SdH 振荡现象.图 1 的插图为磁阻振荡数据的 Fourier 变换结果.通过对 SdH 振荡曲线进行快速 Fourier 变换,得到了与不同子带的电子浓度相关的三个主要峰值,其基频分别为 14.5 T , 4.83 T 和 1.61 T .它们主要来自于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ -CdTe 的界面积累层或 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 与真空界面附近的积累层.三个峰值分别对应的 0, 1, 2 三个子能带的电子占有情况.根据 2D 电子浓度与快速 Fourier 变换得到的频率 P 之间满足的关系式: $n = 4.82 \times 10^{10} P_i (\text{cm}^{-2})$, P_i 为 i 于带振荡的基频,单位为 T ,便可得到 0, 1, 2 三个子能带的电子浓度分别为 $0.69 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $0.23 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 和 $0.077 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.这表明了随着子带量子数的增大,相应的载流子浓度逐渐减小,即态密度逐渐变小,则相应的有效质量也就变小.因此,在 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 中,应考虑的是电子子带而不是空穴子带.理论计算表明, 2D 电子气中不同子带的电子浓度与

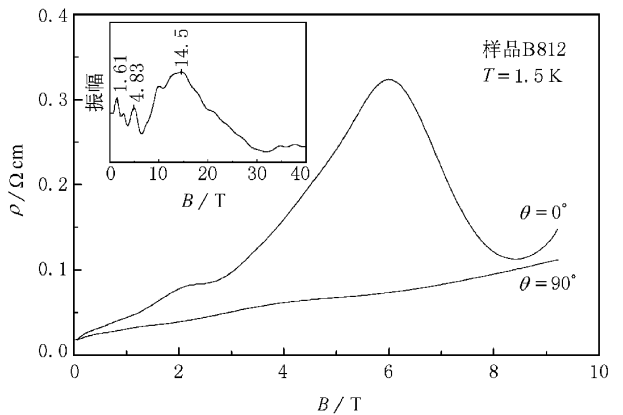


图 1 1.5 K 时 $n\text{-HgMgTe}$ 样品 B812 的磁阻与磁场强度的关系
插图为 SdH 振荡数据的 Fourier 变换曲线

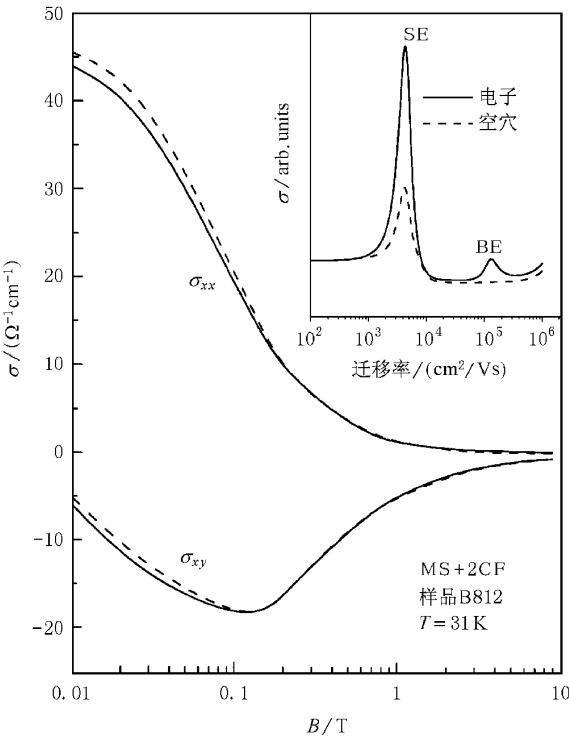


图 2 31 K 时 $n\text{-HgMgTe}$ 样品 B812 电导张量与磁场强度的依赖关系 插图为相应的迁移率谱

总的 2D 电子浓度呈很好的线性关系^[11–15]. 子带 0 到子带 2 的斜率分别为 0.67、0.22 和 0.77, 这分别与我们实验测量所获得的数据 0.69、0.23 和 0.077 符合得很好. 为了得到各子带的有效质量, 由 SdH 振荡的振幅与温度的关系进行一系列地计算, 获得了子带 0 的有效质量大约为 $0.022 m_e$ (m_e 是自由电子的质量). 计算表明^[11, 13]在 $\text{Hg}_{0.80}\text{Mg}_{0.20}\text{Te}$ 中, 本征带, 子带 1 和子带 2 的相应的有效质量分别为 0.012、0.018 和 $0.015 m_e$. 已知电子浓度和相应的有效质量, 根据 $E_F^{(i)} = \pi \hbar^2 N_s^{(i)} / m_s^*$ 便可估计费米能级. 从子带底算起, 对于三个子带的结果分别为 $E_F^{(0)} = 76 \text{ meV}$, $E_F^{(1)} = 31 \text{ meV}$ 和 $E_F^{(2)} = 12.5 \text{ meV}$.

图 2 中的实线给出了样品 B812 在 31 K 时的电导张量分量 σ_{xx} 和 σ_{xy} 随磁场强度变化的实验结果. 插图中给出了相应的变磁场霍尔测量所获得迁移率谱 (MS) 结果. 其中实线为电子的迁移率谱, 虚线为空穴迁移率谱. 从电子的迁移率谱中可观察到两个明显的峰, 一个标为 BE, 其迁移率在 $10^5 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 量级. 另一个标为 SE, 其迁移率大约为 $3 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 量级. 在空穴迁移率谱中有一个与峰 SE 有相同迁移率的次峰, 这可能是由于计算所造成的赝象^[2, 3], 即所谓的映象峰.

图 3 中给出了样品在不同温度下的迁移率谱, 表明了样品中有两种载流子对电导有贡献. 利用 MS 所获得的数据作为初始化输入, 然后运用 MCF 对两种载流子进行拟合, 便得到了图 2 中的用虚线表示的 σ_{xx} 和 σ_{xy} , 这清楚的表明了理论计算与实验结果符合得很好.

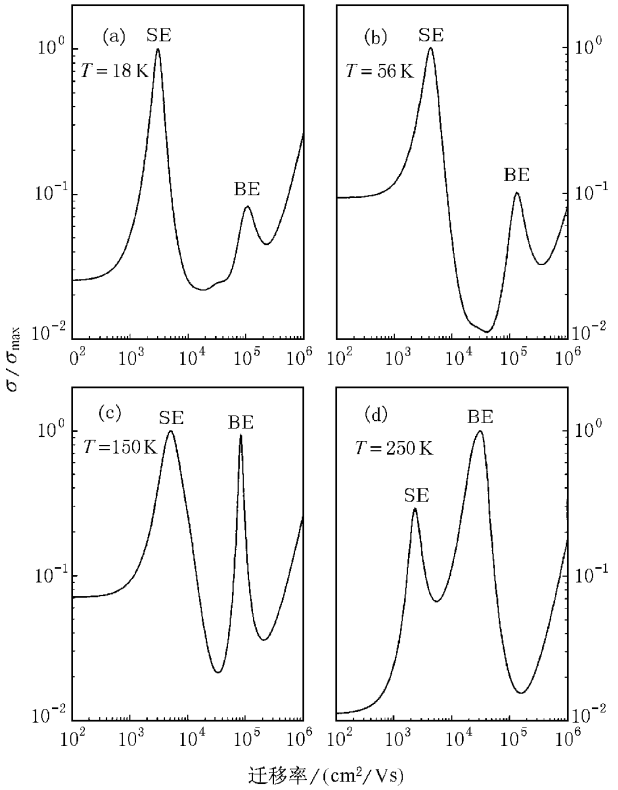


图 3 $n\text{-HgMgTe}$ 样品 B812 在不同温度下的迁移率谱

采用 MS 和 MFC 相结合的分析方法所获得的载流子浓度和迁移率与温度的依赖关系由图 4(a) 和 (b) 给出.

在温度为 1.5—250 K 范围内所获得的所有参数的绝对误差均小于 5% 由图 4(a) 可见, SE 电子的浓度基本上与温度无关, 这种行为表明了 SE 就是 2D 电子^[21], 存在于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ -CdTe 的界面积累层或 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 与真空界面附近的积累层中. 其浓度为 $\sim 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. 从迁移率中得到的表面电子浓度是积累层中电子对整个厚度的平均值, 实际上表面电子浓度应换算为表面电子面密度, 即 $N_s \approx 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. 这与前面 SdH 测量所获得的实验结果符合得很好. 在温度为 1.5—80 K 范围内, BE 电子的浓度基本上没有变化, 表现出非本征区的特性, 其电子浓度主要由掺杂浓度来决定, 并没有观察到载流子的冻出现象, 这表明了施主能级只有很小的激活

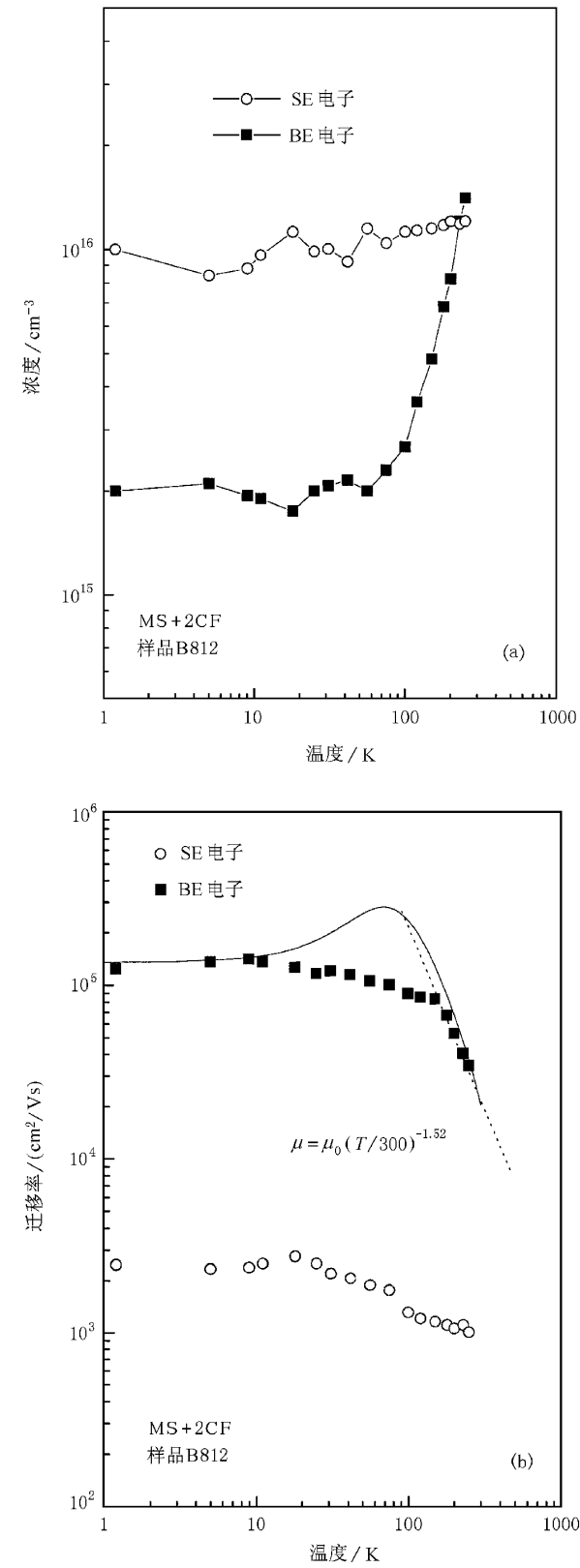


图 4 $n\text{-HgMgTe}$ 样品 B812 的 (a) 载流子浓度和 (b) 迁移率与温度的关系

能. 因此, 费米能级将非常接近导带底部, 而且导带

底的有效质量非常小. 当温度超过 80 K 时, 随温度的升高, 载流子浓度迅速上升. 这与 Oehling 等人^[11]测量的结果非常接近. 从中可以得出 BE 电子来源于体材料的本征热激发电子. 当温度低于 100 K 时, 对于绝大多数窄禁带半导体, 电离杂质散射对电导的贡献占主要地位. 由图 4(b) 可观察到此时 SE 电子与 BE 电子的迁移率基本上与温度无关. 这种情况对于简并电子气来说是非常典型的^[16, 17]. 一方面, 因窄禁带的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 具有较小的有效质量, 容易发生简并. 另一方面, 在低温范围内, 对于 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$, 电子在荷正电的电离杂质附近有较低的势能, 具有较高的浓度, 此时电离杂质的静电场受到周围电子气体的屏蔽作用增强. 因此本文中在电离杂质散射中考虑载流子的屏蔽问题是合理的. 在高温范围 ($T > 100\text{ K}$), 晶格散射的贡献非常显著, 随温度增加, SE 电子的迁移率有所下降. BE 电子的迁移率下降得更快. 从中也可看出 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 中的散射机理与 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的非常相似^[18, 19]. 根据第 2 节中电子迁移率的计算, 对 $\text{Hg}_{0.80}\text{Mg}_{0.20}\text{Te}$ 作一级近似, 从 HgTe ($x = 0$) 到 MgTe ($x = 1$) 采用线性插值, 得到了 $\epsilon_s = 17.0$, $\epsilon_\infty = 13.0$, $\hbar\omega_1 = 21.1\text{ meV}$ (ω_1 为纵光学声子的频率). 图 4(b) 中的实线即为理论计算的电离杂质散射和极性光学声子散射电子迁移率曲线. 从中可看出在低温和高温范围内理论计算与实验数据符合得很好, 分别由电离杂质散射和光学声子散射占主导地位. 在中间温度, 理论计算和实验数据的差异主要由其他散射 (如合金散射) 引起. $T > 100\text{ K}$ 时, BE 电子的迁移率符合 $\mu \propto T^{-1.52}$, 这正是晶格散射引起的^[20], 进一步证实了 BE 电子来源于体的本征热激发电子. 从测量的结果中也发现在 $\text{Hg}_{0.80}\text{Mg}_{0.20}\text{Te}$ 中, 体电子的最大迁移率略大于 $10^5\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. 这与 MBE 生长的 $\text{Hg}_{0.785}\text{Cd}_{0.215}\text{Te}$ 的电子迁移率可比拟.

4 结 论

通过变磁场霍尔测量, 采用由 MS 和 MCF 相结合的分析方法研究了 MBE 生长的 $n\text{-Hg}_{0.80}\text{Mg}_{0.20}\text{Te}$ 中的载流子的浓度和迁移率. 该方法和 SdH 测量所获得的结果都证明了材料中存在 2D 电子和 3D 电子. 得出 2D 电子的迁移率和面密度分别为 $1\text{--}3 \times 10^3\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 和 $\sim 10^{12}\text{ cm}^{-2}$ 以及 $\text{Hg}_{0.80}\text{Mg}_{0.20}\text{Te}$ 中的 3D 电子最大迁移率可与 $\text{Hg}_{0.785}$

$\text{Cd}_{0.215}\text{Te}$ 中的相比拟. $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 中 3D 电子迁移率的温度依赖关系表明了其电子的散射机理与 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 中的非常相似. 因此, $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ 有可能作为制备红外探测器的候选材料.

- [1] S. Oehling , U. Lunz , H. Heike , G. Plahl , C. R. Becker , G. Landwehr *J. Crystal Growth* **159**(1996) , 1157.
- [2] J. Antoszewski , L. Faraone , *J. Appl. Phys.* , **80**(1996) , 3881.
- [3] J. R. Meyer , C. A. Hoffman , F. J. Bartoli , D. A. Arnold , S. Sivananthan , J. P. Faurie , *Semicond. Sci. Technol.* , **8**(1993) , 805.
- [4] D. Long , J. L. Schmit , *Semiconductors and Semimetal* , Vol. 5 , edited by R. K. Willardson and A. C. Beer(New York , Academic , 1970) , p. 175.
- [5] W. Szymanska , T. Dietl , *J. Phys. Chem. Solids* , **39**(1978) , 1025.
- [6] J. J. Dubowski , T. Dietl , W. Szymanska , R. R. Galazka , *J. Phys. Chem. Solids* **42**(1981) , 351.
- [7] I. R. Gorokhovskii , A. K. Laurinavichyus , E. P. Rashevskaya , R.

- R. rezvanov , *Sov. Phys. Semicond.* , **21**(1987) , 1211.
- [8] W. Zawadzki , *Handbook on Semiconductors* , edited by W. Paul (North-Holland , New York , 1982) , Vol. 1 , Chap. 12.
- [9] R. T. Bate , R. D. Baxter , F. J. Reid , A. C. Beer , *J. Phys. Chem. Solids.* , **26**(1965) , 1205.
- [10] D. J. Howarth , E. H. Sondheimer , *Proc. R. Soc.* , **A219** (1953) , 53.
- [11] R. J. Justice , D. G. Seiler , W. Cook , R. J. Koestner , M. W. Goodwin , M. A. Kinch , *J. Vac. Sci. Technol.* , **A6**(1988) , 2779.
- [12] J. Singleton , F. Nasir , R. J. Nicholas , *SPIE* , **659**(1986) , 99.
- [13] T. Ando , *J. Phys. Soc. Jpn.* , **54**(1985) , 2676.
- [14] J. R. Lwney , D. G. Seiler , W. R. Thurber , Z. Yu , X. N. Song , C. L. Littler , *J. Electron. Mater.* , **22**(1993) , 985.
- [15] Y. S. Gui , G. Z. Zheng , J. H. Chu , S. L. Guo , X. C. Zhang , D. Y. Tang , *J. Appl. Phys.* , **82**(1997) , 5000.
- [16] T. Ando , *J. Phys. Soc. Jpn.* , **51**(1982) , 3900.
- [17] K. Hirakawa , H. Sakaki , *Phys. Rev.* , **B33**(1986) , 8291.
- [18] M. C. Chen , L. Colombo , *J. Appl. Phys.* , **73**(1993) , 2916.
- [19] S. D. Yoo , K. D. Kwack , *J. Appl. Phys.* , **81**(1997) , 719.
- [20] L. F. Lou , W. H. Frye , *J. Appl. Phys.* , **56**(1984) , 2253.

STUDY ON TRANSPORT PROPERTIES OF TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GASES IN $\text{n-Hg}_{0.80}\text{Mg}_{0.20}\text{Te}$ INTERFACE ACCUMULATION LAYER

JIANG CHUN-PING GUI YONG-SHENG ZHENG GUO-ZHEN MA ZHI-XUN LI BIAO GUO SHAO-LING CHU JUN-HAO

(National Laboratory for Infrared Physics , Shanghai Institute of Technical

Physics , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 200083 , China)

(Received 19 February 2000 ; revised manuscript received 30 March 2000)

ABSTRACT

The transport properties in $\text{Hg}_{0.80}\text{Mg}_{0.20}\text{Te}$ molecular beam epitaxy film has been studied in the temperature range from 1.5 to 250 K by variable magnetic-field Hall measurement. The experimental data have been analyzed using a hybrid approach consisting of the mobility spectrum(MS) technique followed by a multicarrier fitting(MCF) procedure. Both Shubnikov de Hass(SdH) Measurements and the hybrid approach show two- and three-dimensional electronic behaviors. Experimental results indicate that the two-dimensional electrons are due to an accumulation layer near the $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ - CdTe interface or the $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ -vacuum interface. Ionized impurity scattering of the three-dimension electron mobility dominates at low temperature(considering the screening effect) while lattice scattering dominates above 100 K. The scattering mechanism in $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ is very similar to that in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

Keywords : variable magnetic-field Hall measurement accumulation layer two-dimensional electronic gas $\text{Hg}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$

PACC : 7320 , 7215G , 7280E