

p-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 材料中轻空穴的性质研究

蒋春萍 桂永胜 郑国珍 马智训 王善力 何 力 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)

(1999 年 9 月 19 日收到)

通过变磁场霍尔测量方法,采用由迁移率谱和多载流子拟合过程相结合的混合电导法,在 1.2~300 K 范围内,获得了两块分子束外延(MBE)生长的 p-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te( $x=0.224$ )样品中的轻、重空穴以及体电子、表面电子的浓度和迁移率.此外,在实验中,还直接观察到了轻空穴对电导张量分量的贡献.实验值不仅具有明确的物理意义,而且有助于红外探测器模型的建立.

PACC: 7325; 7220; 7350

1 引 言

p-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 是制作红外焦平面列阵(FCA)探测器的首选材料.由于材料中存在各种载流子共同参与导电,直到目前为止,仍缺乏对该材料的很多物理性质的了解,尤其是缺乏对器件性能有重要影响的轻空穴和少数电子的电学性质的了解.造成这种现象的主要原因在于:尽管 HgCdTe 长波红外探测器材料已有近 40 年的历史,但作为材料电学参数常规测试的重要手段,固定磁场的霍尔测量只适合于载流子构成比较简单情况,例如一般假定材料中只有一种载流子对电导的贡献占绝对主导地位.由于 p-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 材料中多种载流子共同参与导电,所以采用固定磁场测量获得的电学参数只是一个综合效应的结果,并不能完全反应材料的电学性质.至今,有关 HgCdTe 材料中轻空穴对电导贡献的报道较少.虽然轻空穴的浓度较重空穴低很多,但由于其迁移率远远高于重空穴,因此考虑轻空穴的存在对于正确计算 HgCdTe 中本征载流子浓度<sup>[1]</sup>,准确解释实验结果以及在优化 p-n 结光伏型红外探测器的性能方面起着十分重要的作用.

人们早就认识到在磁输运测量中,若给出较大的温度和磁场范围,通过多载流子拟合过程就可区分各种载流子对电导的贡献<sup>[2-4]</sup>.事实上,随磁场强度的增加,由于洛伦兹力的作用变强,使得具有高迁移率的载流子对电导的贡献变得越来越弱.而且由于轻空穴或电子与重空穴有着很高的有效质量比,导致了在实验中对轻空穴观察的困难.因此,迄

今为止,还未见有直接从重空穴或电子中区分轻空穴的办法.本文采用在 HgCdTe 表面生长一薄层半绝缘的 CdTe,这样在界面附近形成了二维电子气,其迁移率控制在 10<sup>3</sup> cm<sup>2</sup>/Vs 量级,即在轻空穴与重空穴之间.通过由迁移率谱与多载流子拟合过程相结合的方法<sup>[5,6]</sup>对 p-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 外延材料的变磁场霍尔测量数据进行分析,区分了轻、重空穴各自对电导的贡献.

2 迁移率分析技术

实验中获得的霍尔系数  $R_H$  和电阻率  $\rho$  实际上是磁场强度  $B$  的函数,因此电导张量  $\sigma_{xx}$  和  $\sigma_{xy}$  与磁场强度  $B$  的关系为

$$\sigma_{xx}(B) = \frac{1}{\rho(B) [(R_H(B)B/\rho(B))^2 + 1]}, \quad (1)$$

$$\sigma_{xy}(B) = \frac{1}{\rho^2(B) [(R_H(B)B/\rho(B))^2 + 1]}. \quad (2)$$

在多载流子体系中,电导张量分量还可以表示为各类载流子对电导贡献的求和形式,即

$$\sigma_{xx} = \sum_j \frac{en_j\mu_j}{1 + \mu_j^2 B^2}, \quad (3)$$

$$\sigma_{xy} = \sum_j S_i \frac{en_i\mu_i B}{1 + \mu_i^2 B^2}. \quad (4)$$

这里  $S_i$  为载流子电荷性,电子为  $-1$ ,空穴为  $+1$ .由于不同的载流子的迁移率不同,它们在不同的磁场下对电导的贡献也不同.通过分析电导张量元与磁场强度  $B$  的依赖关系,就可获得样品中载流子的种类、迁移率和浓度.由于该方法必须首先确定样品中

载流子的种类,以及每种载流子的近似迁移率,所以得到的结果往往并非唯一.为了克服这个缺点,1987年 Beck 和 Anderson 发表了他们的论文<sup>[7]</sup>,奠定了迁移率谱技术的理论基础.利用这种技术可以在事先不做任何假设的情况下,利用得到的迁移率谱推断出材料中载流子种类,并可得到各种载流子浓度和迁移率的近似值.在迁移率谱分析中,首先假定样品中载流子的迁移率是连续分布的,则电导张量分量表示为积分形式

$$\sigma_{xx}(B_i) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{s(\mu) d\mu}{1 + (\mu B_i)^2}, \quad (5)$$

$$\sigma_{xy}(B_i) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mu B_i s(\mu) d\mu}{1 + (\mu B_i)^2} \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (6)$$

其中  $s(\mu)$  代表迁移率为  $\mu$  的载流子对电导的贡献.因  $s(\mu)$  应满足<sup>[7,8]</sup>

$$s(\mu) \geq 0 \quad (-\infty < \mu < +\infty), \quad (7)$$

虽然(5)(6)式中有无穷多个  $s(\mu)$  使之成立,但并不一定满足(7)式.这样就引出测量数据的物理意义问题.如果存在满足(7)式的  $s(\mu)$  使得(5)(6)式成立,则这一组  $\sigma_{xx}(B_i), \sigma_{xy}(B_i)$  有物理意义,否则这组测量数据就无物理意义.这实际上就是迁移率谱的适用范围.在迁移率谱分析方法中,使用包络函数  $S(\mu)$  来代替  $s(\mu)$ ,通过分析包络函数极值点的位置及大小,得到有关电导率、迁移率及浓度等一系列的信息,而  $S(\mu)$  可由实验唯一确定,其表达式为

$$S(\mu) = \frac{|\nu_{\mu'}|^2}{\alpha_{\mu'}} \left[ \sum_{i=1}^N \frac{(\sum_{j=1}^N Q_{ij}(\nu_{\mu'})_j)}{\lambda_i} \right]^{-1}. \quad (8)$$

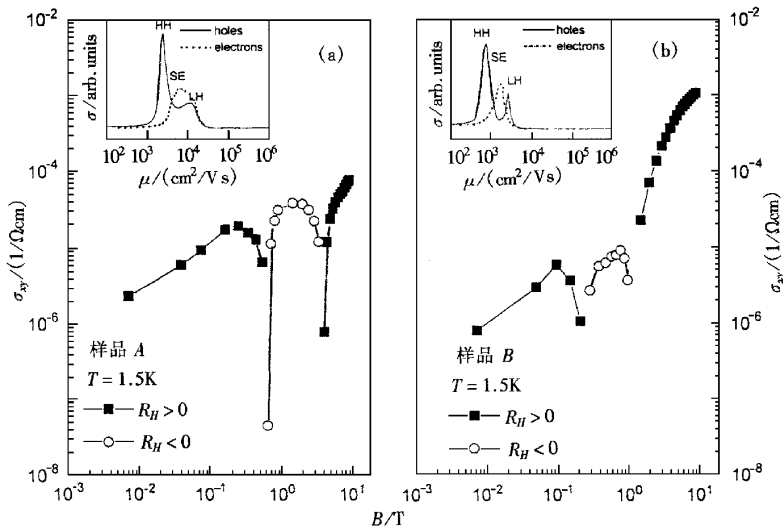


图1 1.5 K 时  $\text{Hg}_{0.776}\text{Cd}_{0.224}\text{Te}$  样品 A (a) 和 B (b) 的电导张量与磁场强度依赖关系,峰 LH, HH 和 SE 分别对应于轻空穴,重空穴和二维电子

采用迁移率谱分析多载流子体系的目的并不是为了获得这个包络函数,而是为了判定样品中的载流子种类,以及每种载流子的迁移率和浓度.因此,其结果只是定性或半定量的.考虑到迁移率谱的特点与多载流子拟合方法的精确性互相补充,Meyer 等人<sup>[5,6]</sup>提出了两者相结合的分析方法用以补充两者的不足之处,即将迁移率谱的结果作为初值,然后通过多载流子拟合过程对实验数据进行处理,得到了唯一能反映材料真实信息的电学参数.

### 3 实 验

MBE 法是近年来发展十分迅速的外延方法,能够生长高质量,大面积,组分均匀的 MBE 薄膜.实验所用的样品是用 RIBER 分子束外延系统在无掺杂半绝缘的  $\text{GaAs}(211)\text{B}$  衬底上生长 3—4  $\mu\text{m}$  厚的  $\text{CdTe}$  中间缓冲层,再生长  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ,外延表面覆盖 50 nm 的  $\text{CdTe}$  保护层.由于  $\text{CdTe}$  和  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  禁带宽度的不同,将在  $\text{CdTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  界面形成准二维电子气,这在许多文献中已有详细报道<sup>[9,10]</sup>.实验中采用的 A, B 两种样品均为 p- $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ,尺寸为 4 mm × 4 mm,样品的四角采用 In 接触的电极引线形成良好的欧姆接触.在 1.5—300 K, 0—10 T 范围内用 Van der Pauw 法对样品进行了变磁场的霍尔测量.

### 4 实验结果与讨论

图1为 1.5 K 时,样品 A, B 的电导张量分量

$\sigma_{xy}$ 与磁场强度的函数关系.从图中可清楚地看出,随磁场强度的增加,电导张量的值经历了由正值到负值,再由负值到正值的变化.到目前为止,类似于这种情况的现象在 HgCdTe 中还没有观察到<sup>[2-4]</sup>.其中原因可能是我们所用的样品具有较高的质量以及合适的表面电子浓度和迁移率.而一般的载流子模型仅考虑了重空穴和两维电子,是不能解释图 1 中所出现的现象.因此,在分析中,我们引入了轻空穴对电导的贡献来解释这种现象.

图 1 的插图中给出了两块 MBE 样品的迁移率谱,图中清楚地分辨出了轻空穴的峰.我们将三种不同种类的载流子分别标以 LH,HH 和 SE 加以区别,峰的位置表明了  $\mu_{LH} > \mu_{SE} > \mu_{HH}$ .它们分别来自于轻空穴,重空穴和两维电子,这一点将在下面进行详细讨论.从图中可发现,样品 A 中峰 SE 的高迁移率端有一个肩峰,其迁移率大约为  $10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,这可能是由于计算所造成的赝像,即所谓的映像峰.这样,便可解释图 1 中所出现的现象.首先,分析方程(4)式中的分母项  $1 + \mu^2 B^2$  就可区分样品中每一种载流子电导张量的贡献.在允许的最低磁场范围内(即不会出现(Shubnikov-de Hass(SdH)效应等量子效应),具有高迁移率的载流子(即轻空穴)对电导的贡献非常明显,导致了正的电导张量.随着磁场强度的增加,即一旦  $\mu B \gg 1$ ,轻空穴对电导的贡献越来越小,两维电子的影响显得重要起来,这就导致了负的电导张量.随着磁场强度进一步增大,两维电子对电导的贡献也变得很小,此时电导张量主要由迁移率最低的重空穴引起,电导张量分量  $\sigma_{xy}$  又变为正值.

图 2 给出了在一定温度下,样品 A 中电子迁移率谱(图中为虚线)和两种不同类型的空穴迁移率谱(图中为实线)的计算结果.在 45K 时,迁移率谱中出现了三个峰,分别对应于两维电子 SE,迁移率为  $\sim 2 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,重空穴,迁移率为  $\sim 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ;和轻空穴,其迁移率为  $\sim 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ .随着温度增加,两种空穴的迁移率均下降了,而两维电子的迁移率基本上没变.在 100 K 时,重空穴的迁移率约为  $\sim 200 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,它远远小于在 10 T 的高磁场强度的低迁移率分辨极限(即  $\mu B = 1$  时)  $\sim 1000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,但它仍能在迁移率谱上被分辨出来.此外,在 100 K 时,又出现了一个标为 BE 的弱峰,其迁移率为  $3 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,这可能是由 p-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 样品中少数热激发电子产生的.

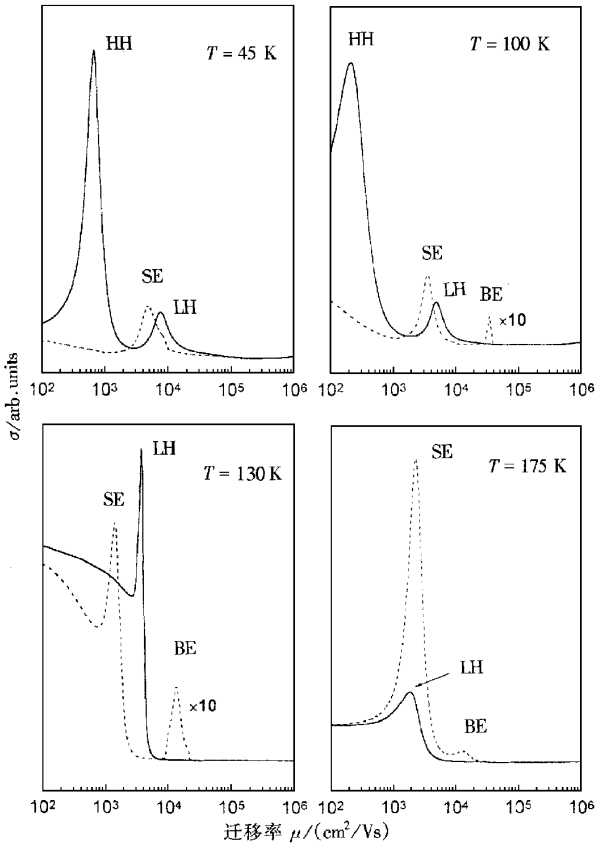


图 2 不同温度下 HgCdTe 样品 A 的迁移率谱

当温度达到 130 K 时,重空穴的峰 HH 便消失了.这是因为在高温下,重空穴的低迁移率使得  $1 + \mu^2 B^2$  项为一常数,即使磁场强度增加到 10 T,也如此.而在 175 K 时,轻空穴的迁移率与两维电子的迁移率几乎一样大小.因此,峰 LH 也可能被 SE 电子的映像峰所混淆.在最大磁场强度达 1 T 时,通过霍尔测量可得到 300 K 时载流子的迁移率谱.此时,空穴峰和两维电子峰均消失了,仅留下少数电子的峰,其原因在于室温下 HgCdTe 具有很高的本征载流子浓度.另一方面,外加低磁场也是造成空穴和两维电子峰不明显的原因.

由于迁移率谱分析法(MS)清楚地表明了样品中有多种载流子对电导有贡献.因此,利用迁移率谱获得的结果作为初始值输入,然后对  $T < 100 \text{ K}$  时的三种载流子或  $100 \text{ K} < T < 200 \text{ K}$  时的四种载流子运用多载流子拟合过程(MCF)进行实验数据处理.从 MS+MCF 相结合得出的最后结果反映了载流子的浓度和迁移率与温度的依赖关系.对于样品 A 这种关系分别在图 3(a) 和 3(b) 中给出.温度范围

在 10—300 K 时所有求得的参数的绝对误差均小于 10%. 低于 10 K 时, 由于载流子的“冻出”效应以及  $\sigma_{xy}$  明显小于  $\sigma_{xx}$  的原因, 使得误差变大. 从图中也可发现, 在 50—200 K 的范围内, SE 电子的浓度和迁移率基本上与温度无关, 这表明了 SE 即为两维电子<sup>[6,9,10]</sup>. 在这个温度范围内, 从 MS+MCF 分析法中可进一步得出表面电子的浓度为  $2 \times 10^{14} \sim 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . 通过乘上样品的厚度就可把有效体浓度转化为样品的面密度. 我们得到的值为  $2 \times 10^{11} \sim 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , 这与 Meyer 等人<sup>[5]</sup>对于反常两维电子所报道的值的范围相一致. 当温度低于 50 K 时, 也能观察到表面电子的低温冻出效应. 表面电子的浓度从  $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  (1.5 K) 增加到  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (50 K), 这清楚地表明了这种电子存在低激发能.

我们获得具有高迁移率的电子的热激发能大约为 119 meV, 这与实验温度范围内材料的带隙相接近:  $E_g(77 \text{ K}) = 105 \text{ meV}$  和  $E_g(300 \text{ K}) = 160 \text{ meV}$ . 这可以说明高迁移率的电子来源于本征的热激发. 由图 3(b) 中的迁移率数据可进一步证实迁移率与温度的依赖关系符合典型的  $T^{-m}$  定律 (且  $m = 1.86$ ). 这正好在  $1.5 < m < 2$  的范围内, 表明了 80 K 以上晶格散射为材料的主要散射机制<sup>[11]</sup>. 此外, 这些迁移率的值与文献 [12] 报道的 p 型外延生长的  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  中的少数载流子的迁移率的值相符合, 并且它们也接近 200 K 以上时 n 型  $\text{HgCdTe}$  中电子的迁移率<sup>[13]</sup>. 所有这些均表明了材料中高迁移率电子来源本征激发.

从对温度与重空穴浓度的关系分析中可得出受主能级在价带之上约 13 meV 之外, 这与参考文献 2 和 [13] 中体材料  $\text{HgCdTe}$  中所得的结果相符, 但比 MBE 生长的  $\text{HgCdTe}$  中所得结果大得多<sup>[4,13]</sup>. 其中一个原因可能是由于样品的补偿度很小, 因为补偿将会使得受主能级减小一半<sup>[14]</sup>. 这一点已由 77 K 时, 具有  $700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  的高迁移率重空穴得到了部分证实.

在 80—300 K 范围内, 轻、重空穴的迁移率也都大致遵循  $T^{-m}$  规则. 对于重空穴  $m = 0.85$ , 而对于轻空穴  $m = 1.31$ . 根据理论估计<sup>[15]</sup>, 可以推出, 由于样品中具有很高的空穴浓度, 对于重空穴的主要散射机理为电离-杂质散射, 而轻空穴的主要散射模式为声学声子散射以及低温范围内 (小于 80 K) 的一些杂质散射贡献. 从图 3(b) 中可看出, 实验中给出的两种空穴的迁移率结果与理论计算所给出的结果 (图中为实线) 非常接近.

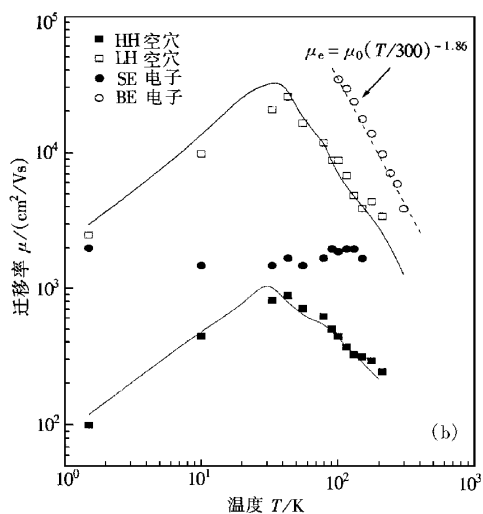
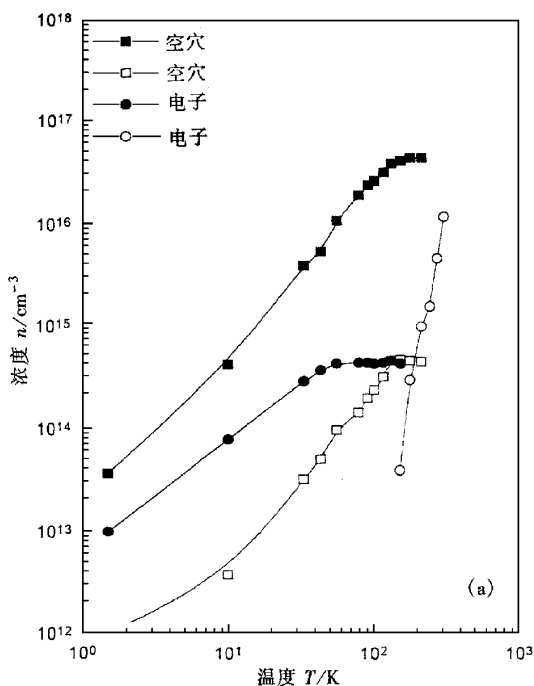


图 3 (a) 为由 MS+MCF 方法所获得的  $\text{HgCdTe}$  样品 A 中 HH, LH, 两维电子以及少数电子的浓度与温度的关系 (b) 为该样品的迁移率与温度的关系, 虚线为少数电子迁移率的最小平方拟合曲线, 实线分别为轻、重空穴的理论曲线

图 4 中给出了样品 A 和 B 中参数的各种比例关系. 从图 3 中给出的数据可推得  $R_1 = n_{\text{LH}}/n_{\text{HH}}$  (图中为方形),  $R_2 = (R_1)^{3/2}$  (图中为圆圈),  $R_3 = \mu_{\text{HH}}/\mu_{\text{LH}}$  (图中为三角).  $R_3$  可解释为弛豫时间为同一常量时轻、重空穴质量比, 而  $R_2$  为一级近似下的质量比<sup>[16]</sup>.  $R_2$  和  $R_3$  都随温度增加而增加, 这也可

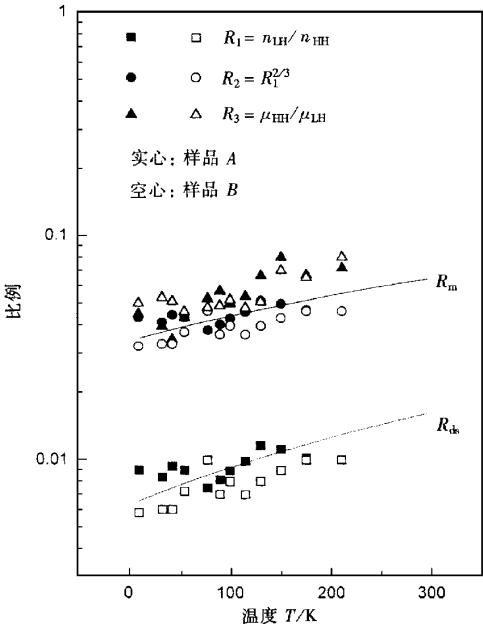


图 4 不同温度下,两块 HgCdTe 样品轻、重空穴浓度比例和迁移率比例关系,两条曲线分别代表回旋共振质量比  $R_m$  和浓度状态比  $R_{ds}$

能是由于从轻空穴带到重空穴带的载流子浓度的相对变化而引起的.轻、重空穴的回旋质量可分别表示为  $m_{LH}/m_0 = -[(1 - 4m_0P^2)/3\hbar E_g]^{-1}$  和  $m_{HH}/m_0 = 0.35x + 0.3(1 - x)$ ,这可以给出另外一种质量比  $R_m = m_{LH}/m_{HH}$  和浓度状态比例  $R_{ds} = (R_m)^{1/2}$ .这两种比例在图 4 中用实线所表示,在整个温度范围内分别与  $R_2$  和  $R_1$  相一致.在另一方面,从迁移率比例计算所得的质量比  $R_3$  要比回旋共振质量比  $R_m$  大得多.这也意味着轻、重空穴的弛豫时间是不同的.

4 结 果

通过对 MBE 生长的 p-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 进行了

变磁场霍尔测量,利用迁移率分析技术,我们研究了各种轻、重空穴载流子的浓度和迁移率对电导的贡献.此外,在实验中,我们还直接观察到了轻空穴的对电导张量分量的贡献.经过初步的比较,表明了无论在定性还是定量方面,我们的实验数据与回旋共振实验所报道的结果<sup>[17]</sup>及理论计算都符合得很好.

[1] R. D. S. Yadava, *Solid State Communications* **92**(1994) 357.  
[2] M. C. Gold, D. A. Nelson, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A4**(1986), 2040.  
[3] P. Hoschl, P. Moravec, V. Prosser, R. Kuzel, R. Grill, J. Franc, E. Belas, *J. Cryst. Growth*, **101**(1990) 822.  
[4] P. S. Wijewarnasuriya, M. Boukerche, J. P. Faurie, *J. Appl. Phys.*, **67**(1990) 859.  
[5] J. R. Meyer, C. A. Hoffman, F. J. Bsrtoli, D. A. Arnold, S. Sivananthan, J. P. Faurie, *Semicond. Sci. Technol.*, **8**(1993), 805.  
[6] J. Antoszewski, L. Faraone, *J. Appl. Phys.*, **80**(1996) 3881.  
[7] W. A. Beck, J. R. Anderson, *J. Appl. Phys.*, **62**(1987) 541.  
[8] D. L. Leslie-Pelecky, C. L. Littler, *Appl. Phys. Lett.*, **23**(1987), 1916.  
[9] J. Zhao, Doctoral Dissertation, Shanghai Institute of Technical Physics (Chinese Academy of Sciences), 1997.  
[10] Y. S. Gui, G. Z. Zhen, J. H. Chu, S. L. Guo, X. C. Zhang, D. Y. Tang, Y. Cai, *J. Appl. Phys.*, **82**(1997) 5000.  
[11] L. F. Lou, W. H. Frye, *J. Appl. Phys.*, **56**(1984) 2253.  
[12] S. Barton, P. Capper, C. L. Jones, N. Metcalfe, N. T. Gordon, *Semicond. Sci. Technol.*, **10**(1995) 56.  
[13] Properties of Narrow Gap Cadmium-based Compounds, ed. P. Capper, EMIS Datareview series, No. 10(INSPEC, London, 1994), Chapter 6.  
[14] W. Scott, E. L. Stelzer, R. Hager, *J. Appl. Phys.*, **47**(1976), 1408.  
[15] R. D. S. Yadave, A. K. Gupta, A. V. R. Warriar, *J. Electron. Mater.*, **23**(1994) 1359.  
[16] J. S. Kim, D. G. Seiler, J. R. Ehrstein, *J. Appl. Phys.*, **80**(1996) 4425.  
[17] B. Jensen, A. Torabi, *J. Appl. Phys.*, **54**(1983) 5945.

# INVESTIGATION OF THE LIGHT HOLE IN p-TYPE $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

JIANG CHUN-PING GUI YONG-SHENG ZHENG GOU-ZHEN MA ZHI-XUN

WANG SHAN-LI HE LI CHU JUN-HAO

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

( Received 19 September 1999 )

## ABSTRACT

We have simultaneously determined the densities and mobilities of light and heavy holes at various temperatures ( 1.2 K to 300 K ) in two molecular beam epitaxy-grown p-type  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (  $x = 0.224$  ) samples from variable magnetic-field Hall measurement by using a hybrid approach consisting of mobility spectrum analysis followed by a multi-carrier fitting procedure. In addition , we directly observe the contribution of the light hole to the conductivity tensor component. The experimental values obtained in this work should be useful in modeling of  $\text{HgCdTe}$  infrared detectors.

**PACC :** 7325 ; 7220 ; 7350