

p-PbTe 的 strip-line 透射光谱研究

陆 卫 刘普霖 沈学础

中国科学院红外物理国家实验室;
中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083

M. VON ORTENBERG

Institut für Halbleiterphysik und Optik, TU Braunschweig, F. R. Germany

W. DOBROWOLSKI

IfPan Warsaw, Poland

1992年12月29日收到

报道 p-PbTe 在深低温、强磁场下,不同远红外波长和晶体取向条件下的 strip-line 透射光谱. 观察到一种新的对透射光谱的模式耦合影响. 基于对这一复杂的模式耦合问题数学处理的解决,从实验光谱的拟合计算中得到 p-PbTe 的能带参量,进一步应用6能带的 $k \cdot p$ 模型解释了能带参量的光谱特性.

PACC: 7820L;7830;7280

一、引 言

作为一种很有效的工具,strip-line 技术常被用来研究半导体的介电函数特性,尤其是那类具有高载流子浓度和强各向异性的半导体. von Ortenberg^[1]已对这方面的工作进行了较全面的评述,同时他还指出了在 PbS 的 strip-line 透射光谱中由于模式耦合效应产生了一个伪结构. 最近本文作者对这类由于模式耦合效应引起的伪结构和模式耦合效应对透射谱中极小值位置影响作了较全面的研究^[2],在此研究基础上人们能够更好地处理 strip-line 透射谱,并从中获取正确的物理参量.

窄禁带半导体 PbTe 是一种拥有本征高载流子浓度和强各向异性材料,因此 strip-line 技术在研究它的回旋共振跃迁方面有着独特的优势,至今人们对 PbTe 能带结构的研究多是通过带间跃迁的磁光光谱方法^[3]、反射磁光光谱^[4]和电学输运特性测量^[5],应用 strip-line 透射光谱测量技术,可以直接获得 PbTe 的带内跃迁信息.

本文将在深入研究 strip-line 透射光谱中的模式耦合问题的基础上,应用 strip-line 技术从 PbTe 的带内跃迁角度研究 PbTe 价带特性.

二、实 验

实验中采用的 p-PbTe 样品由 Bridgman 方法生长,X 射线实验结果表明,它是很好的单晶体,样品的测量表面被化学腐蚀抛光以保证 strip-line 透射光谱的灵敏度.

全部实验光谱是在远红外激光系统与超导磁体的组合系统上进行的. 远红外激光系统是由 CO_2 激光抽运, 它的波长范围为 $30\text{--}1254\ \mu\text{m}$. Oxford 的超导磁体的磁场范围为 $0\text{--}12\ \text{T}$, 实验测量温度为 $1.5\ \text{K}$. 样品被固定在可旋转 strip-line 样品架上, 具体描述见文献[1]. strip-line 装置中样品表面与金属表面间的距离为 $D=50\ \mu\text{m}$, 样品的 (110) 平面为测量平面, 磁场在该平面上旋转, 实验上测量了不同取向的光谱, 记 θ 为磁场与晶轴 $[001]$ 之间的夹角, θ 表征样品相对磁场的取向.

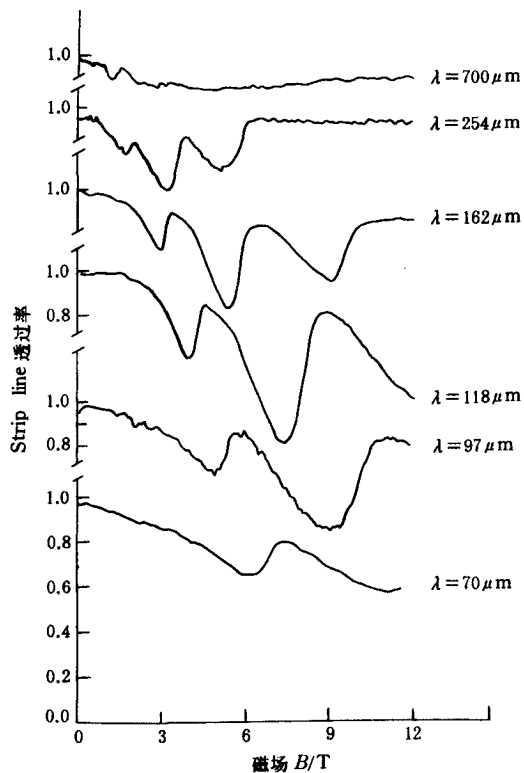


图1 strip-line 透射光谱 样品取向为 $\theta=70^\circ$, 激光波长分别为 $70, 97, 118, 162, 254$ 和 $700\ \mu\text{m}$, 温度为 $1.5\ \text{K}$

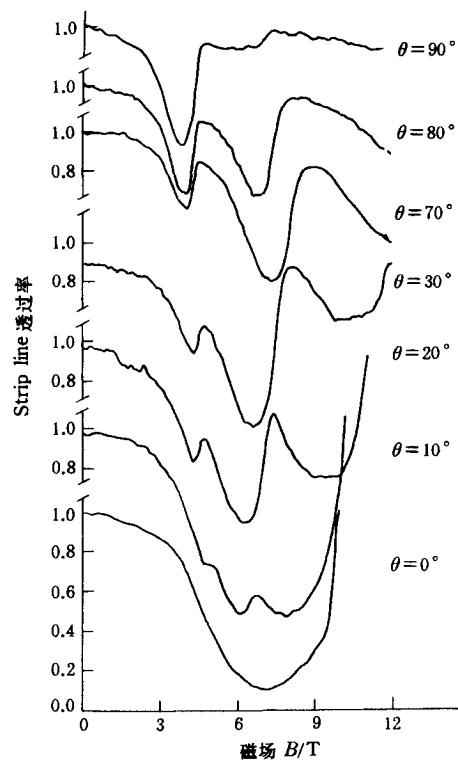


图2 $1.5\ \text{K}$ 时相应 $118\ \mu\text{m}$ 激光波长的 strip-line 磁光光谱 取向角分别为 $\theta=0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$

图1和图2给出不同晶体取向和不同激光波长下的典型的实验光谱图. 图1中全部光谱是在 $\theta=70^\circ$ 条件下测量的, 我们观察到很强的与倾斜轨道回旋共振相关的若干透射极小, 这些透射极小数目多达3个. 这些极小的磁场位置随着入射激光波长的增长而系统地向低磁场方向移动. 图2中实验曲线展示了在入射激光波长 $\lambda=118\ \mu\text{m}$ 时不同晶体取向引起光谱的变化, 这种变化不但反映在透射极小位置的明显变化而且随 θ 的改变各透射谷之间的强度有着剧烈地变化, 这种变化是与 PbTe 的多能谷特性和椭球费密面相联系的.

三、数据分析与结果

由于全部光谱是在非常低温度 ($T=1.5\ \text{K}$) 下测量的, 所以可以认为样品基本上为完

全简并状态,正如文献[6]中所指出,在这种条件下 Drude 模型将给出与 Boltzmann 方程完全一致的结果,所以在一外磁场 B 和一辐射场

$$E(\omega) = E_0 e^{i\omega t} \quad (1)$$

中样品中产生的电流密度 J 为

$$J(\omega) = \frac{Ne^2[eE(\omega) \times (m \cdot B) + ie^2 B(E(\omega) \cdot B)/(\omega + i\gamma) - i|m|(m)^{-1} \cdot E(\omega)(\omega + i\gamma)]}{e^2 B \cdot m \cdot B - 2|m|(\omega + i\gamma)}$$

其中 N, e 为载流子浓度和电子电荷, m 为有效质量张量, γ 为自由载流子弛豫因子, ω 为辐射场振荡频率,进一步由电流密度 $J(\omega)$ 与辐射场 $E(\omega)$ 间关系可以得到电导率张量. 考虑到 PbTe 电子能带是由沿4个等效的[111]轴的4个椭球组成,总电导率为来自4个椭球中自由载流子贡献之和,再计及来自光学声子和高频介电函数的贡献,可以应用数值求解的方法获得磁场中任一晶体取向下的复介电函数值.

基于所求得的复介电函数,考虑光在 strip-line 中传播时的模式耦合效应,可以通过求解相应的复变函数方程组获得传播常数 h . 具体求解过程见文献[2],这样 strip-line 的相对透射光谱为

$$T = T(B)/T(B=0) = e^{-2\text{Im}(h) \cdot d},$$

式中 d 为样品在光传播方向上的长度.

典型的拟合结果如图3所示,实线表示实验值,它对应着 p-PbTe 在 $\theta=70^\circ$,入射激光波长为 $254 \mu\text{m}$ 的透射光谱,虚线为考虑到模式耦合效应算得的结果,而点划线为采用完全相同的物理参量但忽略模式耦合算出的曲线. 采用的拟合参量是横向空穴有效质量 m_t^*/m_0 ,纵向空穴有效质量 m_l^*/m_0 ,空穴的弛豫常数 γ 和空穴浓度 N ,其它参量均由实验条件完全决定,包含了

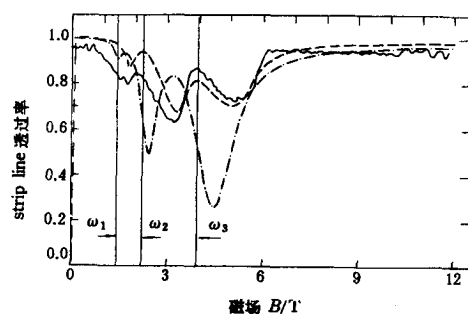


图3 实线为实验磁透射谱,虚线和点划线分别为计及与不计及模式耦合效应的理论模拟曲线. 理论计算所有参数为 $m_t = 0.0326$; $m_l = 0.385$; $N = 1.4 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$; $\Gamma = 3.8 \text{cm}^{-1}$; $D = 50 \mu\text{m}$; $d = 0.5 \text{cm}$; $\lambda = 254 \mu\text{m}$; $\theta = 70^\circ$. 3条垂直线位置是与3个回旋共振频率相对应

了模式耦合效应的理论曲线与实验光谱符合得较好. 另外,还可见虽然虚线与点划线相应的曲线采用了完全相同的介电函数,但未计及模式耦合效应的点划线与严格计算的虚线间有着明显的区别,所以在我们的实验状态下,模式耦合效应已强烈地影响了透射极小位置,这类模式耦合效应对 strip-line 透射谱中的行为是有别于文献[2]中报道的产生一个附加极小的现象. 值得提出的是,在本文中,回旋共振位置不再能被近似地认为是透射极小前透射率下降的折点处,这一近似法则常被使用,具体可见文献[1]第一篇文献中的图42.

深入的数值计算和拟合还表明,不同物理参数对光谱有不同的影响,总之,对于一固定的激光频率和温度,透射极小位置由横向与纵向有效质量

m_t 和 m_l 决定. 弛豫因子主要决定透射谷的陡峭程度,而载流子浓度则对透射极小的高磁场侧透射率上升折点位置有显著的影响,其它参数相对上述4个参数而言对光谱影响可以忽略,然而这4个参数对光谱在强磁场下的行为影响是相互关联较强的.

表1 p-PbTe 磁光光谱拟合参数

θ deg	激光波长/ μm	m_i/m_0	γ/cm^{-1}	初始 Landau 能级序数
0	118	0.033	4	3
10	118	0.035	4	3
20	118	0.034	5	3
30	118	0.033	7	3
70	118	0.033	7	3
80	118	0.032	7	3
90	118	0.031	9	3
70	70	0.030	20	1
70	97	0.032	13	2
70	162	0.034	5	4
70	254	0.033	4	7
70	700	0.033	2	>16

作为一种较好的近似,假定模型参量中载流子浓度和质量比(m_i/m_e)不随下述3个因素变化:外磁场强度、入射光能量和样品取向.这一假定的成立在物理意义上是较明显的,所以在拟合全部测量光谱中采用了载流子浓度 $N=1.4\times 10^{19}\text{cm}^{-3}$, $m_i/m_e=11.8$.

在上述拟合近似条件下,拟合计算了晶体取向 $\theta=70^\circ$ 时不同激光入射波长所对应的透射光谱和固定激光波长在 $118\text{ }\mu\text{m}$ 而改变晶体取向 θ 时所测得的透射光谱,拟合所得的参量值列于表1中.表1中参数表现出一种趋势:随着入射激光光子能量的上升,有效质量参量值下降而弛豫因子增大.回旋共振吸收的磁场位置与入射光频率及晶体取向 θ 之间的关系由图4和图5给出,实线为应用6能带 $k\cdot p$ 模型采用文献[4]中的参数算出的理论曲线.由图4和图5可见,实验值与理论值之间符合得较好.

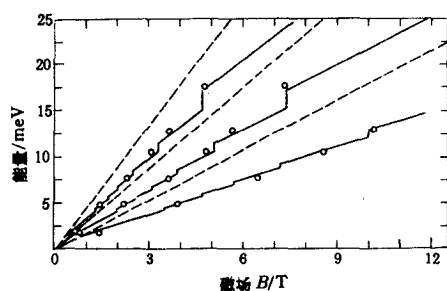


图4 共振频率的磁场关系 实线为由 $k\cdot p$ 模型算得的结果;圆圈为实验值;虚线为 Drude 模型算得的结果

在图4中具体给出回旋共振能量与磁场的关系,在高跃迁能量部分,实验值明显偏离由经典模型(Drude 模型)推得的理论曲线(虚线),但与由 $k\cdot p$ 模型推得的理论曲线(实

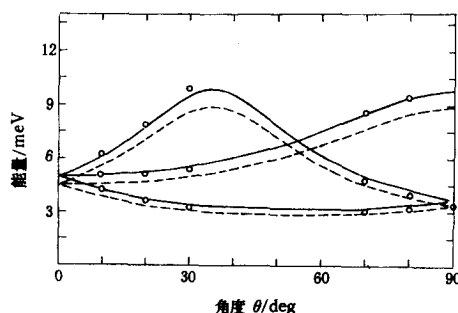


图5 共振频率的晶体取向依赖关系 实线为由 $k\cdot p$ 模型算得的从 Landau 第3能级向第4能级跃迁能量的晶体取向关系图;圆圈为实验值;虚线为理论上算得的第2个 Landau 能级向第3能级跃迁曲线

线)相符较好,这一点将在下节中更详细地论述.

图5的全部曲线给出跃迁能量在不同能谷对晶体取向 θ 的依赖关系,实线为 Landau 第3与第4能级间的跃迁,而虚线为 Landau 第2与第3能级间的跃迁,这两组曲线之间的差别起源于能带结构的非抛物性,而实验结果基本上与由 Landau 能级第3和第4能级间跃迁的回旋共振相符合.

四、讨 论

为了更好地理解由图4和图5给出的回旋共振实验行为,有必要首先研究本文实验上采用的 p-PbTe 在不同磁场强度下和不同晶体取向时的费密能级,应用总载流子浓度与晶体取向和磁场强度无关的条件,可以应用 $k \cdot p$ 模型推得的能带结构算出任意磁场和晶体取向时的费密能级,由室温下的等离子体振荡频率估计,样品中的自由载流子浓度约为 $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,对于如此高的载流子浓度,计算表明,费密能级在磁场范围0—12 T,样品取向 θ 从 0° 变到 90° ,变化小于4%,因此在我们光谱测量条件下可以忽略费密能级的变化,且费密能级在价带顶以下40 meV 处.

在上述费密能级条件下,对于跃迁能量为10.5 meV(118 μm),在能带 L 点处仅可能的跃迁是从 Landau 第3能级跃迁到第4能级,这一点对任意取向 θ 值均成立,这已得到了如图5所示实验值的证实.图5中全部实验点与由 Landau 能级第3和第4之间跃迁决定的理论曲线符合得较好.

在入射激光光子能量变化时,实验上观察到的回旋共振跃迁相应的初始 Landau 能级也将变化,应用 Landau 能级与磁场间的关系,可以推得在实验中可观察到的回旋共振跃迁能量与初始 Landau 能级数之间的关系,对于不同的初始 Landau 能级,由于 PbTe 能带很强的非抛物性,回旋共振跃迁能量与磁场关系会有很大的区别.通过比较实验上观察到的回旋共振能量与磁场位置和由 Landau 能级算出的理论值相比较,可以得出与实验上观察到的回旋共振相对应的初始 Landau 能级数,以这种方式得到的实验中不同激光入射波长相应的回旋共振吸收中初始 Landau 能级数已列于表1中.另外,根据费密能级位置,可以得到不同跃迁能量时理论上给出的初始 Landau 能级数,理论值与实验完全一致.

在经典模型(Drude 模型)中,人们假设了体系的全部同类载流子具有相同的有效质量,但在有强非抛物性能带的体系中,这种经典模型中的有效质量参量将不但依赖于费密能级而且还依赖于初始 Landau 能级.在本文实验条件下,不同磁场下费密能级基本上是常数,但初始 Landau 能级却随磁场上升或跃迁能量上升而下降,从这一点上看,经典模型不再足以解释本文实验结果.作为一种近似,假设在 Drude 模型中的有效质量参数在费密能级不变条件下仅是初始 Landau 能级数的函数,可以得到如图4中实线所示的共振能量与磁场间的关系,其中的台阶是由回旋共振中初始 Landau 能级的变化引起的,这种台阶效应在关于整个 k 空间平均后被平滑掉,但不管怎样,这种简单的计算已能较好地解释实验结果.

五、结 论

通过 p-PbTe 样品的 strip-line 透射光谱测量研究了空穴回旋共振特性,应用考虑了模式耦合效应的理论模型,正确拟合了实验光谱包含的物理参量,采用6能带 $k \cdot p$ 模型很好地解释了回旋共振磁场特性中反映出来的 p-PbTe 中价带非抛物性。

本项目得到了联邦德国洪堡基金的资助. 作者感谢胡燕女士对本文的技术支持和帮助。

- [1] M. von Ortenberg, *Infrared and Millimeter Wave*, 3. (1980), 275; M. von Ortenberg, *Infrared Physics*, 18 (1978), 735.
- [2] 陆卫, M. von Ortenberg, W. Dobrowolski, 红外与亚毫米波学报, 11(1192), 353.
- [3] M. von Ortenberg, K. Schwarzbeck and G. Landwehr, *Colloq. Int. C. N. R. S. No. 242 Phys. Sous Champs Magn. Intenses*, Grenoble, (1975), p. 305.
- [4] M. S. Adler, C. R. Hewes and S. D. Senturia, *Phys. Rev.*, **B7** (1973), 5186.
- [5] A. Martinez, J. L. Davis and B. Houston, *J. Appl. Phys.*, **57**(1985), 330.
- [6] E. D. Palik and J. K. Furdyna, *Rep. Prog. Phys.*, **33**(1970), 1193.

STUDY ON THE STRIP-LINE TRANSMISSION SPECTRA OF p-PbTe

LU WEI LIU PU-LIN SHEN XUE-CHU

*National Laboratory for Infrared Physics, Academia Sinica,
Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica, Shanghai 200083*

M. VON ORTENBERG

Institut für Halbleiterphysik und Optik, TU Braunschweig, F. R. Germany

W. DOBROWOLSKI

IFPAN Warsaw, poland (Received 29 December 1992)

ABSTRACT

The transmission spectra of p-PbTe have been measured by the strip-line technique with different far infrared laser wavelengths at different angles of the direction of magnetic field relative to the crystal axis at low temperature of 1.5 K. A strong influence of mode coupling on strip-line transmission spectra has been observed and analyzed. The final results extracted from experimental spectra by numerical simulation are in good agreement with the six band $k \cdot p$ model calculation.

PACC: 7820L; 7830; 7280