

半导体物理效应及其应用讲座

第四讲 光吸收跃迁效应 与半导体红外探测器的应用发展*

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)

摘要 光吸收跃迁效应是半导体光电探测器的基本物理过程. 文章主要介绍光吸收跃迁效应在窄禁带半导体红外探测器应用方面的研究进展. 讨论窄禁带半导体带间光吸收跃迁的理论和实验. 文章还介绍了本征光吸收系数的表达式及其在材料表征和确定器件截止波长方面的应用, 以及它在解释近年来发现的 HgCdTe 光电二极管电致负荧光现象方面的应用.

关键词 光吸收, 光跃迁, 半导体光电子探测器

Application of optical absorption transition effects and the development of semiconductor photo-electronic detectors

CHU Jun-Hao[†]

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

Abstract Optical absorption transition effects are a fundamental physical process in semiconductor photo-electronic detectors. This paper reviews the research on this effect in narrow gap semiconductors for infrared photo-electronic detectors. The theoretical and experimental aspects of inter-band optical transitions are discussed for narrow gap semiconductors. Applications of the expressions for the intrinsic absorption coefficient with respect to the characterization of HgCdTe thin films and the cut-off wavelength of the detectors, as well as the negative luminescence discovered in recent years in mid-infrared HgCdTe photodiodes, are described.

Keywords optical absorption, optical transition, semiconductor photo-electronic detector

1 引言

光吸收跃迁效应是半导体中的一个基本物理现象. 当射到半导体上的光子能量等于或者大于半导体禁带宽度就会引起本征光吸收, 价带中的电子在光激发下跃迁到导带, 并引起半导体电导率的变化或者 p-n 结空间电势的变化. 这一现象是半导体本征型光电子探测器的基本工作原理. 对于掺杂的非本征型半导体, 如果光子能量等于或者大于杂质能级, 会引起电子从杂质能级跃迁到导带, 可以用来制

备杂质光电导型非本征光电探测器. 然而为了使得电子在初始状态下布居在杂质能级上, 杂质光跃迁一般需要温度很低的条件, 对于光电子探测器的实际应用很不方便. 然而杂质光跃迁可以用来研究半导体光电子探测器材料的杂质行为. 除了本征光吸收带间跃迁和杂质光吸收跃迁以外, 在半导体中还会发生自由载流子光吸收带内跃迁、自由载流子回旋共振光吸收朗道能级带间跃迁和声子光吸收跃

* 国家自然科学基金(批准号 60221502)资助项目

2004-10-22 收到初稿, 2005-02-28 修回

[†] Email jhchu@mail.sitp.ac.cn

迁. 这些光跃迁现象可以用来对半导体光电探测器材料物理性质和参数进行研究.

2 窄禁带半导体光电探测

光吸收跃迁效应对于窄禁带半导体红外光电子探测器特别重要. 窄禁带半导体禁带宽度较窄, 对应于红外波段. HgCdTe、InSb 是最典型的窄禁带半导体材料. 这类材料电子有效质量小, 电子迁移率高, 载流子寿命长, 是优良的红外光电信息功能材料. 在 20 世纪 40 年代, 红外探测器主要为 PbS, PbSe 及 PbTe 探测器. 到 50 年代, 开始用 InSb, InAs 及 Ge : Hg 材料. 它们分别应用于波长 $1\text{--}3\mu\text{m}$, $3\text{--}5\mu\text{m}$, $8\text{--}14\mu\text{m}$ 3 个“大气透明窗口”的红外探测. 按照黑体辐射光谱分布规律, 室温物体的热辐射主要分布在 $8\text{--}14\mu\text{m}$ 波段. 但 InSb 工作在 $3\text{--}5\mu\text{m}$. Ge : Hg 杂质光电导型探测器工作在 $8\text{--}14\mu\text{m}$, 很有利于室温目标物体热成像, 但它工作在 38K 温度以下, 使用不便. 从 20 世纪 60 年代开始, 人们希望寻找在较高温度下工作在 $8\text{--}14\mu\text{m}$ 波段的本征光电导或光伏探测器材料. HgCdTe 半导体就是这样一种理想的本征型红外辐射探测材料. HgCdTe 可看成 (HgTe) 和 (CdTe) 的赝二元半导体. HgTe ($E_g = -0.3\text{eV}$) 和宽禁带半导体化合物 CdTe ($E_g = 1.6\text{eV}$), 它们的晶格常数很接近 $\Delta a/a = 0.3\%$, 使 HgTe 和 CdTe 能以各种配比形成连续固溶体 $(\text{HgTe})_{1-x}(\text{CdTe})_x$ 赝二元系, 即 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 序列. 根据不同的 Cd 组分, 合金可以具有像 HgTe 那样的半金属结构, 也可以具有像 CdTe 那样的半导体结构. 随着组分 x 从 0 到 1 变化, 禁带宽度 E_g 在 4.2 K 温度下从 $-0.3\text{--}1.6\text{eV}$ 之间连续变化, 可以覆盖整个红外波段. 因此, 它不仅可用来替代 Ge : Hg, 制作响应波长 $8\text{--}14\mu\text{m}$ 波段并在 77K 工作的探测器, 同时也用来替代 PbS 和 InSb, 制作 $1\text{--}3\mu\text{m}$ 和 $3\text{--}5\mu\text{m}$ 波段的红外探测器. 通过适当调节组分, 这种材料还可以用于制造光纤通信用的 $1.3\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ 的 PIN 型和雪崩型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 探测器, 成为覆盖 $1\text{--}30\mu\text{m}$ 宽光谱范围的红外辐射探测材料^[1,2]. 同时在基础问题的研究上, 这种材料可用来研究能带结构的连续改变对输运过程、光学性质及磁光效应等的影响, 以及研究其晶格振动特征, 因而具有特别重要的意义. 1959 年, Lawson^[3] 与他的合作者们首先发表了碲镉汞 HgCdTe 研究的结果. 但由于材料制备的困难, 一直到 20 世纪 70 年代由于熔体制备晶体能力和外延

技术的进展, HgCdTe 材料、物理及器件研究工作开始有较大的发展. 在我国, 汤定元在 1967 年起倡导了对碲镉汞材料器件的全面研究^[4,5]. 从 20 世纪 80 年代至今, HgCdTe 材料已用于单元、多元、线列及焦平面阵列红外探测器研制.

窄禁带半导体红外光电探测器件的核心物理过程是带间光跃迁. 1957 年, Kane 利用 $k-p$ 微扰理论计算了 InSb 能带模型, 提出了窄禁带半导体的能带模型^[6]. 这一理论可以很好地描述窄禁带半导体 InSb 在布里渊区 Γ 点附近能量-波矢色散关系, 成为描述光电子跃迁、载流子输运等各种过程的基础, 从而奠定了窄禁带半导体物理研究的理论基础. 然而在 Kane 能带理论中, 有禁带宽度、跃迁矩阵元、重空穴有效质量等诸多能带参数. 这些能带参数很难从理论上获得有意义的结果. 因而 Kane 能带理论需要通过带间光跃迁的研究结果来完善. 光吸收跃迁效应是联系能带理论和实验测量的桥梁. Kane 首先参照 InSb 半导体光吸收的实验结果进行了理论研究, 确定了 InSb 材料的能带参数. 然而对于碲镉汞半导体, 到 1983 年以后由于作者的工作才获得本征吸收带的实验结果, 从而可以进行理论和实验的对照研究, 以及由此获得碲镉汞能带参数, 获得带间光跃迁吸收系数表达式.

3 带间光吸收跃迁的理论和实验

窄禁带半导体 HgCdTe 和 InSb 都是直接禁带半导体. 因此这里主要讨论直接带间光跃迁的理论和实验. 在运用半导体光跃迁的一般理论于窄禁带半导体时, 需要应用 Kane 能带模型的能量-波矢关系, 需要应用实验本征吸收光谱确定的禁带宽度, 然后选择适当的能带参数、动量矩阵元 P 、重空穴有效质量 m_{hh} 、自旋轨道裂距 Δ , 就可以具体计算出光跃迁吸收光谱. 通过拟合实验吸收光谱, 可以确定能带参数 P , m_{hh} 和 Δ . 由此可见, Kane 模型和实验本征吸收光谱以及禁带宽度实验值是实现窄禁带半导体光跃迁理论计算的基础.

吸收系数定义为单位体积单位时间内吸收的光子能量对能流密度的比值. 如果知道电子的光跃迁几率, 然后对单位体积内所有的 k 态求和, 对自旋求和, 对导带价带求和, 就可知频率为 ω 的光子, 单位时间、单位体积中引起的跃迁数 $W(\omega)$, 乘以 $\hbar\omega$ 后就为吸收的能量, 再除以能流密度就是吸收系数 α ^[7].

$$\alpha = \frac{\text{单位时间、体积吸收的光子能量}}{\text{能流密度}} = \frac{\hbar\omega \cdot W(\omega)}{U \cdot \left(\frac{c}{n}\right)} \quad (1)$$

根据晶体中的电子在电磁波场的作用下的薛定谔方程,计算电子从初态 i 到终态 f 的跃迁几率,再把跃迁几率对单位体积中所有可能态求和,即对 k 求和,对自旋 S 求和,对导带和价带求和,可以得到单位时间中单位体积内频率为 ω 的光子所引起的跃迁数 $W(\omega)$ 。从而可以推导获得吸收系数表达式为

$$\alpha = \frac{4\pi^2 e^2}{ncm^2 \omega} \sum_{cv} \int \frac{2d^3k}{(2\pi)^3} |a \cdot M_{cv}(k)|^2 \delta[E_c(k) - E_v(k) - \hbar\omega], \quad (2)$$

因为式中 $|a \cdot M_{cv}(k)|^2$ 是 k 的缓变函数,所以它可以提出积分号,并记以 $|M_j|^2$ 。它是对所有方向的平均和对所有简并态求和的光学矩阵元的平方。式中积分号中其余部分为联合态密度 $\rho_{cv}(k)$ ^[8],它表示能量差为 $\hbar\omega$ 的导带一个空态及价带一个占据态组成的一对态的密度。(2)式中联合态密度 $\rho_{cv}(k)$ 及光学矩阵元 M_j 都与能带结构有关,可以根据 Kane 的非抛物型能带模型来分别计算。从吸收系数可以获得介电函数的虚部,它们是联系宏观可测量与微观物理量的桥梁。

要从上面的计算过程写出一个关于本征吸收系数的严格的解析表达式,不太容易。但在非简并条件下,并且在一定的近似条件下,作一些简化的分析^[9],分别计算重空穴带和轻空穴带对于带间跃迁光吸收的贡献,总吸收系数即为 $\alpha = \alpha_{\text{hh}} + \alpha_{\text{lh}}$,其中

$$\alpha_{\text{hh}} = \frac{\sqrt{3/2}}{137n} \cdot \frac{1}{P} \frac{\sqrt{\hbar\omega} \sqrt{\hbar\omega - E_g}}{1 + \frac{m_0^*}{m_0} \left(1 + \frac{m_0}{m_{\text{hh}}}\right) \left(\frac{2\hbar\omega}{E_g} - 1\right)},$$

$$\alpha_{\text{lh}} = \frac{1}{137\sqrt{6}n} \cdot \frac{1}{4P} \left[1 + 2\left(\frac{E_g}{\hbar\omega}\right)^2\right] \sqrt{\hbar^2 \omega^2 - E_g^2}, \quad (3)$$

式中 E_g 是禁带宽度, m_{hh} 是重空穴有效质量, P 是动量矩阵元, m_0^* 是导带底电子有效质量,它与禁带宽度和动量矩阵元有关。

由以上理论可以计算带间跃迁吸收光谱,但是其中有若干能带参数待定,因此需要在实验上测量本征跃迁吸收光谱,才能为理论计算提供比较依据,从而确定能带参数,使带间光跃迁的理论趋于完善。同时,在 Kane 的能带模型中,禁带宽度是作为参数引入的,它需要从本征吸收光谱来确定。

为了获得碲镉汞的本征吸收光谱,需要测量吸收系数到 10^3 — 10^4 cm^{-1} 数量级,为此就需要制备几个微米厚度的薄样品,同时材料的组分和电学性质都必须均匀。用 MBE, MOCVD, LPE 等外延手段可以很方便地获得薄膜材料。但由于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 外延薄膜普遍存在着纵向组分的不均匀性,其吸收带尾被展宽,无法获得理想的本征吸收光谱。因此采用质量好的体材料制备薄样品是比较可靠的方法。

Blue^[10]在 1964 年曾经按照 Kane 对 InSb 采用的方法计算过 HgCdTe 的吸收系数,并测量了碲镉汞的本征吸收光谱,但样品组分不均匀,测量到很倾斜的吸收边。Scott^[11]测量到碲镉汞的吸收系数达 $2 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$,获得的是吸收边。Finkman^[12,13]测量到的也是吸收边。由于没有获得碲镉汞的本征吸收带的实验结果,一直没有关于碲镉汞本征吸收带理论计算与实验结果比较的工作。直到 1980 年以后,作者^[14-16]获得了碲镉汞不同组分薄样品的本征吸收带的实验结果,并针对碲镉汞进行了光跃迁理论计算,与实验结果进行了比较。实际上,中国科学院上海技术物理研究所在汤定元带领下从 1967 年就开始从事碲镉汞材料研究,到 1980 年以后,采用固态再结晶、碲溶剂和半熔法生长的 HgCdTe 单晶都具有很好的性能,可以提供大量高质量材料,为制备薄样品提供了保证。样品须经过研磨、抛光和腐蚀,达到薄样品的要求。制备薄样品是一个比较困难的任务,特别是对于比较“软”的 HgCdTe 来说,一般薄到 $20 \mu\text{m}$ 时就易破损,或边缘开始收缩变小。因此需要采用一定的方法用透明衬底托附薄样品。作者设法制备了组分 $x = 0.170$ — 0.443 的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 薄样品,厚度在 2.5 — $10 \mu\text{m}$ 范围,从液氮温度到室温测量吸收系数达 10^3 — 10^4 cm^{-1} 数量级范围,从而获得 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的本征吸收光谱,这一结果至今还是最完整的碲镉汞本征吸收光谱,被引入国际著名科学手册《LB 科学和技术中的基本关系和数据》1999 年修订本^[17],该手册记载了学术界认可的结果。

图 1 为 $x = 0.170$ — 0.443 HgCdTe 薄样品在 300K 温度下测量的吸收光谱,图中实线是理论的计算吸收光谱。

4 本征吸收光谱的科学意义

获得碲镉汞的实验本征吸收光谱的科学意义有以下三个方面,这三个方面对于碲镉汞材料器件的进一步研究以及材料器件设计和制备都具有作用。

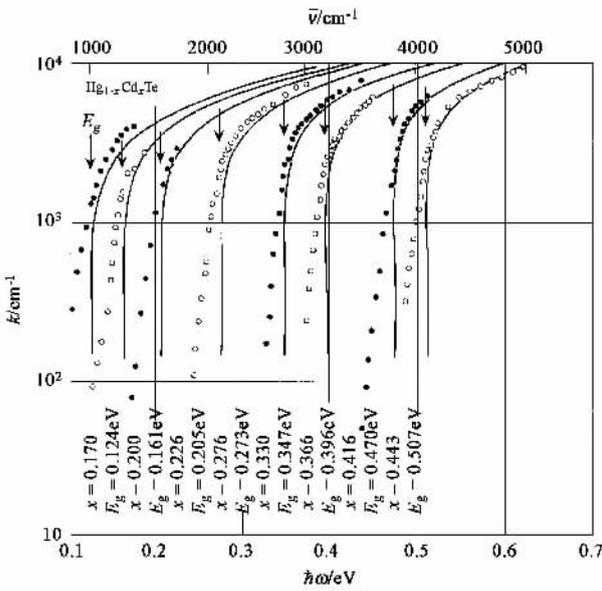


图1 300K 温度下 $x = 0.170 \sim 0.443$ 时的 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 样品的实验吸收光谱和计算得到的吸收曲线^[16,17]

第一,通过本征吸收光谱确定碲镉汞禁带宽度. 在实验上获得的吸收光谱与理论上的光谱在形状上有一个显著的不同. 根据理论,在禁带宽度 E_g 处,吸收系数 $\alpha = 0$; 而实际测量到的吸收系数在禁带宽度处不为零,有一个陡削但是倾斜的吸收边,然后才是平缓增加的部分. 过去有些作者把吸收边上 $\alpha = 500\text{cm}^{-1}$ 或者 $\alpha = 1000\text{cm}^{-1}$ 处定义为禁带宽度,这有一定的任意性. 作者认为,吸收边反映了带尾态跃迁的物理过程,因而把吸收边终止的位置即吸收边开始改变斜率使其变得平坦的位置定义为禁带宽度更为准确. 这一定义后来被其他作者所认同,同时也被其他作者用来分析其他材料. 根据这样的定义,在图1工作发表以前,过去所有的关于碲镉汞的吸收光谱测量,只有测量到吸收系数小于 1000cm^{-1} 左右,都没有测量到吸收边的转弯处,没有测量到禁带宽度. 作者由实验测量到本征吸收光谱,就可以系统地确定碲镉汞不同组分的样品在不同温度下的禁带宽度. 从光吸收确定禁带宽度在物理意义上最为明确. 从而可以获得禁带宽度与温度和组分的关系式^[14]:

$$E_g(x, T) = -0.295 + 1.87x - 0.28x^2 + (6 - 14x + 3x^3) \times 10^{-4} T + 0.35x^4. \quad (4)$$

此公式后来被国际窄禁带半导体会议主席 Seiler 等称为 CXT 公式. 图2 给出了不同的禁带宽度计算公式. 2K 时计算结果和实验结果的比较,可见 CXT 公式计算结果更为合理^[17].

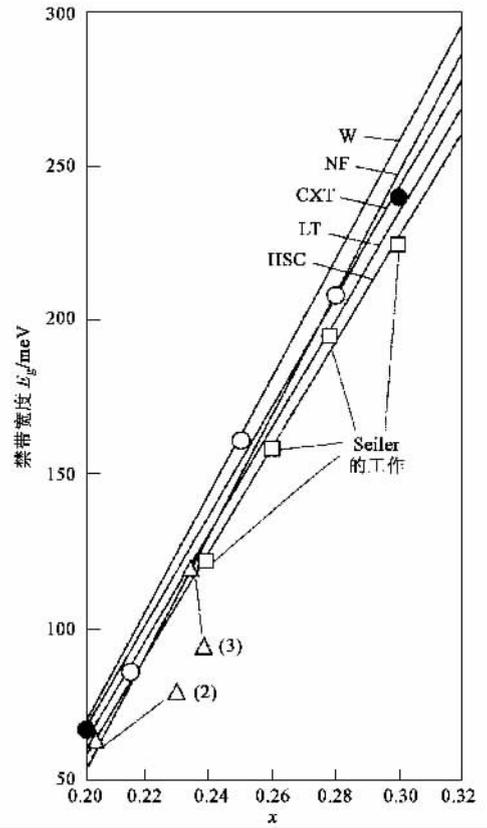


图2 $HgCdTe$ 禁带宽度的不同计算公式的比较

第二,以实验本征吸收光谱为依据进行拟合计算,确定碲镉汞在 Kane 模型框架下的能带参数. 能量大于 E_g 时吸收系数与入射光频率的相应关系可以用光跃迁理论及 Kane 模型计算. 作者曾经^[19,15,16]对碲镉汞的本征吸收光谱进行了计算. 在对不同组分的样品计算吸收光谱时,一律取 $P = 8 \times 10^{-8}\text{eVcm}$, $m_{hh} = 0.55m_0$, $\Delta = 1\text{eV}$. 室温下计算结果如图1中实线所示. 这一结果最早在1983年发表在中文的《红外研究》杂志上,但被美国国防部 AD 报告出版部门翻译成英文发表在 AD 报告上^[19].

第三,为获得碲镉汞吸收系数经验公式的提供实验依据. 按照理论,在光子能量等于禁带宽度时,吸收系数应该等于零,然而这与实际情况不符合,同时在小于禁带宽度约十几个毫电子伏特的能量范围内还是有吸收. 可见在禁带宽度能量以下和以上附近,上面的理论并不能直接应用. 因此在禁带宽度附近需要建立吸收系数的经验公式. 实验获得的本征吸收光谱是建立经验公式的依据.

在禁带宽度能量以下,即本征吸收光谱的低能量端是陡峭上升的吸收边,吸收边能量的上方是缓慢上升的本征吸收带. 关于吸收边的表达式,早在

1953 年 Urbach^[20] 曾在一篇仅半页的文章中指出, AgBr 的吸收边符合指数关系, 并指出 AgCl, Ge, CdS 及 TiO₂ 也符合此规则. 1957 年, Martiessen^[21] 对碱金属卤化物 KBr 进行了进一步研究, 从上式出发, 写出了公式:

$$\alpha = \alpha_0 \exp[\sigma(E - E_0)/k_B T] \quad (5)$$

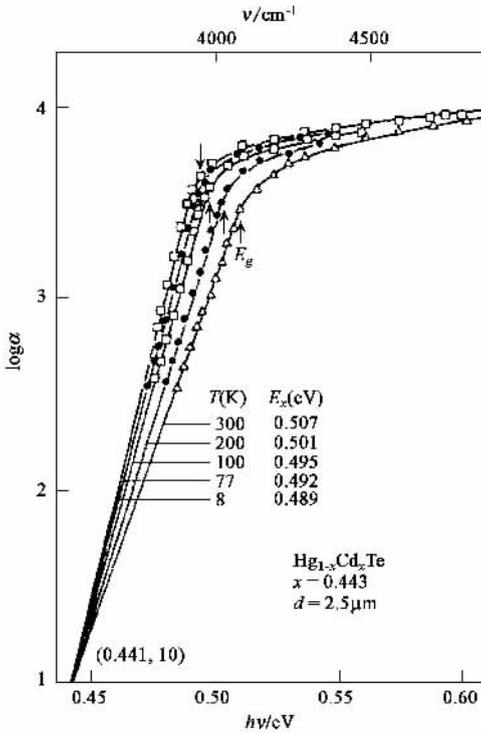


图3 组分为 $x=0.443$ 的 HgCd 样品的吸收光谱^[15]

从上式可见, 当 $E = E_0$ 时 $\alpha = \alpha_0$, 与温度无关. 在对数图上 ($E_0, \log \alpha_0$) 正是不同温度吸收边的聚焦点. 后来, Marple^[22] 等发现, CdTe 等 II-VI 族化合物也符合这一规律. 到 20 世纪 80 年代, 作者和 Finkman 等人的实验结果表明, HgCdTe 的本征吸收边也符合 Urbach 指数规则^[13, 14]. 作者并且是在 Hg_{1-x}Cd_xTe 宽阔的组分范围 ($x = 0.170-0.443$) 在实验上证明了这一点^[15, 16]. 图 3 是 $x = 0.443$ 样品的实验结果. 并由此发现并确定了 E_0 与 x 线性关系, 以及 $\ln \alpha_0$ 对 x 的线性关系.

当 $E = E_g$ 时 $\alpha = \alpha_g$, α_g 是禁带宽度能量处的吸收系数, 是吸收边终了处的吸收系数. 从 $x = 0.170-0.443$ 的 8 个 HgCdTe 样品的实验本征吸收光谱, 可以看到吸收边开始改变斜率的位置大约在 $1600-3500 \text{ cm}^{-1}$ 之间, 在这个位置, 吸收光谱的行为从吸收边过度到较为平坦的本征吸收带. 由这 8 个不同组分的样品禁带宽度能量处的吸收系数 α_g ,

可以得到 α_g 与组分 x 和温度 T 的关系 $\alpha_g(x, T)^{[23]}$. 于是实验结果证明了碲镉汞吸收边也符合 (5) 式的指数形式, 并且确定了各个参数^[23]:

$$\ln \alpha_0 = -18.5 + 45.68x,$$

$$E_0 = -0.335 + 1.77x,$$

$$\sigma/k_B T = (\ln \alpha_g - \ln \alpha_0)/(E_g - E_0),$$

$$\alpha_g = -65 + 1.88T + (8694 - 10.31T)x. \quad (6)$$

关于吸收边的起因, 是一个正在讨论的问题. 曾有不少作者假定在半导体导带底存在一个带尾. Kane 曾认为此带尾的态密度是高斯分布, Moss 认为是指数的分布^[8]. 实际上, 根据 HgCdTe 的指数吸收边的实验规律, 可以推测在导带底存在一个态密度呈指数分布的带尾. 形成带尾的物理原因还可能是由于阳离子的部分“团聚”效应、晶格畸变势以及深中心的内电场所引起. 团聚效应会引起吸收边的倾斜. 由于在 HgTe-CdTe 混晶中, Hg (或 Cd) 离子有优先选择同种离子为最近邻的倾向, 这就使宏观组分为 x 的样品, 存在着微观组分起伏, 造成吸收边的倾斜. 这种部分“团聚”效应, 实际上是引起一个晶格畸变势加在 VCA 的平均势上. 同时在 HgCdTe 中的 Hg 空位、Te 空位、与导带简并的施主杂质以及深中心等都会造成晶格畸变势, 从而造成倾斜的吸收边. 除晶格畸变势之外, 杂质缺陷的内电场, 激子-声子相互作用, 荷电杂质中心电场的都可能影响吸收边. 窄禁带半导体中浅杂质能级与导带简并, 杂质波函数交迭形成杂质带, 展宽也会形成带尾, 伸展到禁带之中, 这些问题还需要进一步的理论研究.

在吸收边能量的上方, 是缓慢上升的本征吸收带, 也称为 Kane 区域. Anderson 根据 Kane 模型推导了在本征吸收区 α 与 $\hbar\omega$ 的关系式^[24]. 表达式比较复杂, 不方便使用. 人们在实际应用时希望有比较简洁的经验表达式. 对具有抛物能带的半导体材料, 其本征光吸收系数与光子能量的平方根成正比^[8]. 由此, 人们起初假定这种平方根规律对于 Hg_{1-x}Cd_xTe 材料也适用^[25]. Schacham 和 Finkman^[25] 以及 Sharma^[26] 等都提出过表达式, 但是与实验结果符合都不好. 作者根据实验得到的本征吸收光谱提出一种指数平方根规律来描述本征吸收系数 α 与 E_g 的关系^[23]:

$$\alpha = \alpha_g \exp[\beta(E - E_g)]^{1/2}, \quad (7)$$

式中参数 β 与组分 x 及温度 T 有关, $\beta(T, x) = -1 + 0.083T + (21 - 0.13T)x$. 从 (7) 式可知, 当 $E = E_g$ 时 $\alpha = \alpha_g$. 由 (6) 式可知, 本征吸收区与带尾区在 E_g 点衔接. 当 $E > E_g$ 时, 吸收系数将随能量的增

加而按指数规律上升,其指数项与能量的平方根成正比.将(7)式展开,可以发现其一次项正比于 $(E - E_g)^{1/2}$,说明在能量大于 E_g 不远的范围内(7)式符合式平方根规律.在这一范围,也是小 k 范围,实际上能带可以用抛物带近似来表达.(7)式在材料器件分析和设计时被较为广泛应用.

另外一个本征吸收系数表达式是Nathan^[27]提出的.他根据Chu的实验结果,论证了一个比Anderson的公式要简化的本征吸收光谱的理论公式.为了验证这一计算结果的正确性,Nathan比较了Chu等给出的HgCdTe组分 $x = 0.265, 0.33$ 和 0.433 的薄样品在300K和4.2K下的实验本征吸收光谱,符合较好,说明该表达式在此组分范围也可以应用.

5 带间光吸收跃迁效应的应用

碲镉汞带间光跃迁规律在碲镉汞的材料器件设计方面有重要作用.同时也可以用于薄膜碲镉汞材料组分均匀性的表征.液相外延碲镉汞薄膜样品普遍存在着纵向组分不均匀的问题,必须通过拟合透射光谱才能确定.拟合时在高吸收区要用到本征吸收系数表达式,在吸收边附近要用到吸收边表达式,通过拟合透射光谱,可以获得薄膜材料的组分及其组分的横向均匀性和纵向均匀性.材料组分均匀性对于焦平面器件响应的均匀性有直接关系.根据薄膜材料的组分分布,又可以进一步分析自由载流子吸收,组分的非均匀性分布对于自由载流子吸收有重要影响,这是以往碲镉汞薄膜材料自由载流子吸收的理论实验不符的重要原因,因此建立了组分非均匀分布的自由载流子吸收的修正理论.

同时,基于光吸收规律,可以进一步获得材料中光生载流子的空间分布,从而建立了器件光谱响应的修正模型,进而获得器件截止波长的精确表达式.碲镉汞器件的截止波长定义为光谱响应一半处的波长位置 λ_{co} ,一般粗略地用禁带宽度处对应的波长位置 $\lambda_g = 1.24/E_g$ 来当作截止波长 λ_{co} .实际上,截止波长 λ_{co} 的位置不同于 λ_g ,而是依赖于样品中光生载流子的空间分布,与样品的厚度、少数载流子的扩散长度以及器件的设计有关.基于光吸收规律,获得了光生载流子的空间分布,可以计算器件的光谱响应.图4是对 $x = 0.21$ 的 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 进行计算的结果,温度为77K.假定光导器件样品厚度分别为 $d = 10\mu m, 20\mu m, 30\mu m$.无论厚度怎么的变化, E_g 的位

置是不变的,如图4中虚线所示,而光谱响应峰值 λ_{peak} 和 λ_{cut} 截止波长的位置都随样品的厚度变化.

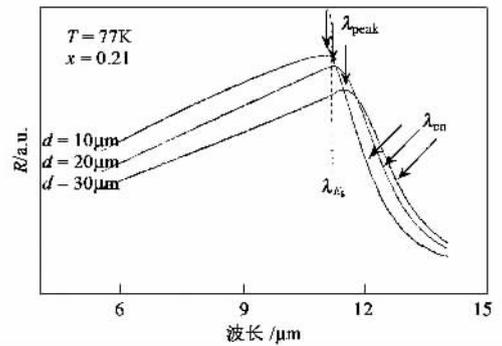


图4 厚度为 $10\mu m, 20\mu m, 30\mu m$ 的 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 样品($x = 0.21$)的光谱响应率^[28]

对不同组分HgCdTe光导器件计算不同厚度情况下的电压响应率光谱计算,可以归纳出一个计及光生载流子空间分布的器件截止波长表达式^[28]

$$\lambda_{co} = \frac{aT}{x - b(T) - c(T)\log(d)} \quad (8)$$

式中 a, b, c 是温度 T 的二次函数.该式适用于 $0.16 < x < 0.60, 4.2K < T < 300K$ 以及 $5\mu m < d < 200\mu m$.在双色和多色器件以及甚长波碲镉汞红外探测器设计时特别需要考虑到光生载流子空间分布的影响^[29,30].

最近关于碲镉汞p-n结光电二极管的负荧光现象进一步验证了Chu提出的本征吸收系数表达式.在光电二极管处于热平衡情况下,从外界吸收的辐射等于器件接收外界辐射后的光学反射和透射加上器件向外界发送的辐射.如果加上正偏压,电子和空穴浓度增加,向外辐射增加,器件向外发送能量,相当于LED.如果加上负偏压,电子和空穴浓度降低,向外辐射减少,器件就会从外界吸收能量,成为一个冷源.最近美国海军研究实验室、雷松公司、洛克韦尔科学中心^[29-32]都以短波和中波HgCdTe光电二极管器件为样品研究了这一现象.图5是器件加上正偏压、零偏压和负偏压情况下用红外热像仪对器件的成像图.可以清楚地看到正偏压情况下器件是热体,负偏压情况下器件是冷体.这一现象可以用于制作大规模红外焦平面器件的冷屏,用于焦平面红外探测器敏感元件非均匀性校准,也可以用于制作宽带的红外光谱源以及模拟红外图像的二维阵列元.

Lindle等人^[29]定量地对器件的负荧光辐射进行测量和计算.图6是在296K温度和饱和电流

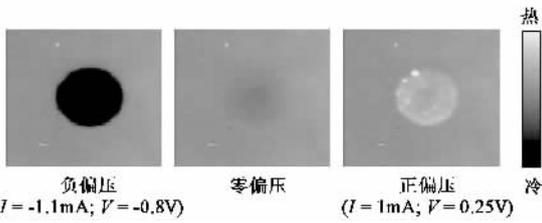


图5 1mm 尺寸的碲镉汞器件在饱和负偏压、零偏压和正偏压情况下的热成像图(热像仪采用 64×64 元 InSb $3\text{--}5\mu\text{m}$ 波段焦平面探测器)^[31]

3. 3mA 下测量的(实线)和计算的(虚线)负荧光光谱. 计算采用的公式是普朗克黑体辐射定律和比辐射率公式. 负荧光辐射是普朗克黑体辐射 M 与比辐射率的乘积.

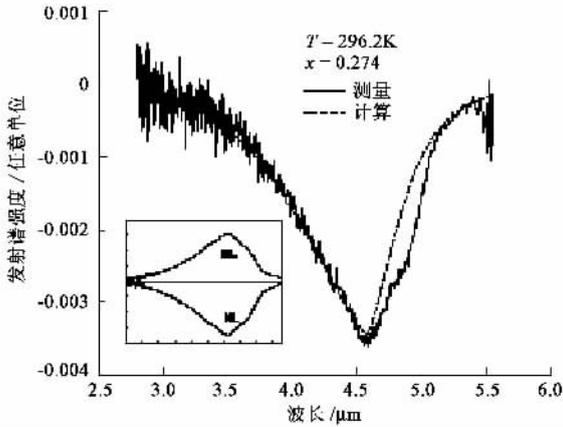


图6 碲镉汞器件在 296K 温度和饱和电流 3.3mA 下测量的(实线)和计算的(虚线)负荧光光谱(插图是在 0.06mA 电流下的正荧光和负荧光发射光谱)^[31]

$$\epsilon(\lambda, T) = (1 - R(\lambda, T))(1 - e^{-\alpha(\lambda, T)d}) \quad (9)$$

$$M(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}, \quad (10)$$

式中 R 是反射率, d 是厚度, λ 是波长, T 是温度, h 是普朗克常数, k 是玻尔兹曼常数. 此外式中只有一个参数 $\alpha(\lambda, x, T)$, 是碲镉汞本征吸收系数, 它采用 Chu 等得到的(7)式. 从图 6 可以看到, 计算与实验结果符合很好. 同时他们还用此表达式计算了透射光谱与反射光谱, 它们和实验测量结果都非常符合. 图 7 是透射光谱的计算和实验结果.

带间光吸收跃迁是半导体光电探测器的主要物理过程. 此外, 在半导体中还会发生杂质光吸收跃迁、自由载流子光吸收带内跃迁、自由载流子回旋共振光吸收朗道能级带间跃迁和声子光吸收跃迁. 这

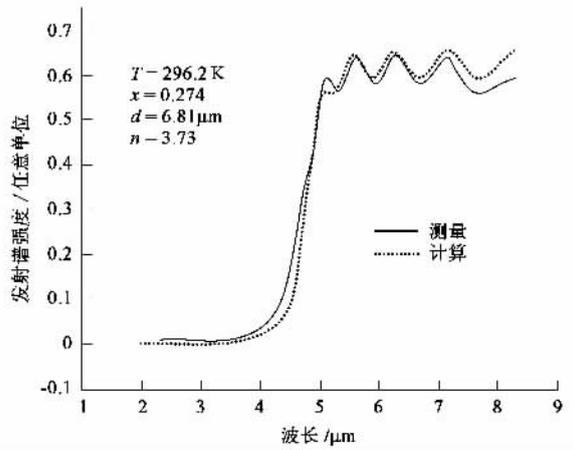


图7 296K 碲镉汞器件的透射光谱(实线是测量光谱, 虚线是计算光谱)^[31]

些光跃迁现象可以用来对半导体光电探测器材料物理性质和参数进行研究. 对于窄禁带半导体有许多很好的研究结果, 作者本人也在这些方面做了一些工作, 限于文章篇幅, 这里不再介绍.

参 考 文 献

[1] Long D , Schmit J L 著. 红外探测器组译. 红外探测器. 北京:国防工业出版社,1973. 169[Long D , Schmit J L.(Translation group of " Infrared Detectors"). Infrared Detectors , Beijing : Defense Industry Press ,1973. 169(in Chinese)]

[2] Stelzer E L. IEEE Trans. Electron Devices ,1969 ,18 :880

[3] Lawson W D , Wielsen S , Putley E H *et al.* J. Phys. chem. Solids ,1959 ,19 :325

[4] 汤定元. 红外物理与技术. 1974(16) 345[Tang D Y. Infrared Physics and Technology ,1974(16) 345(in Chinese)]

[5] 汤定元. 红外物理与技术 ,1976(4—5) 53[Tang D Y. Infrared Physics and Technology ,1976(4—5) 53(in Chinese)]

[6] Kane E O. J. Phys. Chem. Solids ,1957 ,1 :249

[7] Bassani F , Parravicini G P. Electronic States and Optical Transitions in Solid. Oxford Pergamon Press ,1975. 149—167

[8] Moss T S , Burrell G J , Ellis B. Semiconductor Opto-Electronics. London : Butterworths ,1973. 59—88

[9] 褚君浩. 窄禁带半导体物理学. 北京:科学出版社,2005. 178—185[Chu J H. Physics of Narrow Gap Semiconductors. Beijing Science Press 2005. 178—185(in Chinese)]

[10] Blue M D. Phys. Rev. ,1964 ,134 :A226

[11] Scott M W. J. Appl. Phys. ,1969 ,40 :4977

[12] Finkman E , Nemirowsky Y. J. Appl. Phys. ,1979 ,50 :4356

[13] Finkman E , Schacham S E. J. Appl. Phys. ,1984 ,56 :2896

[14] Chu J H , Xu S Q , Tang D Y. Appl. Phys. Lett. ,1983 ,43 :1064

[15] Chu J H , Mi Z Y , Tang D Y. Infrared Phys. ,1991 ,32 :195

[16] Chu J H , Mi Z Y , Tang D Y. J. Appl. Phys. ,1992 ,71 :3955

[17] Rossler ed. Landolt - Boernstein : Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology III/41B Semiconductors : II-VI and I-VII Compounds ; Semimagnetic Compounds. Springer ,1999

[18] Seiler D G , Lowney J R , Littler C L *et al.* J. Vac. Technol. A ,1990 ,8 :1237

- [19] 褚君浩. 红外研究, 1983, 2(2): 89 [Chu J H. Infrared Research, 1983, 2(2): 89 (in Chinese)] 该文收入美国国防部 AD 报告. ChuJunhao. The intrinsic absorption spectra of HgCdTe compared with Kane modele. U. S. A. AD - A135504/9
- [20] Urbach F. Phys. Rev., 1953, 92: 1324
- [21] Martienssen W. J. Phys. Chem. Solids, 1957, 2: 257
- [22] Marple D T F. Phys. Rev., 1966, 112: 785
- [23] Chu J H, Li B, Liu K *et al.* Tang D Y. J. Appl. Phys., 1994, 75: 1234
- [24] Anderson W W. Infrared Phys., 1980, 20: 363
- [25] Schacham S E, Finkman E. J. Appl. Phys., 1985, 57: 2001
- [26] Sharma R K, Verma D, Sharma B B. Infrared Phys. Technol., 1994, 35: 673
- [27] Nathan V. J. Appl. Phys., 1998, 83: 2812
- [28] Chu J H, Gui Y S, Li B *et al.* J. Electron. Mater., 1998, 27: 718
- [29] Phillips J D, Edwall D D, Lee D L *et al.* J. Vac. Sci. Technol. B, 2001, 19: 1580
- [30] Phillips J D, Edwall D D, Lee D L. J. Electron. Mater., 2002, 31: 664
- [31] Lindle J R, Bewley W W, Vurgaftman I *et al.* Physica E: Low Dimensional Systems & Nanostructures, 2004, 20(3-4): 558
- [32] Lindle J R, Bewley W W, Vurgaftman I *et al.* IEE Proceedings-Optoelectronics, 2003, 150(4): 365
- [33] Bewley W W, Lindle J R, Vurgaftman I *et al.* Jour. Electron. Mater., 2003, 32(7): 651
- [34] Lindle J R, Bewley W W, Vurgaftman I *et al.* Appl. Phys. Lett., 2003, 82(13): 2002

· 中国物理学会通讯 ·

中国物理学会 2005 年秋季学术会议在武汉召开

中国物理学会 2005 年秋季学术会议于 9 月 18—20 日在武汉顺利召开。2005 年是世界物理年，为此中国物理学会举办了一系列的纪念活动。这次由中国科学院武汉物理与数学研究所和武汉大学共同承办的中国物理学会 2005 年秋季学术会议是“世界物理年在中国”的重要学术活动之一，吸引了来自全国物理学界的学者和研究生代表参加，还特别邀请了欧洲物理学会主席以及部分海外华人物理学家参加。

9 月 18 日，适逢中国传统佳节——“中秋佳节”，代表们放弃了与家人团聚的机会，来参加中国物理学界的这次盛会，参加会议的正式注册代表人数 796 人，加上旁听的研究生总人数超过千人。注册代表中，女性代表约 178 人，占参加会议总人数的 22%。

本次大会，首次采用网上注册的形式。会务组专门为此开发了会议管理软件，极大地方便了参会代表在线预注册、提交论文、预定住宿等事项。网上预注册人数 746 人，占参加会议总人数的 94% 以上。此外，会务组还为代表们提供了一组联网计算机，并开设了无线上网区域，供大家无偿使用。

大会开幕式于 9 月 18 日上午在武汉洪山宾馆隆重举行。本次会议召集人之一、武汉物数所所长詹明生主持大会开幕式并代表地方组委会致欢迎词。湖北省副省长郭生练出席会议并讲话。组委会召集人张杰院士随即向与会代表介绍了中国物理学会秋季学术会议的由来以及往届会议的基本情况，并为本届及历届会议的承办者颁发了纪念牌。

开幕式结束后，叶朝辉院士主持了大会报告。这次大会报告的 5 位报告人是由中国物理学会精心挑选的，中科院生物物理研究所陈霖院士、美国天体物理联合研究所（JILA，由国家标准与技术研究所（NIST）与科罗拉多大学共建）叶军教授、中科院理论物理所吴岳良研究员、斯坦福大学张守成教授、欧洲物理学会主席 Martin C. E. Huber 教授等分别就脑认知科学中的特征捆绑问题、飞秒激光相位控制与精密测量、对称原理与统一理论、自旋 Hall 效应、空间中基本物理定律的检验等进行了精彩的报告。

本次大会设有十三个专题分会，包括粒子物理、场论与宇宙学、原子核物理与加速器物理、原子、分子与光物理、等离子体物理、纳米与介观物理、表面与低维物理、半导体物理、强关联与超导物理、磁学、软凝聚态物理与复杂体系、量子信息、计算物理、非线性与交叉学科。专题分会从 18 日下午开始到 20 日下午结束，前后共有 561 个学术报告，其中邀请报告 198 个。原子、分子与光物理方面的学术报告有 82 个，是报告数目最多的专题。量子信息、表面物理、超导、磁学、纳米与介观物理等仍为本次会议热点专题，这些专题的报告数目均超过了 40 个。

为配合本次大会的召开，在中国高等科学与技术中心的支持下，中国科学院武汉物理与数学所还特地于 9 月 14—16 日举办了物理年会的卫星会议“玻色-爱因斯坦凝聚和简并费米气体”专题研讨会，就冷原子和超冷原子物理研究的理论、实验和在原子频标、量子信息等方面的应用进展进行研讨，会议邀请 JILA 的叶军教授和芝加哥大学的金政博士做了系列专题报告，国内的一些研究小组也在会上做了进展报告。卫星会议的参加人数超过 50 人。

本次会议还举办一场针对青年物理学者和研究生如何发表学术论文的专题讲座和一场关于女物理工作者所面临的新挑战的圆桌讨论会。中国物理学会秋季学术会议组委会全体委员按惯例在本届会议期间召开了会议，遴选出 2007 年秋季会议的承办单位为南京大学。

（中国科学院武汉物理与数学研究所 王 谨 蔡怡春）