

29-32

n-Hg_{1-x}Cd_xTe 中复合中心

周洁 封松林 卢励吾

(中国科学院半导体所, 半导体超晶格国家实验室, 北京, 100083)

司承才[√] 李言谨 胡晓宁

(中国科学院上海技术物理研究所, 上海, 200083)

A **摘要** 利用深能级瞬态谱(DLTS)研究了Hg_{1-x}Cd_xTe(x=0.4) p⁺n 结中H₂(0.29)空穴陷阱的俘获机制,发现它不满足级联复合机制或俄歇复合机制,该能级俘获截面的温度关系满足 $\sigma(T) = \sigma_0 \exp(-E_B/kT)$ 形式,推测多声子无辐射复合起着决定性作用.

关键词 Hg_{1-x}Cd_xTe, 复合中心, 深能级瞬态谱.

引言

汞镉碲

TN304.26
0471.4

B 在Hg_{1-x}Cd_xTe(x=0.4) p⁺n 结空间电荷区内获得电子陷阱E₁(0.06)、E₂(0.15)和空穴陷阱H₁(0.075)、H₂(0.29)等多个能级的基础上^[1],我们进一步研究了空穴陷阱H₂(0.29)的俘获机制.研究俘获现象可揭示载流子通过缺陷能级发射与俘获的能量转换机制,因此可对HgCdTe材料中缺陷能级在载流子俘获机制中的作用提供进一步的认识.

在窄禁带HgCdTe材料中,通常主要考虑辐射复合与俄歇复合^[2],因为红外探测器的极限性能与这两者密切相关,要求俄歇复合弱于辐射复合,这时探测器才可达到极限性能,但如存在无辐射复合,并为复合机制的主要机制时,则无疑为光探测器性能带来致命的影响.因此对这类控制少数寿命能级的起因与本质的认识,以及如何通过生长过程来控制它们是至为重要的.现采用DLTS技术进行探测与研究,此类技术可用来表征Hg_{1-x}Cd_xTe材料p⁺n结空间电荷区内缺陷处发生的热发射和俘获过程.

1 实验

1.1 样品制备

用淬火-固态再结晶生长的Hg_{1-x}Cd_xTe单晶在Hg蒸汽压中长时间退火后,得到n型材料,其x值为0.4(相应红外探测器波长为1~3μm),在77K下其载流子浓度与迁移率分别为3×10¹³cm⁻³和2×10⁴cm²/V·s,用Al₂O₃机械抛光后,在10%Br的甲醇溶液中腐蚀10s,采用离子注入B⁺形成p⁺区,制备成平面型p⁺n结,利用In、Au作为电极材料.

1.2 测量

用瑞典 Innovance AB 型深能级瞬态谱仪结合西德 LHGMBH-R210 型致冷器进行测量,温度范围为 10~300℃.

2 实验结果与讨论

2.1 多子脉冲下的少子能级

与文献[1]样品相比,本文样品在多子脉冲下出现少子能级,见图 1,插图有少子注入时的 DLTS 谱,实线为文献[1]的样品,虚线为本文样品,它们出现的多子与少子的能级位置基本相似,但能级浓度有较大的差异.图 1 中少子能级 H_2 的浓度几乎与有无少子注入无关,反映了该能级在多子脉冲下填充的空穴已被全部发射,出现这一现象,可能是由于在 p^+n 结或肖特基势垒高掺杂或高浓度一侧的自由载流子尾在自建势展开的空间电荷区中被少子陷阱俘获后再发射而引起的^[1].在此界面附近的自由空穴浓度可表示为

$$p(x, T) = \frac{N_v N_c}{n_0} \exp \left\{ -\frac{[E_g + qQ(x)]}{kT} \right\}, \quad (1)$$

其中 N_c 和 N_v 分别为导带和价带的有效状态密度, $Q(x)$ 为位势.

由式(1)可见, $p(x, T)$ 与禁带宽度 E_g 有关,因此应随材料而异,与平衡自由电子浓度 n_0 成反比,并与温度 T 密切相关.所以,在多子脉冲注入下少子谱出现的条件是:(1)对于禁带宽度小的材料,越容易观察到多子脉冲下的少子信号;(2)对于掺杂浓度越低材料,也越容易观察到,本文实验样品的 n_0 要比文献[1]低;(3)温度越高,也越容易观察到.在我们实验中满足了这些条件,所以多子注入条件下出现了少子信号是很自然的.由其 Arrhenius 图获得该能级的激活能为 0.29eV,浓度为 $4.2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$.

2.2 少子谱双峰的出现

当脉冲宽度由微秒级增加至毫秒级,也就是提供足够长的填充时间时,可观察到双峰.见图 2,其能级分别为 0.10eV(低温端)和 0.38eV(高温端),双峰的高度与注入脉冲高度和偏压有关,因此,图 1 中 H_2 能级的激活能是这两能级叠加而成的表观激活能.

2.3 俘获参数的测量

在 DLTS 谱中,俘获参数通常是通过改变叠加于二极管反偏压的脉冲宽度 t_p 后引起的电容变化 $\Delta C(t_p)$ 进行测量的,它满足

$$\Delta C(t_p) = C_{\infty} [1 - \exp(-t_p/\tau)], \quad (2)$$

其中 C_{∞} 是充分填充后电容的最大变化, τ 为该缺陷能级俘获的时间常数,与俘获系数 C_p 互为倒数.由式(2)可见,它与指数形式的填充动力学相对应,在多子俘获截面测量中,实际上此过程往往是非线性的,这是因为空间电荷区可以分成两个区,即耗尽区(其俘获率为 $c_p n$, n 为自由载流子浓度)和过渡区,后者既非耗尽又非电中性,其俘获率为 $c_p n(x)$ ($n(x)$ 为自由载流子尾,具有一定分布),该区有数个德拜长度的宽度,与偏压、掺杂浓度等因素有关.

我们在 210~250K 范围内改变数个率窗口,脉冲宽度 t_p 由 0.1 μs 增加到 100 μs ,测量了该能级的俘获系数 c_p 与温度的关系, $\ln(1 - \Delta C(t_p)/C_{\infty}) - t_p$ 关系曲线(图 3)表示出很好的线性关系,是一个指数形式的俘获过程.这是由于少子与多子的注入机制不同之故,前者是由

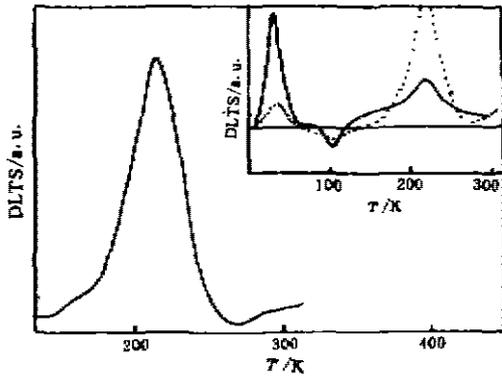


图 1 多子注入的少数能级 H_2
Fig. 1 The minority carrier energy H_2 under majority carrier injection (bias)

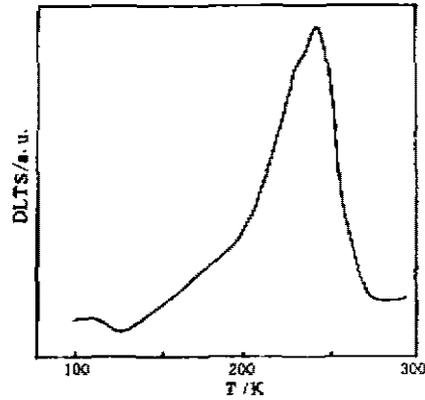


图 2 少数能级 H_2 的双峰
Fig. 2 The two peaks of minority carrier energy H_2

结区附近产生的,这从我们实验数据得到了充分的证实.由图 3 可得到 $C_p(T)$,从 $C_p(T)$ 计算 $\sigma(T)$,由 $\ln\sigma(T)-1/T$ 曲线获得激活能 E_B 为 0.16eV ,满足多声子无辐射俘获特性,即 $\sigma = \sigma_\infty \exp(-E_B/kT)$.

2.4 窄禁带材料中复合机制的探讨

通常在深能级处的复合过程主要有辐射复合、级联复合、俄歇复合与多声子无辐射复合.对窄禁带直接带隙的 HgCdTe 材料,主要以辐射复合和俄歇复合为主.但在我们采用的 DLTS 谱测量中,主要是一个热过程,因此辐射复合不会在我们实验中得到反映,而只能得到无辐射复合的有关信息.能级 $H_2(0.29)$ 的俘获截面 σ 的温度关系具有激活能的形式,反映了该能级与晶格具有很强的耦合,当该能级从导带俘获电子时,导带中 R 点的电子约以激活能形式的几率 $\exp(-E_B/kT)$ 跳至 R' 点才能被该能级俘获到 A 点(图 4)^[4],与此同时,俘获时电子能量的变化由多个声子的吸收或发射来补偿. H_2 能级的 σ 很大(约 10^{-14}cm^2),

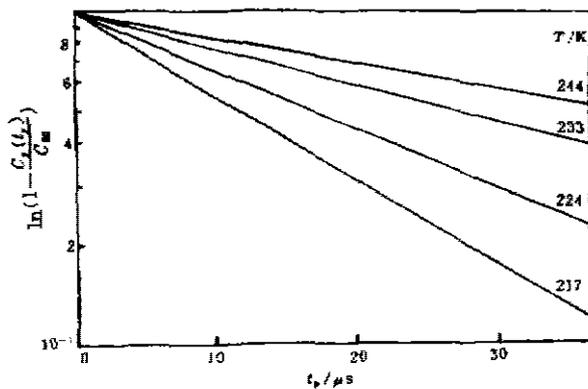


图 3 不同温度时的 $\ln(1 - \Delta C_p / \Delta C_\infty) - t_p$ 关系曲线
Fig. 3 The $\ln(1 - \Delta C_p / \Delta C_\infty) - t_p$ curves at various temperature.

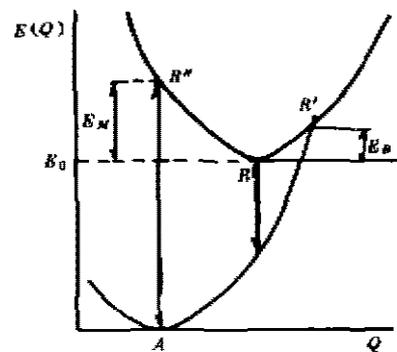


图 4 非辐射俘获过程 $R \rightarrow R' \rightarrow A$
Fig. 4 The non-radiative capture process $R \rightarrow R' \rightarrow A$

俘获过程发生在高温($>200\text{K}$)区,并随温度指数增加,这属于高温时与晶格强耦合的情况,因此满足 $\sigma = \sigma_{\infty} \exp(-E_B/kT)$,这是多声子无辐射复合所特有的规律.至于级联复合,虽然也是具有大的俘获截面(约 $10^{-12} \sim 10^{-15} \text{cm}^2$),但它随温度的减小而增加,约与 $T^{-1} \sim T^{-2}$ 成正比关系.而多声子俄歇俘获过程对温度不很灵敏,而且它发生的特定条件应是带间跃迁和高载流子浓度的情况,因此不符合我们的样品条件.由于无辐射跃迁与光跃迁之间的竞争决定了发光中心的效率,这种深能级的存在对以辐射复合为主的探测器是不利的.

3 结语

(1) 对 HgCdTe 材料,当掺杂浓度较低时,在 DLTS 谱的高温端,易观察到多子脉冲下明显的少子信号.(2) 在 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 材料的高温端存在的少子能级 $H_2(0.29)$,具有多声子无辐射复合的特点,如该能级的浓度很大,则会对探测器的性能引入不利的影响.

参考文献

- 1 周 洁,封松林,卢励吾,等.红外与毫米波学报,1994,13,359
- 2 Willardson R K, Beer A C. *Semiconductors and Semimetals 18: Mercury Cadmium Telluride*, New York: Academic Press, 1981
- 3 傅春寅,鲁永令,曾树森.物理学报,1985,34,1559; Rhodericre E H, Williams R H. *Metal-Semiconductor Contacts*, second Edition, Oxford: Clarendon press, 1988: 163~167
- 4 Jaros M. *Deep Levels in Semiconductors*, Bristol: Adam Hilger Ltd, 1982: 182~184

RECOMBINATION CENTRES IN n-TYPE $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Zhou jie Feng Songlin Lu Liwu

(National Laboratory for Superlattices and Microstructures,
Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

Si Chengcai Li Yanjin Hu Xiaoning

(Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract The capture mechanism of $H_2(0.29)$ hole trap in the p^+n junction of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.4$) by using Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) was investigated. It was found that it does not satisfy the mechanism of cascade or Auger recombination. The temperature dependence of the hole capture cross section of $H_2(0.29)$ satisfied $\sigma(T) = \sigma_{\infty} \exp(-E_B/kT)$. It reflects that the multiphonon nonradiative recombination mechanism is the decisive one.

Key words $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, recombination centres, deep level transient spectroscopy.