

n 型碲镉汞 MIS 器件动态存储时间研究*

黄 河¹⁾

(湖南大学应用物理系, 长沙 410082)

汤定元 童斐明 郑国珍

(中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083)

(1993 年 8 月 19 日收到)

通过对动态存储时间的测量, 分析了 $x = 0.31$ 的 n 型碲镉汞 ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$) MIS 器件的少子暗电流机理. 理论计算和实验结果都表明, 在其工作温度区域 ($\sim 77\text{K}$), 通过禁带中深能级中心辅助的间接隧道电流将限制器件的电学性能.

PACC: 8160;7340

1 引 言

随着新一代红外探测器系统的研制, 三元化合物半导体碲镉汞 ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$) 金属-绝缘层-半导体 (MIS) 器件受到了广泛的重视^[1,2]. 碲镉汞 MIS 器件的动态存储时间是一个反映器件电学性能的重要参数. 通过对动态存储时间的测量, 可以分析碲镉汞 MIS 器件的少子暗电流机理, 进而可以评价器件的探测率、电荷转移效率等器件性能. 但由于碲镉汞的有效表面钝化和 MIS 器件的制备相当困难, 有关这方面的研究报道较少. 暗电流的大小和碲镉汞材料的体内参数密切相关, 如少子寿命、深能级密度等. 对于象碲镉汞这一类窄禁带半导体, 隧道电流是一种重要的少子暗电流机理.

本文报道对 $x = 0.31$ 的 n 型碲镉汞 MIS 器件的动态存储时间的研究结果. 通过理论计算与实验数据的比较, 分析了器件在不同温度下的少子暗电流机理. 特别强调了通过禁带中深能级辅助的间接隧道电流将严重影响碲镉汞 MIS 器件的电学性能.

2 实 验

2.1 样品制备

采用固态再结晶法生长的 n 型碲镉汞单晶材料, 组份 $x = 0.31$, 温度为 77K, 半导体

* 中国科学院上海技术物理研究所红外物理开放研究实验室基金资助的课题.

1) 现在通讯地址: 华南师范大学物理系 广州 510631.

禁带宽度 $E_g = 0.26\text{eV}$ ，相应于器件的截止波长为 $4.8\mu\text{m}$ 。对材料进行适当的表面工艺处理后，先在半导体表面生长一层薄的阳极氧化膜作为过渡层，再在其上淀积一层硫化锌介质，构成 MIS 结构的绝缘层^[3]。蒸发双层金属(铬和金)为金属栅极，面积由光刻法限定。最后，引线封装完成碲镉汞 MIS 器件的制备。

2.2 测量

通过 MIS 器件瞬态电容随时间的变化($C-t$ 关系)测量其动态存储时间 τ_{st} ，测量装置如图 1 所示。脉冲发生器提供周期性的反偏阶跃脉冲，使碲镉汞 MIS 器件从积累状态(近平带偏置)进入深耗尽状态。维持反偏电压，在半导体表面形成深耗尽势阱(如图 2(a))。由于存在少子暗电流，随着时间的延续，少子将不断填充势阱，使耗尽区崩垮，直到达到热平衡的反型状态(如图 2(b))。MIS 器件从深耗尽状态过渡到热平衡反型状态所需时间即为动态存储时间 τ_{st} 。在这个变化过程中，器件的瞬态电容随时间变化(即 $C-t$ 关系)。利用高频电容电桥测量 MIS 器件的 $C-t$ 关系，可以方便地估算出动态存储时间 τ_{st} 。

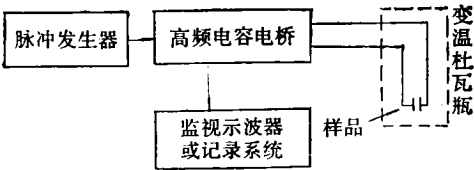


图 1 碲镉汞 MIS 器件瞬态电容测量装置示意图

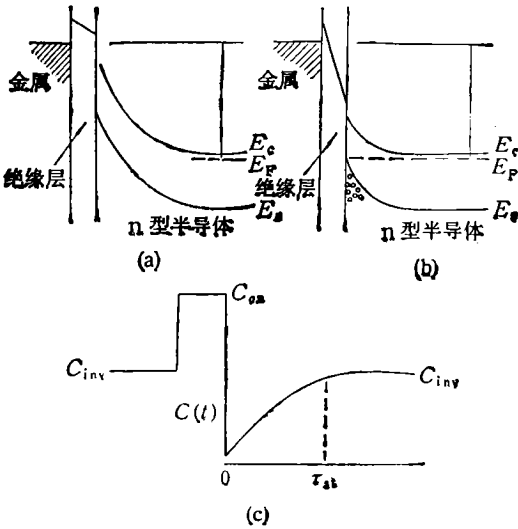


图 2 (a) MIS 器件处于深耗尽状态的能级图 (b) MIS 器件处于热平衡反型状态的能级图 (c) 瞬态电容随时间的变化关系 $C(t)$ 和动态存储时间 τ_{st} 测量原理示意图

的大小(如图 2(c) 所示)。借助变温杜瓦瓶观察动态存储时间随温度的变化，可以分析不同温度区域 n 型碲镉汞样品中的少子暗电流机理

$$J_d = C_{ox}V/\tau_{st}, \tag{1}$$

其中 J_d 为少子暗电流大小， C_{ox} 为 MIS 器件的绝缘层电容， V 为反偏脉冲幅度大小

3 实验结果与讨论

3.1 动态存储时间的测量

图 3 为测量的 $x = 0.31$ 的 n 型碲镉汞 MIS 器件样品的动态存储时间 τ_{st} 的示意图。如图 3 所示，在 80K 温度下， $\tau_{st} = 22\text{ms}$ ，势阱容量 $C_{ox}V = 2.24 \times 10^{-4}\text{C} \cdot \text{cm}^{-2}$ ，对

应于少子暗电流大小 $J_d \sim 10^{-6} \text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。

测量样品的动态存储时间 τ_{st} 随样品温度 T 的变化关系示于图 4。实验结果显示, 碲镉汞 MIS 器件的动态存储时间存在着三个明显不同的温度关系区域。在较低的温度下 ($T < 120\text{K}$), 动态存储时间与温度的关系较弱, 基本上不随温度变化。由于动态存储时间直接反映了少子暗电流的大小, 这也说明了在低温区, 少子暗电流随温度下降呈现饱和温度特性。而在较高温度时, 则表现为强烈的指数温度关系变化, 即少子暗电流随着温度升高而指数增大。但这种指数温度关系在不同的高温区具有两个不同的指数斜率。显然, 这三个不同的温度关系对应于不同的少子暗电流机理。

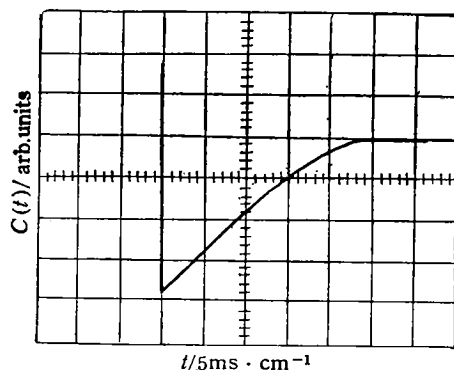


图 3 测量的 $x = 0.31$ 的 n 型碲镉汞 MIS 器件样品 80K 温度下的动态存储时间示意图

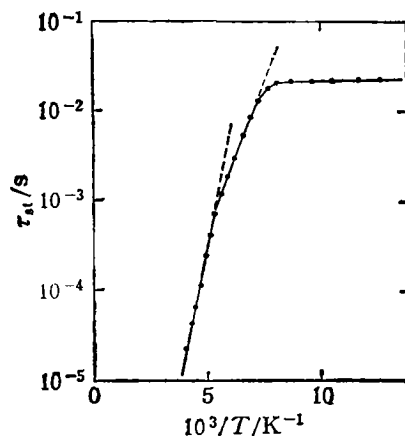


图 4 测量的 $x = 0.31$ 的 n 型碲镉汞 MIS 器件样品的动态存储时间 τ_{st} 和倒温度 $10^3/T$ 的关系

3.2 少子暗电流机理分析

少子暗电流是决定动态存储时间大小的关键因素。对于一个偏置到深耗尽状态的 n 型碲镉汞 MIS 器件可能的少子暗电流机理有: 少子从体内的扩散电流、耗尽区的产生-复合电流、表面态的产生-复合电流、背景入射光产生的光电流以及由于隧道过程引起的隧道电流。对样品进行的 MIS 器件的电容-电压 ($C-V$) 特性测量的结果表明: 样品具有较低的界面态密度 ($\leq 10^{11} \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$), 因此, 在实验中来源于表面态的产生-复合电流可以忽略不计^[4]。另外, 样品是处于暗背景条件下进行测量, 则背景光照引起的暗电流为零。这样, 样品的暗电流可以表示为少子扩散电流、产生-复合电流以及隧道电流之和, 即

$$J_d = J_{dif} + J_{dep1} + J_t, \quad (2)$$

少子扩散电流 J_{dif} 和耗尽区的产生-复合电流 J_{dep1} 为一般半导体器件中常见的暗电流机理^[5,6], 它们都强烈地依赖于温度变化, 存在明显的指数温度关系, 即随温度升高, 暗电流指数变化增大, 但却都与半导体体内的电场强度关系不明显。

而对于碲镉汞这一类窄禁带半导体, 隧道电流是一种重要的少子暗电流来源。隧道电流一般可分为电子从价带经隧道过程直接进入导带的直接隧道电流和由于禁带态 (深能级中心) 辅助完成的间接隧道电流。实验结果和理论计算都证明: 对于 $x = 0.31$ 的 n

型碲镉汞样品, 直接隧道电流比较间接隧道电流(一般要小四、五个数量级)而言, 可以忽略^[7]。在这里, 间接隧道电流才是重要的。而且以电子从价带经热激发进入禁带态, 然后

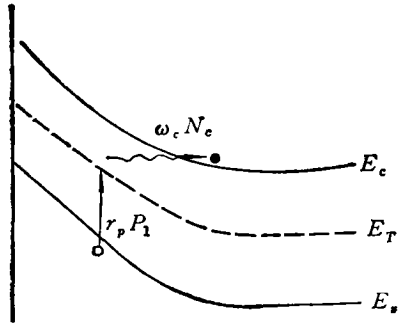


图5 禁带态辅助的间接隧道过程 电子经热激发 $\gamma_p P_1$ 从价带到达禁带态 E_T , 再由隧道过程 $\omega_c N_c$ 进入导带

经隧道过程从禁带态进入导带而形成的间接隧道电流为主(如图5所示)。另一类电子从价带经隧道过程进入禁带态, 然后热激发进入导带而形成的间接隧道电流, 则因为碲镉汞导带具有较低的态密度而可以忽略^[4]。隧道电流与其它两类热电流相比, 温度关系较弱, 却强烈地依赖于半导体内的电场强度。

对于图5所示的间接隧道电流, 可表示为

$$J_{i}^{ind} = qN_T W \frac{(\gamma_p P_1)(\omega_c N_c)}{\gamma_p P_1 + \omega_c N_c}, \quad (3)$$

其中 $\gamma_p P_1$ 为电子从价带达到禁带态的热跃迁几率, $\omega_c N_c$ 为从禁带态进入导带的隧道几率。 N_T 为禁带态(深能级中心)密度, W 为耗尽区宽度, q 为电子电荷。考虑一个抛物形势垒和均匀电场模型, 电子从禁带态进入导带的隧道几率可表示为^[8]

$$\omega_c N_c = \frac{\pi^2 q^2 m^* M^2 E}{h^3 (E_c - E_T)} \exp \left[- \frac{(m^*/2)^{1/2} E_c^{3/2} F(\alpha)}{3q\hbar E} \right], \quad (4)$$

其中 m^* 为电子有效质量, M^2 为跃迁矩阵元, E_c 为禁带宽度, E_T 为禁带态能级位置, E 为半导体内电场强度, $\hbar$ 为普朗克常数。

$$\alpha = 2(E_T/E_c) - 1, \quad F(\alpha) = \pi/2 - \alpha(1 - \alpha^2)^{1/2} - \sin^{-1}(\alpha).$$

考虑 $\gamma_p P_1 \gg \omega_c N_c$ 的情形, 间接隧道电流

$$J_{i}^{ind} = qN_T W (\omega_c N_c) \quad (5)$$

只与隧道几率 $\omega_c N_c$ 有关, 而与温度没有明显的指数关系。隧道几率 $\omega_c N_c$ 却与电场强度有明显的指数规律。

综合考虑了少子扩散、耗尽区的产生-复合^[5,6]和电子从价带热激发到达禁带态再经隧道过程进入导带的间接隧道电流这三种少子暗电流机理, 图6给出理论计算的 $x=0.31$ 的 n 型碲镉汞 MIS 器件样品的少子暗电流 J_d 与倒温度 $10^3/T$ 的关系曲线。间接隧道电流的计算采用(3)式和(4)式给出的隧道几率。对于 n 型碲镉汞样品, 重要的是那些位于禁带中央的深能级中心, 即 $E_T = \frac{1}{2} E_c$ 。深能级谱的测量表明, 这些禁带态的密度

$N_T \sim 10^{15} \text{cm}^{-3}$, 这是 $x = 0.31$ 的 n 型样品的典型数据^[9]。其他有关的参数取自文献[10]的数据。

图6中同时给出从动态存储时间测量得到的器件少子暗电流的实验结果。不难看出, 实验结果和理论计算曲线在变化趋势上十分符合。在较高温度区域的指数温度关系中的两个不同的直线斜率分别对应于两个不同的激活能, 即不同的少子暗电流机理。在较高的温度范围 ($T > 200\text{K}$), 从实验数据估算的激活能约为 260meV, 与碲镉汞样品的禁带宽度相等, 这对应于少子扩散电流机理为主。而在中间温度范围 ($120\text{K} < T < 200$

K), 激活能则为 130meV, 是禁带宽度的一半, 很显然, 这是耗尽区的产生-复合电流占优势所致。

而在较低的温度区域 ($T < 120\text{K}$), 少子暗电流不存在明显的指数温度变化规律, 则表现为间接隧道过程所控制。为了证实这种间接隧道电流对电场强度的强烈依赖关系, 测量了样品在不同反偏条件 (对应于不同的电场强度) 下的动态存储时间 (如图 7 所示)。图 7 中的实线为理论计算结果, 电场强度采用耗尽区近似算得。不难证实, 在较低温度区域, 少子暗电流在较强电场强度时, 的确随着电场强度的增大而呈现指数规律增大, 与理论计算的间接隧道电流的特征一致。而在电场较弱时, 少子暗电流则仍为耗尽区的产生-复合电流, 即图 7 中电场强度 $E < 1 \times 10^4\text{V/cm}$ 的部分。

对于 $x = 0.30$ 的 n 型样品也有类似的实验结果。

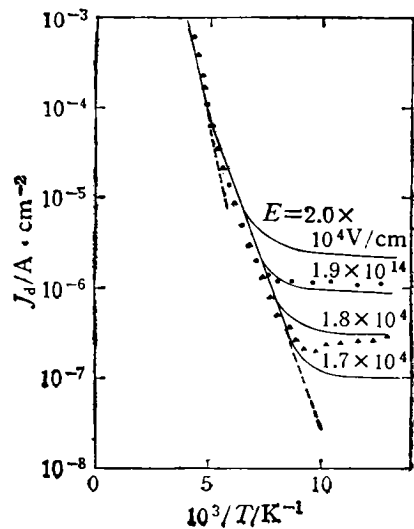


图 6 不同电场强度 E 条件下, $x = 0.31$ 的 n 型碲镉汞 MIS 器件少子暗电流 J_d 和倒温度 $10^3/T$ 关系的理论计算曲线 图中还比较了从动态存储时间测量得到的少子暗电流的实验结果; ● 为 $E = 1.86 \times 10^4\text{V/cm}$; ▲ 为 $E = 1.75 \times 10^4\text{V/cm}$

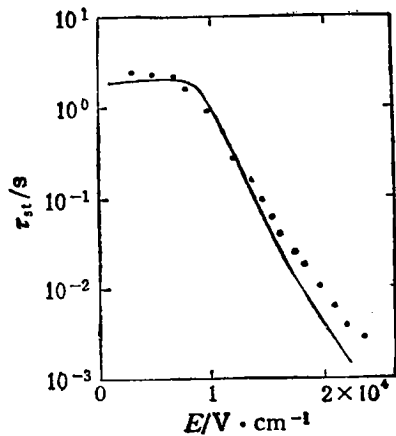


图 7 测量 $x = 0.31$ 的 n 型样品在 80 K 温度下动态存储时间 τ_d 随不同电场强度 E 变化的实验数据

值得说明的是, 在采用 (4) 式计算间接隧道几率时, 由于涉及的参数较多, 因此估算间接隧道电流大小的数量级以及相对于温度和电场的变化趋势特征才是重要的。

4 结 论

对于 $x \sim 0.3$ 的 n 型碲镉汞 MIS 器件, 动态存储时间的测量可以有效地估算少子暗电流的大小和分析器件的暗电流机理。同时, 动态存储时间的大小也是反映 MIS 器件电学性能的重要参数。在其工作温度附近 ($\sim 77\text{K}$), 通过禁带态辅助的间接隧道电流 (电子从价带经热激发到达禁带态, 再经隧道过程进入导带而形成的间接隧道电流) 限制了动态存储时间的大小。而在较高温区则表现为耗尽区的产生-复合电流和来自体内的少子

热扩散电流为主要的暗电流机理。间接隧道电流强烈地依赖于电场强度、禁带宽度等参数,而与温度的关系较弱。要提高碲镉汞 MIS 器件的动态工作性能,降低禁带态(深能级)密度是关键因素。

- [1] I.B. Bhat, *J.Cryst. Growth*, **117** (1992), 1.
- [2] P.H. Zimmermann, M.R. Spignese, K. Machhoff and J. Schirripa, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A8** (1990), 1182.
- [3] 黄河, 薄膜科学与技术, **6**(1993), 8.
- [4] J.D. Beck, M.A. Kinch, E.J. Esposito and R.A. Chapman, *J. Vac. Sci. Technol.*, **21**(1982), 172.
- [5] M.A. Kinch, *J. Vac. Sci. Technol.*, **21**(1982), 215.
- [6] E.H. Nicollian and J.R. Brews, *MOS Physics and Technology*, Wiley, New York (1982), p.235.
- [7] J.L. Moll, *Physics of Semiconductors*, McGraw-Hill, New York (1964), p. 252.
- [8] W.W. Anderson and H.J. Haffman, *J.Appl. Phys.*, **52**(1982), 9130.
- [9] V.A. Cotton, J.A. Wilson and C.E. Jones, *J.Appl. Phys.*, **58**(1985), 2208.
- [10] R. Dornhaus and G. Nimtz, *Narrow Gap Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin (1983), p.119.

DYNAMIC STORAGE TIME MEASUREMENTS OF N-TYPE Hg_{1-x}Cd_xTe METAL-INSULATOR- SEMICONDUCTOR DEVICES

HUANG HE

(Department of Applied Physics, Hunan University, Changsha 410082)

TANG DING-YUAN TONG FEI-MING ZHENG GUO-ZHEN

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica, Shanghai 200083)

(Received 19 August 1993)

ABSTRACT

Dynamic storage time has been measured for $x = 0.31$ n-type Hg_{1-x}Cd_xTe metal-insulator-semiconductor (MIS) devices over temperature range of 68 to 250K. The theoretical calculations have been made in analysing the mechanisms of dark currents. The results point out that the indirect tunnel current, which involves a thermal transition of an electron from the valence band to a band-gap state followed by tunneling into the conduction band, is the main dark current source, especially in low-temperature (about 77K) high-field regime and will dominate the electrical properties of the MIS devices.

PACC: 8160, 7340