

新型硅基异质结和量子阱红外探测器

龚大卫 张翔九 盛 麓 王 迅

(复旦大学应用表面物理国家重点实验室, 上海 200433)

介绍了近年来新发展起来的几种硅基远红外探测器件, 其中包括硅化物/ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 肖特基势垒型探测器、锗硅异质结内光电发射型探测器、锗硅/硅多量子阱型探测器和 δ 掺杂阱型探测器, 并就这些器件的工作原理及影响其响应率、截止波长和工作温度的因素分别进行了讨论和比较。

工作在 $3\sim 5\mu\text{m}$ 和 $8\sim 12\mu\text{m}$ 波长这两个大气窗口的红外探测器是红外凝视式成像系统的核心部件, 它在航空、航天、遥感、气象、医疗、工业检测及科学研究等方面都有着广泛的应用。在海湾战争中, 这种器件在精确制导和夜视等方面发挥了很重要的作用。因此, 它作为高新技术在国内外已受到极大的重视。

制造红外探测器的半导体材料种类很多。目前, 实用器件多数是采用 HgCdTe (MCT) 做成的。但 MCT 的进一步发展受到了很大限制, 主要是在大面积阵列方面遇到困难。一方面, MCT 材料的均匀性不够理想, 很难保证在一个大的阵列中各像素元具有相同的特性; 另一方面, MCT 探测器很难同用硅制造的读出电路实现单片集成。

近年来, 人们开始寻找很多种 MCT 以外的红外探测器体系, 其中比较成功的是以 $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ 体系为代表的量子阱红外探测器和以 PtSi/Si 为代表的硅化物/硅肖特基红外探测器。

PtSi/Si 肖特基势垒型红外探测器(SBD)所采用的完全是硅集成工艺, 因而它在大面积的均匀性、集成度和与硅 CCD 读出电路的结合方面占有优势。1991年, 日本三菱公司推出了商品化的 $512\times 512\text{PtSi}/\text{Si}$ SBD 列阵, 用其组成的红外凝视式成像系统每台售价高达十余万美元。最近, 有关于研制成功 $1024\times 1024\text{SBD}$ 面阵的报道。但是, 由于 PtSi/Si 肖特基势垒

的高度不够低, 它所对应的响应截止波长约为 $6\mu\text{m}$, 工作波长只适合于 $3\sim 5\mu\text{m}$, 尚不能用于 $8\sim 12\mu\text{m}$ 的长波长区域, 而后者是红外探测中更为重要的窗口。

近一二年来, 随着各种硅和硅锗薄膜材料外延生长技术的发展, 人们设计和研制出了各种新型硅基红外探测器件, 如 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ 异质界面势垒型 (HIP) 探测器, 硅化物/ GeSi 肖特基势垒型探测器 (SBD), $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 多量子阱型 (MQW) 探测器, δ 掺杂阱型探测器。这些器件的一个共同优点是, 它们具有和 SBD 型探测器一样的长处(即大面积均匀性, 与硅集成工艺相容, 易于和 CCD 读出电路结合), 而量子效率可望比 SBD 高, 响应截止波长可以调节。尽管这方面的研究才刚起步, 但前景是良好的。

下面对上述几种硅红外探测器的工作原理、发展水平及存在问题等作一综合介绍。

一、硅化物/ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 肖特基势垒型探测器 (SBD)

硅化物/ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ SBD 的原理与硅化物/ Si SBD 一样, 都是利用硅化物与半导体的金半接触势垒。红外光子在硅化物中被吸收, 其能量激发空穴, 这些受激发的空穴具有较大动能, 称为光生空穴。当光生空穴运动到硅化物/ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 界面处时, 若其垂直于界面方向的

动能大于势垒高度,就可以越过势垒,即穿过界面进入硅锗合金层。这样,硅锗一侧就会带正电,而硅化物一侧因失去空穴带负电,从而形成光生伏特效应,其光伏强度与入射红外线强度成正比,因而可利用它来探测红外光。

$\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金本身能隙比 Si 窄,根据 Schottky-Mott 模型,硅化物/p- $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 肖特基势垒高度就比硅化物/p-Si 肖特基的小,对应探测器截止响应波长较长,即

$$\lambda_c = hc/\phi_{SB}, \quad (1)$$

其中 ϕ_{SB} 是肖特基的势垒高度, λ_c 为截止响应波长。

实现硅化物/ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ SBD 的主要困难是金属如 Pt 与锗硅合金反应时会引起锗的偏析,由此产生界面缺陷使费米能级钉扎在禁带中央,造成肖特基势垒升高,截止波长变短。一种解决方法是在 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金层上生长一层牺牲硅层,精确控制溅射的金属厚度及反应温度与时间,可使金属正好与牺牲层硅完全反应而不与锗硅合金反应。有关器件的能带如图 1 所示。

采用这一结构,已使 $\text{Pd}_2\text{Si}/\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 的 $6.6\mu\text{m}$ ($x = 0.35$) 和 $\text{PtSi}/\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 的 λ_c 达 $8.3\mu\text{m}$ ($x = 0.15$)^[1]。

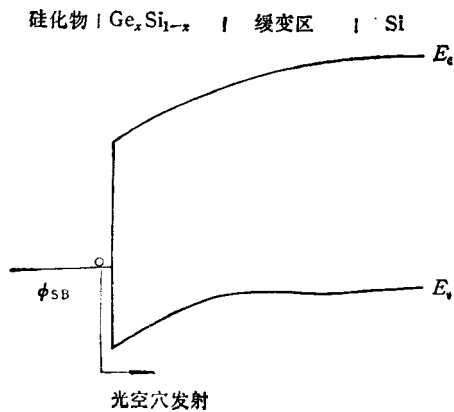


图 1 PtSi/ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 能带示意图

硅化物/ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ SBD 虽然将截止响应波长延长,但其量子效率偏低的问题仍然没有从根本上得到解决。和所有硅化物器件一样,其红外吸收区是金属性的,从费米能级到带顶之

间,空穴可占据态的能量范围很宽,达数个电子伏特量级。红外光子被吸收后,相当部分是将远离费米面的空穴激发出来。这些空穴虽然受激发,但能量仍低于势垒高度,因而不可能越过界面对光伏产生贡献。这种无效激发大大降低了有效的吸收,影响了量子效率。

二、 $p^+-\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 异质结内光电发射型探测器 (HIP)

这种探测器是由美国加州理工学院喷气推进实验室的 Lin 和 Maserjian^[2] 首先提出并实现的,其基本原理与硅化物/Si SBD 是类似的,只是用极高掺杂的 $p^+-\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金层代替了硅化物,势垒由 $p^+-\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 异质结构成,这也是一种光伏型器件。

$\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ HIP 器件的优点之一是其截止波长可调,即 $\lambda_c = hc/\phi_{HB}$, (2) 这里 ϕ_{HB} 是异质结的势垒高度,由器件的结构参数决定。调节 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金组分 x 及合金层中的掺杂浓度 N 等参数,就可以改变器件的响应截止波长。目前,用 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ HIP 器件已实现的最长截止响应波长已达 $16\mu\text{m}$ ^[3]。此外, $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ HIP 器件的光电响应曲线较平坦,量子效率比 SBD 高。这是由于在高掺杂的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金中,空穴激发前都集中在价带顶到费米能级之间,对于 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 这类半导体材料来讲,当掺杂为 $10^{20}/\text{cm}^3$ 时,费米能级进入价带的深度只有 $0.1\sim 0.2\text{eV}$ 左右,从而大大减少了无效激发,在长波响应方面可以有更高的量子效率。

$\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ HIP 器件的主要参数是势垒高度 ϕ_{HB} ,由 HIP 器件能带图可以看出,

$$\phi_{HB} = \Delta E_v - E_F + E_{mb}, \quad (3)$$

其中 ΔE_v 为 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金层与 Si 衬底间的价带偏移值,它与组分 x 和合金层的应变情况有关^[4]; E_F 是高掺杂时合金层中费米能级进入价带的深度; E_{mb} 是由于高掺杂引起的锗硅材料能隙的多体效应修正,高掺杂使半导体材料的带隙变窄,所以 E_{mb} 为正值。

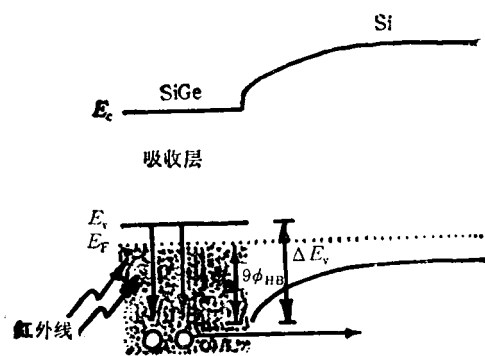


图2 p⁺-Ge_xSi_{1-x}/Si HIP 器件能带图

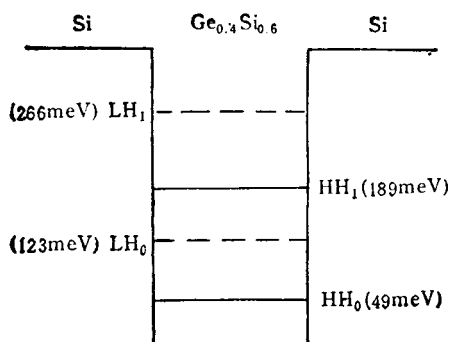


图3 Si/Ge_{0.4}Si_{0.6}/Si 量子阱能带图

(其中 HH₀, HH₁ 分别表示重空穴基态和第一激发态, LH₀, LH₁ 分别表示轻空穴基态和第一激发态)

在实际器件中,截止响应波长过长,会使 ϕ_{HB} 过小,带来大的反向暗电流密度为

$$j = A^* T^2 e^{-q\phi_{HB}/kT}, \quad (4)$$

其中 j 是暗电流密度, A^* 为理查德常数。

合金层的掺杂浓度影响红外线在层中的吸收系数,通常要求 P 型掺杂浓度高于 $10^{20}/\text{cm}^3$ 。由于技术的发展,目前理想的掺杂剂是单质硼,掺杂浓度可达 $5 \times 10^{20}/\text{cm}^3$, $10\mu\text{m}$ 处吸收系数达 10^5cm^{-1} 。

由于锗硅是失配体系,合金层中有应变,厚度超过临界厚度时应力释放,造成界面缺陷,破坏器件性能。另外,厚度太厚,远离异质结界面处产生的光生空穴由于各种散射机制而损失能量,也只有很小几率能越过界面。实际上,人们倾向于用较薄的合金层,使其厚度略小于临界厚度,至于吸收的增加,则希望通过光腔结构来实现。

HIP 器件最大的优点是其与 PtSi/Si 阵列技术的兼容性非常好,甚至可直接利用其版图,因而可方便地集成红外 CCD 面阵。1991 年,麻省理工学院的 Tsaur^[3] 等人研制成功 400×400 单元的 Ge_xSi_{1-x}/Si HIP 红外焦平面阵列,并在 53K 低温条件下获得了人面部的红外像。

三、GeSi/Si 多量子阱型 (MQW) 探测器

利用 GeSi/Si 空穴多量子阱可制成 GeSi/Si MQW 探测器。

P 型 Ge_xSi_{1-x} 体合金价带本身就是由轻、重空穴和自旋轨道分裂三个带组成,这种结构使得 P 型掺杂的多量子阱中的红外吸收机制十分复杂,并且其行为也与电子阱中不同。图 3 是 Si/Ge_{0.4}Si_{0.6}/Si 多量子阱的能带图。由于轻、重空穴的有效质量不同,因此在阱中轻、重空穴带经量子化后成为两套子能带。为简单起见,图中未画自旋轨道分裂带的子带,也没有考虑应变可能引起的轻、重空穴子带的反转。在这样一个量子阱中,典型的吸收有三类:

(1) 同一价带的不同子带间的跃迁,如重空穴基态到重空穴第一激发态的跃迁, HH₀ → HH₁。

这种跃迁与 GaAs/GaAlAs 电子阱中的跃迁是类似的。一般认为,只有当入射光具有平行于量子阱生长方向的极化分量时才能激发这种跃迁,其吸收系数为

$$\alpha = \rho_v N_T \frac{e^2 h}{4c\epsilon_0 n_t m^*} f \frac{\cos^2 \theta}{\sin \theta} \cos^2 \phi, \quad (5)$$

其中 f 是跃迁的振子强度, n_t 为折射率, m^* 是 (100) 方向的有效质量, ρ_v 是阱中二维空穴气的密度, N_T 是量子阱个数, θ 是入射角, ϕ 为入射电矢量的极化角。

Wang^[5] 等人的实验发现,当阱中锗的合金组分较低时,对应于 $8.1\mu\text{m}$ 有一吸收峰,此峰强度与极化角的关系满足(5)式,因而认为此峰对应于 HH₀ → HH₁ 的跃迁吸收。

但是,也有人从理论上作过计算,认为P型阱中空穴包络函数的非正交性使得沿垂直于量子阱生长方向的极化矢量也可以激发此类跃迁。People和Bean^[6]等人曾试图将他们垂直入射光电流谱中对应于10.9 μm 的峰归入此类跃迁,但详细的证据目前还没有给出。

(2) 不同价带的子带间的跃迁,如 $\text{HH}_0 \rightarrow \text{LH}_0$, $\text{HH}_0 \rightarrow$ 连续态。这类跃迁对应的光跃迁矩阵元可写为

$$M \simeq \langle U_i | \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{p} | U_f \rangle \langle F_{i_s} | F_{f_s} \rangle, \quad (6)$$

其中 U_i 和 U_f 是初态和终态的Bloch函数, F_{i_s} 和 F_{f_s} 是初态与终态包络函数的类s态分量, $\hat{\epsilon}$ 是光子的极化矢量, \mathbf{p} 为空穴动量,假设生长方向为z方向。

当不考虑价带与导带的相互作用时,在 Γ 点三个价带的对称性均为类P型,因而垂直光照下跃迁矩阵元为0,跃迁不能发生。但当价带与导带存在较强耦合时,类P型的轻空穴或自旋轨道分裂带可与类s型的导带相互作用形成混合态,使垂直光照时矩阵元不为0。

值得一提的是,当初态空穴只占据重空穴基态时,跃迁矩阵元正比于 $\langle U_c^0 | \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{p} | U_{\text{HH}} \rangle$, U_{HH} 只有(x,y)分量。此时,光垂直于量子阱生长面入射,吸收最强。这一关系,与第一类跃迁的入射角度依赖关系正好相反。

(3) 为了增加吸收,阱中往往有较高的掺杂量($\sim 10^{19}/\text{cm}^3$),这时伴随有自由载流子吸收

上述三种吸收机制只是最典型的三种。若考虑到 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金阱中的应变及价带的非抛物性,则详细的跃迁机构要复杂得多。尽管这样,我们仍不难看出, $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 价带型MQW探测器具有能探测垂直入射红外线的 ability。在制造大面阵时,可不用刻耦合光栅,因而是一种有竞争力的探测器。

多种类型的可允许跃迁给P型 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ MQW器件带来的另一个优点是其光谱响应宽,这更利于对黑体辐射源的探测。

最先报道研制成P型 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ MQW器件的是美国加州大学洛杉矶分校的Wang^[7]

等人。他们的材料结构是50个周期的 $\text{Ge}_{0.15}\text{Si}_{0.85}/\text{Si}$ 多量子阱,阱宽为30 \AA ,垒宽为500 \AA ,阱中掺杂浓度为 $10^{19}/\text{cm}^3$ 。制成器件后光谱响应峰值在8 μm 附近,并随入射光的偏振方向改变而有所移动。器件可工作在77K,在8 μm 处响应率峰值达0.6A/W。不过由于阱中掺杂较高,对红外的吸收峰部分可归于子带吸收外,相当部分是自由载流子吸收,因此有些类似于多层结构的HIP内光电器件。

以后,贝尔实验室的People和Bean^[6]等人采用了10个周期的 $\text{Ge}_{0.25}\text{Si}_{0.75}/\text{Si}$ 构成的多量子阱材料,其中阱宽为40 \AA ,垒宽为300 \AA ,阱中掺杂浓度只有 $4 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 。为增加吸收,在测材料吸收谱时采用了波导结构。吸收谱显示这一结构中的自由载流子的吸收是很弱的,对红外吸收起主要贡献的是子带间的跃迁。在垂直光照条件下,他们观察到了两个吸收峰,峰值波长分别为10.9 μm 和8.3 μm ,分别对应于 $\text{HH}_0 \rightarrow \text{HH}_1$ 和 $\text{HH}_0 \rightarrow \text{SO}_0$ (自旋轨道耦合基态)的跃迁。利用台面工艺将上述材料制成器件后,得到在10.8 μm 处的 $D_r^* \sim 3.3 \times 10^2 \text{cm}^2 \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。

比较 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ HIP器件与 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ MQW器件,前者工艺简单且为光伏型,面阵集成及运用都较方便。但为了增加吸收,需在合金层中进行极高浓度的掺杂,故对合金层晶体质量不利。另外,这种内光电型器件工作温度较低,原因在于费米能级进入价带太深,导致热发射电流增大,这也是其他类型SBD探测器的一个通病。 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ MQW器件中子带间跃迁形成共振吸收,还有利于提高光电流与漏电流的比值,从而提高工作温度,但相应地其每层阱结构的吸收系数也小。为增加吸收,往往要生长50—100个周期,此时的吸收系数仅 $10^3/\text{cm}$ 量级。另外,MQW的响应光谱窄。就单元特性来看, $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ MQW在工作温度和响应率方面比HIP好,但面阵工艺较复杂,迄今尚未见有关报道。

四、 δ 型掺杂多量子阱型远红外探测器

所谓 δ 型掺杂,是指在同质外延硅时,在外延层中加入一层具有极高面密度的薄掺杂层,从掺杂空间分布上看类似于一个 δ 函数。在 δ 型掺杂附近,掺杂的不均匀性导致的内建势会在材料中形成一个对载流子具有束缚作用的

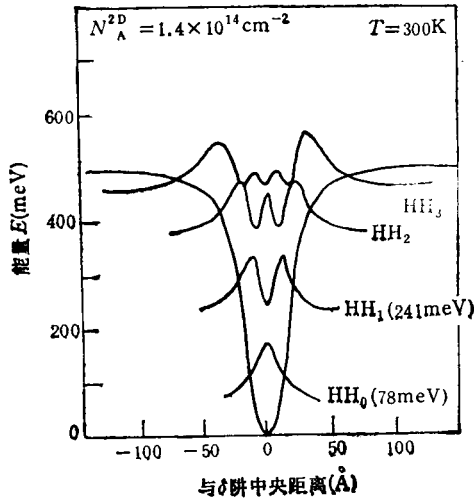


图4 δ 阱中重空穴的能带图及各子带波函数形状 (HH₀, HH₁,...分别表示重空穴的基态和第一激发态……)

阱,如图4所示。与普通量子阱一样,陷于 δ 阱中的载流子也占据分裂的子能带,并有类似的电学和光学特性。因此, δ 型掺杂多量子阱结构也可用来制作红外探测器。

由于 δ 型掺杂是同质外延结构,在外延中不会引入应变,因而取消了临界厚度的限制,同时外延层晶体质量也有保证,并且热稳定性也好。

用10个周期的高掺硼P型 δ 阱材料结合波导结构,Wang^[6]等人观察到了阱中子能带间的空穴跃迁所对应的红外吸收峰,与普通量子阱材料相似,通过研究吸收峰强度与入射光偏振方向的依赖关系,证实了发生的跃迁是同一价带不同子带间的跃迁,如图5所示。对于3.4 μ m波长吸收峰测得的吸收强度达1.05,吸收峰半高宽为174meV,比起通常的GaAs/GaAlAs MQW (~15meV)大了一个量级,

吸收峰宽度的增加,增加了积分吸收强度,这对于热辐射源的探测是有利的。

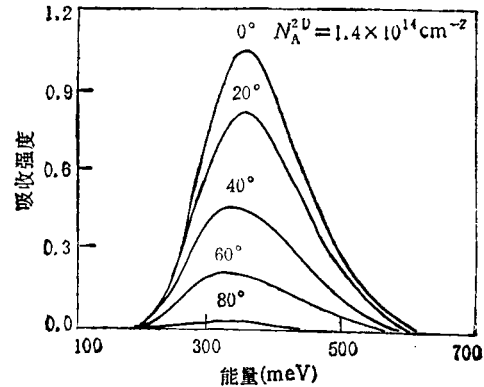


图5 P型 δ 阱中的红外吸收谱 (图中各条曲线对应不同的入射光偏振角)

最近,Liu^[9]等人报道他们已用P型 δ 掺杂的材料制成了远红外探测器。不过他们的 δ 阱较宽,因而不是利用 δ 阱内的子带跃迁,而是靠 δ 阱中高浓度空穴的自由载流子吸收。器件截止响应波长据称达20 μ m,峰值在10 μ m处,峰值响应率为1.5A/W,但其工作温度非常低(15K),因而暂时还没有应用价值。

多种硅基肖特结、异质结和量子阱红外探测器的研究进展,为实现8~12 μ m焦平面阵列提供了新的选择性,其前途是十分乐观的。其中用HIP制造大规模焦平面阵列获得成功,是最鼓舞人心的一个例子。

- [1] X. Xiao et al., *IEEE. IEDM*, (1992), 125.
- [2] T. L. Lin and J. Maserjian, *Appl. Phys. Lett.*, **57**(1990), 1422.
- [3] B. Y. Tsaur, C. K. Chen, S. A. Marino, *IEEE, EDL* **12**(1991),293.
- [4] H. C. Liu et al., *J. Appl. Phys.*, **71** (1992), 2039.
- [5] R. P. G. Karunasiri et al., *Appl. Phys. Lett.*, **57**(1990), 2585.
- [6] R. People et al., *Appl. Phys. Lett.*, **61**(1992), 1122.
- [7] J. S. Park et al., *Appl. Phys. Lett.*, **60**(1992), 103.
- [8] J. S. Park et al., *Appl. Phys. Lett.*, **58**(1991), 1683.
- [9] H. C. Lin et al., *Appl. Phys. Lett.*, **60**(1992), 3298.