

文章编号: 1672-8785(2013)10-0001-06

多色量子阱红外探测器的发展(上)

王忆锋 谈 骥

(昆明物理研究所, 云南昆明 650223)

摘 要: 军用红外探测器需要使用工作在各种红外波段的大规格、高均匀性多色焦平面阵列器件。满足这些要求的一个候选者就是量子阱红外(光电)探测器(Quantum Well Infrared Photodetector, QWIP)。作为新一代红外探测器, QWIP 基于极薄半导体异质结构中的载流子束缚效应。GaAs/AlGaAs/QWIP 的主要优点包括标准的 III-V 族衬底材料和技术、良好的热稳定性、大面积、低研发成本以及抗辐射性。QWIP 的另一个重要优点是具有带隙工程能力。可以通过调节量子阱宽度和势垒组分设计出满足特殊要求(例如多色焦平面阵列应用)的器件结构。介绍了对 QWIP 探测物理机制的理解以及近年来多色 QWIP 技术的发展状况。

关键词: 量子阱; 多色; 红外探测器; 焦平面阵列

中图分类号: TN362 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2013.10.001

Development of Multicolor Quantum Well Infrared Photodetectors (I)

WANG Yi-feng, TAN Ji

(Kunming Institute of Physics, Kunming 650223, China)

Abstract: Military infrared detectors need large format, highly uniform and multicolor focal plane arrays operating in various infrared regions. A candidate which can meet this need is the Quantum Well Infrared Photodetectors(QWIP). As a new generation of infrared detectors, the QWIPs are based on the carrier confinement in ultrathin semiconductor heterostructures. The main advantages of GaAs/AlGaAs/QWIPs include standard III-V substrate material and technology, excellent thermal stability, uniformity, large area, low development cost and radiation hardness. Another important advantage of QWIPs is their band-gap engineering ability. By adjusting quantum well width and barrier composition, the device structure which meets the special requirements in multicolor focal plane array applications can be designed. The understanding of the physics of QWIP detection and the development status of multicolor QWIP technology in recent years are presented.

Key words: quantum well; multicolor; infrared detector; focal plane array

0 引言

第三代军用红外技术正向着高清化^[1]和多色探测^[2]等方向发展。QWIP 基于化学性

质稳定的 III-V 族宽禁带半导体材料, 其中以 GaAs/Al_xGa_{1-x}As (x 为低原子序数元素 Al 的组分) 居多^[3]。由于采用了较为成熟的 III-V 族半导体技术, QWIP 具有均匀性高以及较易制备

收稿日期: 2013-09-16

作者简介: 王忆锋(1963-), 男, 湖南零陵人, 工学士, 高级工程师, 主要从事器件仿真研究。

E-mail: wangyifeng63@sina.com

大规模焦平面阵列等优点;另外,其光谱响应带宽窄,特别适于制备多色焦平面阵列。本文从相关的基本概念出发,介绍了多色 QWIP 的发展状况。

1 关于光电探测的概念性描述

红外波段大致可以分为短波红外 (SWIR, $1 \sim 2.5 \mu\text{m}$)、中波红外 (MWIR, $3 \sim 5 \mu\text{m}$)、长波红外 (LWIR, $8 \sim 14 \mu\text{m}$) 和甚长波红外 (VLWIR, $>14 \mu\text{m}$) 等 [2]。两种不同波段的组合称为双波段 [4-5], 例如 SWIR/LWIR、MWIR/LWIR 和 LWIR/VLWIR; 同一波段内的两个子波段的组合称为双色 [4], 例如 MWIR/MWIR 和 LWIR/LWIR 等。英文文献中类似的术语还有 two channels (双通道) 和 bispectral (双光谱) 等, 这些术语有时会相互代用 [4-5]。本文将这些波段的器件统称为单色、双色或多色器件。

光电探测是一个物理过程, 首先要有一个光子 (作为原始信号) 过来。其次要有一个独立于光子而存在的电子, 同时该电子还要有一定的活性, 容易被激励; 原子最外层的价电子 [6] 满足这一要求。光子与电子的互动主要是指光子与价电子 (以下简称为电子) 之间的相互作用。如果光子能通过某种机制让电子动起来, 那么就可以形成电流; 当电流大到一定程度时即可被检测到, 从而间接地实现对光子的探测。

根据黑体辐射理论, 光子分布在 $0 \sim \infty$ 的波长范围内, 只是在不同波长范围内光子的数量有所不同罢了。红外波段内的光子称为红外光子。这里为了简化, 将其假定成目标光子。目标光子所形成的电流称为光电流。如果没有目

标光子而仍然检测到电流, 那么这种电流就是暗电流。实际器件的读出信号是光电流与暗电流之和。设计器件时需要在光电流与暗电流两者之间取得平衡 [7]。

光子能量 E_p 与波长 λ 之间存在以下关系:

$$E_p = \frac{hc}{\lambda} \quad (1)$$

式中, h ($=6.625 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$) 为普朗克常数; c ($=2.998 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) 为真空中的光速。将式 (1) 中各参数的量纲统一到 $\mu\text{m}/\text{eV}$, 则有

$$E_p = \frac{1.2398}{\lambda} (\text{eV}) \quad (2)$$

禁带是半导体理论中最重要的基本概念之一, 其形成过程可用图 1 来直观描述。设想电子在某种结构内均匀出现, 如图 1(a) 所示; 如果抽出其中一条或几条, 使得留下的空白条带区域内没有电子, 即成为禁止电子出现的条带, 这样的结构称为禁带; 而原来那些允许电子出现的区域称为允带。Kronig-Penney 模型 [6,8] 表明, 半导体的允带和禁带交替出现, 其禁带宽度由下而上逐渐变窄。一般所说的禁带是指位于最下方的、最宽的那一条禁带, 其宽度记为 E_g , 又称为带隙。以禁带为基点, 上面的允带称为导带, 下面的允带称为价带 [9]。

根据 E_g 的不同, 半导体材料可以分为宽禁带半导体材料和窄禁带半导体材料。若 $E_g < 2 \text{ eV}$, 则称为窄禁带半导体, 如碲镉汞 (MCT) 和 InSb 等; 若 $E_g > 2.0 \sim 6.0 \text{ eV}$, 则称为宽禁带半导体 [10]。另外一种定义是将 $E_g < 0.5 \text{ eV}$ 的半导体称为窄禁带半导体 [11]。

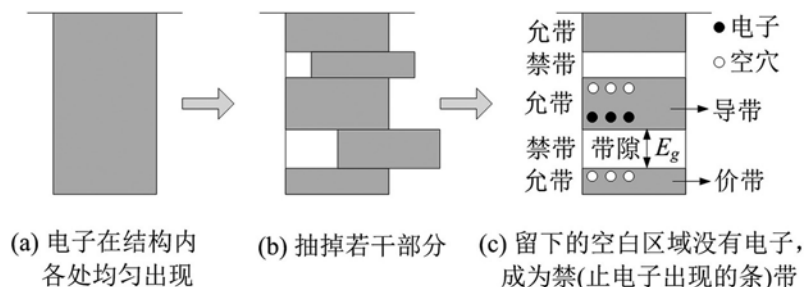


图 1 禁带形成过程的直观性描述

光电探测的基础是光电效应。在用光照射半导体时, 光子可能会被半导体吸收, 也可能穿透半导体 (如果半导体材料足够薄), 具体情况取决于 E_p 和 E_g 的相对大小:

(1) $E_p < E_g$, 光子不被吸收, 可透射而过, 半导体对光子表现为透明状^[6];

(2) $E_p \geq E_g$, 光子和电子发生碰撞所释放出的能量足以将该电子激发到导带, 使导带新增加一个电子, 同时在价带里留下一个空穴, 即形成一个电子-空穴对; 额外的能量作为电子或空穴的动能, 在半导体中以焦耳热 (电学中电流对电阻做功所产生的热量称为焦耳热) 的形式散失掉^[6]。若 E_p 过大于 E_0 , 多余的能量则会通过高能电子的热释放作用转换为点阵原子的振动动能, 使样品发热^[12]。

半导体的光谱响应基本上截止在

$$\lambda_c = \frac{1.24}{E_g} (\mu\text{m}) \quad (3)$$

式中, λ_c 为截止波长。对于 QWIP 来说, 由于材料性质、生长以及制备过程没有多少变化, 将 λ_c 扩展到 VLWIR 波段相对较为容易^[2]。

根据式 (3) 可以算出, $\lambda_c=12 \mu\text{m}$, $E_g=0.1033 \text{ eV}$; $\lambda_c=5 \mu\text{m}$, $E_g=0.2480 \text{ eV}$ 。比照有关定义可知, 窄禁带半导体几乎“天然地”适用于红外光子探测。而如果仅从字面上来理解, 宽禁带半导体肯定不能用于红外探测, 因为其禁带太宽, 红外光子的能量不足以把价带中的电子激发到导带; 即使价带里有很多电子^[6], 也是用不上的。换言之, 宽禁带半导体若要用于红外探测, 则必须另有一种机制。

2 从跳板效应看光子与电子的互动

或许可以用跳板效应来形象地理解光子与电子的互动过程:

(1) 设想有上、下两块跳板。下跳板上有一个电子, 当一个光子砸到下跳板上时, 电子被反弹跳起, 其弹跳高度取决于光子能量。

(2) 上跳板用于接收电子, 上、下跳板之间的高度差可决定所接收的是由哪一类波长的光子反弹过来的电子。

(3) 电子的存续时间是有限的。上跳板接住的电子在其湮灭之前如能流动起来, 就有机会变成电流而随后被读取出来。

(4) 如果只有一块上跳板, 那么接收到的只是一种波长的光子信号, 这就是单色探测; 如果在不同的高度上再增加一对上、下跳板, 则又可以接收另外一种波长的光子信号, 这就是双色探测, 如此等等。

用相关术语来表达, 这里的跳板就是能级, 两块跳板的间距就是两个能级之间的能量差; 弹跳的过程就是跃迁。最典型的能级差就是禁带之间的带隙 E_g , 这时价带顶是下跳板, 导带底是上跳板。由于禁带是空的, 既不能放电子, 也不能放空穴, 所以对于宽禁带半导体材料而言, 适合于探测红外光子的一对跳板 (即两个能级) 只能构造在导带或价带中。

3 关于量子阱

如图 2 所示, 简单地讲, 设想将导带分为 A、B、C 三段。将 B 段下拉一截, 其中的电子也相应地下移, 然后去掉 A 段和 C 段中的电子 (即所用半导体材料不掺杂), 则对于 B 中的电子而言, B 为“阱”, A 和 C 为“垒”。不同的半导体材料具有不同的势能或位势。由势能构成的阱和垒分别称为势阱和势垒。通常把势能分区均匀的位势称为方形位势。图 2(d) 所示为利用方形位势构造的电子势阱。势阱材料需要掺杂。掺杂原子的类型决定了起主要作用的载流子是导带电子还是价带空穴^[6]。在 n 型半导体中, 导带电子被称为多数载流子, 价带空穴被称为少数载流子; 在 p 型半导体中则相反^[13]。QWIP 是一种多数载流子器件^[14]。

作为一种概念上的示意性描述, 不妨再换一种角度来考虑。图 2(a) 所示结构中有 6 个电子, 而图 2(c) 所示结构中只有 2 个电子。假设接收到同样数量的光子, 例如 6 个, 而且光子与电子的激励关系一一对应, 即一个光子产生一个电子电荷, 则图 2(c) 所示结构的转换效率只有图 2(a) 的 1/3。这种因为结构差异而导致电子数量不同的情况, 是 QWIP 量子效率小于本征半导体 (例如 MCT) 量子效率的重要原因之一。

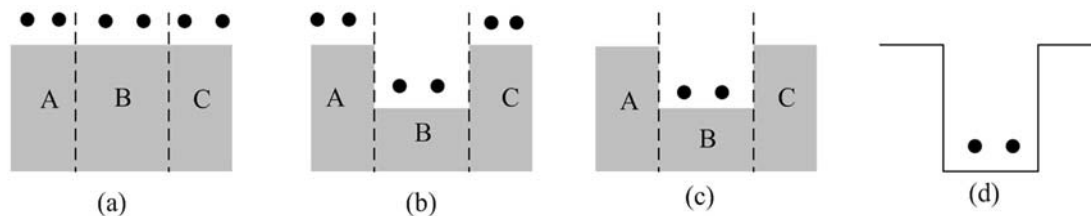


图 2 (a) 将导带分为 A、B、C 三段; (b) 将 B 段下拉一截距离; (c) 去掉 A、C 段中的电子, 则对于 B 中的电子而言, B 为“阱”, A 和 C 为“垒”; (d) 电子势阱

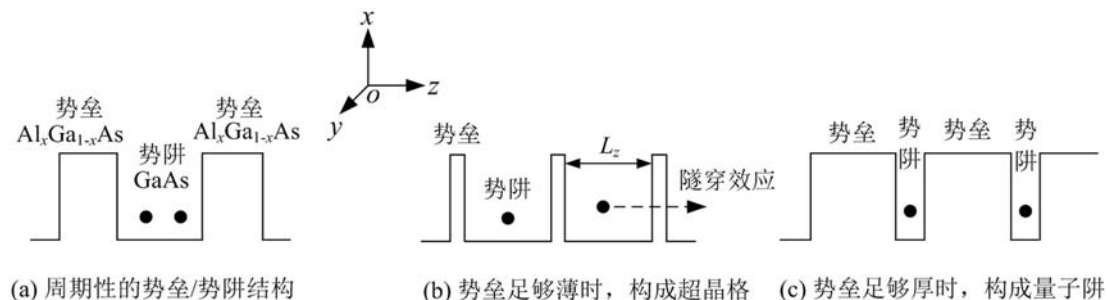


图 3 改变势垒 / 势阱尺寸, 构成不同的量子结构

若能使势垒 / 势阱重复出现, 则可构成一种周期性结构, 如图 3(a) 所示。当势阱宽度 L_z 小到与激子的玻尔半径相近时^[15], 势阱中的电子能量呈现离散化或量子化, 电子运动受到约束。由于量子化和势阱尺寸有关, 故称之为量子尺寸效应^[16], 相应的结构称为量子结构。当势垒厚度足够薄时, 势阱中的粒子可能会隧穿进入相邻势阱, 这种结构称为超晶格, 如图 3(b) 所示。隧穿因子可以利用转移矩阵法来计算^[17-18]。当势垒厚度足够厚时, 势阱中的粒子不能隧穿进入相邻势阱, 这样的结构称为量子阱, 如图 3(c) 所示。利用分子束外延 (Molecular Beam Epitaxy, MBE) 等先进材料生长技术可以构造出像教科书里描述的那样的一种方形量子阱; 类似地, 也可以为价带中的空穴构造一个方形势阱, 其宽度与电子势阱一样, 只是阱深较浅^[2]。如果连续重复多个量子阱, 则可获得多量子阱 (Multiple Quantum Wells, MQW) 结构。一般而言, QWIP 是生长在半绝缘衬底 (例如 GaAs 或 InP^[19]) 上包括 20 ~ 50 个周期的 MQW 结构。

对于最常用的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /QWIP 来说, GaAs 为势阱区, GaAs 层的厚度

决定了势阱的宽度。利用 MBE 技术可将层厚控制在一个分子层的几分之一^[2], 从而使得 GaAs 势阱层的宽度可以得到精确控制。 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 为势垒区, 其高度的改变可以通过调节 Al 的组分值 x 来实现 (势阱不能做到足以探测较短波长辐射所需要的深度^[2], 这或许是很少有文献报道 SWIR/QWIP 的原因。如果 QWIP 要用于 SWIR 波段, 必须使用直接带隙方法^[20])。

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 是一种由 AlAs 和 GaAs 构成的混晶半导体。当组分 $x > 0.22$ 时, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 将会出现一种与施主杂质有关的深能级缺陷, 称为 DX 中心^[21]; 当 $x < 0.22$ 时, 施主杂质起着浅能级杂质的作用。基于 GaAs/AlGaAs 体系制备 MWIR/QWIP 时, 因为要采用较高的 Al 组分, 所以在生长中会引入较多的 DX 中心, 使外延材料的质量下降, 从而影响器件性能^[22]。另一方面, 非 Al 基的 III-V 族材料也有某些独特的优点, 例如表面复合速度较低、工艺要求较低以及没有 DX 中心等。为了利用这些性质, 人们开始在其他材料体系上生长 QWIP, 例如 InGaP/GaAs、GaInAsP/InP 以及 GaInAsP/GaAs 等。表 1 列出了非 Al 基材料和 Al 基材料的对比情况^[2]。

表 1 非 Al 基和 Al 基半导体材料的比较

非 Al 基材料	Al 基材料
· 没有氧化, 导致较高的器件可靠性	· 器件制备需要钝化 (文献 [20] 称 QWIP 不需要钝化)
· 器件处理工艺简单	· 较高的材料生长温度, 导致互扩散问题
· 较低的材料生长温度	· 器件可靠性较差
· 避免了与 Al 相关的 DX 中心	
· 具有与 Si 基器件单片集成生长的潜力	

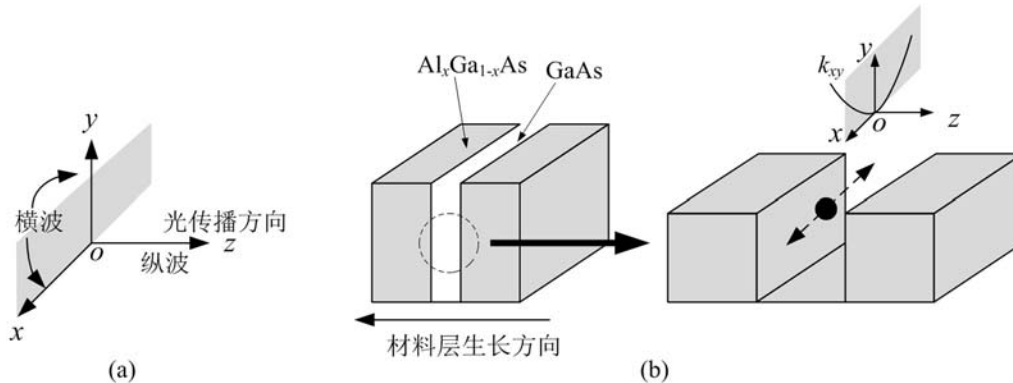


图 4 当光子沿 z 方向传输时, 光子的电场分量所在的平面与量子阱量子效应所在方向垂直, 光子与电子不能发生相互作用、形成激励

4 量子阱中束缚电子的运动方向

束缚在量子阱中的电子会形成一个二维电子气体系^[23]。所谓的二维电子气, 一般是指在两个方向上可以自由运动, 而在第三个方向上运动受到限制的电子群^[16]。当势垒足够厚时, 不同量子阱中的电子气之间的相互作用可以忽略不计。对于势垒厚度为 50 nm、电子间距为 12.6 nm 的典型 QWIP 结构, 这种假设大体上是成立的^[23]。

在图 3 所示的三维直角坐标系中, 电子只在 z 方向上受到势阱宽度 L_z 的限制, 而在 xoy 平面内可以自由运动^[16]; 换言之, 当量子化出现在 z 方向上时, 在 x 方向和 y 方向上是没有量子化的, 即在 x 方向和 y 方向上的量子效应为零, 这一点可以用一个向量 $\mathbf{A} = [0 \ 0 \ 1]$ 来形象地表示。此外, 假设 z 方向就是构成 QWIP 的半导体材料层的生长方向, 如图 4 所示。

从波动光学的观点来看, 光是一种频率极高的电磁波。而电磁波本身是横波, 其电场分量与磁场分量彼此正交。于是当光子沿 z 方向传输

时, 只在 x 、 y 方向上有电场分量^[24], 而在 z 方向上的电场分量为零, 这一性质可以形象地用向量记为 $\mathbf{B} = [1 \ 1 \ 0]$ 。利用 MATLAB 中的点积命令 `dot()` 可以看到 $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = 0$ (根据向量分析理论^[25], 如果 $\mathbf{A}$ 和 $\mathbf{B}$ 不是零向量且 $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = 0$, 则向量 $\mathbf{A}$ 与向量 $\mathbf{B}$ 垂直), 这一结果所指向的物理意义是光子与电子不能耦合。换言之, 量子阱不能吸收垂直入射的光子。这里只是一个简单的形象性描述, 较为深入的解释需要引入偶极子矩阵元^[26]等概念。但是, 两个向量的点积仍然是其中的重要一环。

5 关于 QWIP 的光耦合机制

一方面, 量子阱不能吸收垂直入射的光子; 另一方面, 垂直入射又是最为常用的一种探测器使用方式^[2,23]。因此, 一般需要用某种光耦合机制将垂直入射的光子旋转到合适的朝向。具体的方法包括边缘耦合、衍射光栅、随机散射反射镜、微透镜^[27]以及共轭结构^[28-29]等。所谓的共轭结构是指使用整体内部反射机制将垂直入射的光子耦合到探测器中的结构^[28]。使用

较大的共轭结构, 可以获得 35% 以上的量子效率; 在共轭腔内引入法布里-珀罗谐振, 可将量子效率提高到 50% 以上^[29]。

对于单元 QWIP, 可以在衬底边缘处磨抛出一个 45° 的斜面来实现光耦合^[2], 此时光子从侧面进入并耦合到光敏面上, 如图 5 所示^[22,30-31]; 由于受入射面尺寸的限制, 这种方法只适用于单元或像元数较少的线列器件^[30]。多元器件则需使用其他耦合方法^[27,32]。文献 [33] 介绍了一种基于惠更斯原理和基尔霍夫定律的光栅结构优化方法。

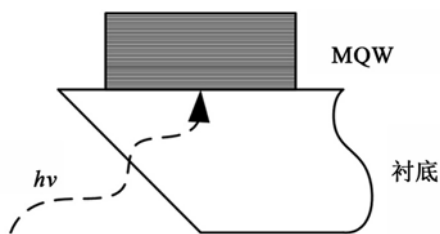


图 5 在衬底边缘处磨抛出一个 45° 斜面来实现光耦合

QWIP 的量子效率通常低于 10%, 而使用二维光栅后的量子效率可提高到 20% 左右^[2]。但是对于某些应用来说, 量子效率低反而成了 QWIP 一个可资利用的优点。这一特点使得 QWIP 可用于对起飞阶段的导弹进行探测、跟踪甚至成像, 而不会出现饱和。美国陆军研究实验室用 MWIR/LWIR/QWIP 焦平面阵列对起飞过程中的导弹进行了跟踪。结果表明, 在浓烈的尾焰中, 它仍可对弹体进行成像。这一点对于需要瞄准导弹弹体的反导导弹来说是重要的^[34]。

光耦合机制通常会使得 QWIP 焦平面阵列的制备过程变得复杂化, 而且还限制了像元尺寸。文献 [35] 提出了一种改进的 n 型 QWIP 法向吸收亚单层 QWIP 结构。其主要思路是, 通过在量子阱中插入一个具有较大晶格失配的亚单层材料来调节或修正波函数, 从而使得垂直入射吸收成为可能。对于双色 QWIP, 同时实现 LWIR/MWIR 的有效入射耦合是一个难题。若采用结构参数各自最优的光栅分别耦合相应的不同波段, 则会影响焦平面阵列成像的空间分辨率, 而且其工艺难度较大。

6 关于波函数的叠加

根据德布罗意假说, 包括光子和电子在内的所有粒子在运动中既会表现出粒子的行为, 也会表现出波动的行为, 后者可以用波函数来描述。不同的波具有不同的频率, 波的运动服从叠加原理^[36]。

QWIP 主要利用波函数叠加所产生的结果。作为一个概念性描述, 不妨先从图 6 中看一下振幅相同的一系列波函数叠加后会产生什么样的结果。其中的曲线是用 MATLAB 画出的余弦函数, 其振幅相同, 频率和初位相随机变化。图 6(c) 中包括 16 条余弦函数曲线。由此可见, 随着曲线的增多, 它们会逐渐形成一个条带。电子波函数当然并非如余弦函数这样简单 (只有当量子阱的底部很平坦时, 电子和空穴的基态子能级波函数才均为正弦函数^[37]), 但是振幅相同的波函数叠加后会形成条带这样一个结论同样也可以推广到电子波函数。

波函数在超晶格中隧穿叠加所形成的条带称为小带^[2,26]。波函数在量子阱中叠加所形成的条带称为子带^[2,26]。文献 [17-18] 利用转移矩阵法在一个自洽循环中计算出了初态和终态以及相应的波函数。

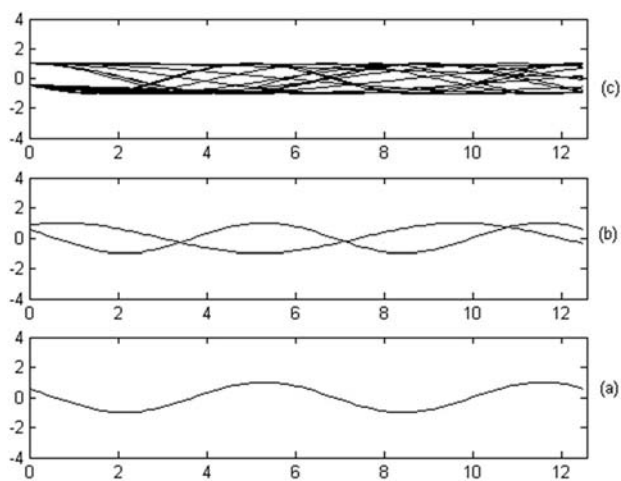


图 6 (a) 1 条余弦函数曲线; (b) 2 条余弦函数曲线; (c) 16 条余弦函数曲线

(下转第 15 页)

束连接形式,并选用线胀系数小、比刚度高的钛合金作为接头的制作材料。通过分析和制定粘接环节,选择环氧胶作为粘接剂,并设计了粘接工艺。最后通过静力学和动力学试验,验证了该接头的有效性。

参考文献

- [1] 陈世平,杨秉新,王怀义. 空间相机设计与试验 [M]. 北京:中国宇航出版社,2009.
- [2] 苗健宇,张立平,吴清文. 测绘相机光学镜筒设计,

加工及装配 [J]. 光学精密工程, 2008, 16(9): 1649-1653.

- [3] 李威,刘宏伟. 空间光学传感器中碳纤维复合材料精密支撑构件的结构稳定性 [J]. 光学精密工程, 2008, 16(11): 2174-2179.
- [4] 李志来,薛栋林,张学军. 长焦距大视场光学系统的光机结构设计 [J]. 光学精密工程, 2008, 16(12): 2486-2490.
- [5] 李广宇. 环氧胶黏剂与应用技术 [M]. 北京:化学工业出版社,2007.
- [6] 程时远. 胶黏剂 (第二版) [M]. 北京:化学工业出版社,2008.

(上接第 6 页)

7 量子阱尺寸的改变对波函数的挤出效应

对方势阱中的电子求解薛定谔方程,可得到的相应能量本征值为^[36]

$$E(k) = \frac{k^2 \hbar^2}{8mL_z^2} \quad (4)$$

式中, k 为实数,也可将其视为量子数^[36]; L_z 为势阱宽度; m 为电子质量。当 $k = 0$ 时,态函数恒等于零,所以最低能态是 $k = 1$ 时的能态^[38],称为基态;其他的能态称为激发态,并且按顺序称为第一激发态、第二激发态、……,等等。理论上讲,在 70 K 下,通过将第一激发态置于量子阱顶部,可以将暗电流减至原来的 1/6^[2]。如果能态出现在势阱外的概率为零,则称为束缚态^[36]。如果从实数 k 可取偶数,也可取奇数的角度来看,束缚态又可分为偶态和奇态^[38]。基态始终是偶态,其次是奇态,……,等等,如图 7 所示(该图是用 MATLAB 和 Visio 绘图软件画出的示意图,而并非实际的波函数图)。一维周期性量子阱的束缚态能级可以通过 Kronig-Penney 模型来计算^[2,8]。

在图 7 中,当量子阱的深度 h 逐渐变小时,最高束缚态 E_4 所对应的波函数就要被挤出量子阱,接着是次高束缚态 E_3 所对应的波函数被挤出量子阱,……,等等^[38]。类似地,如果不是让

量子阱深度 h 变小,而是让其宽度 a 逐渐变窄,这样也可以使较高束缚态所对应的波函数被相继排挤出量子阱。由于具有相同能级的束缚态可能不止一个,根据对图 6 所作的描述,这些束缚态所对应的波函数或可重叠形成子带。不妨将这一过程称为量子阱尺寸改变对波函数的挤出效应。如果以势垒顶部为参照点,挤出效应实际上就是量子阱中束缚态所在的位置不断抬高的过程。当高到一定程度时,量子阱中的电子就有可能摆脱束缚而变成自由电子。QWIP 利用的正是这一点。

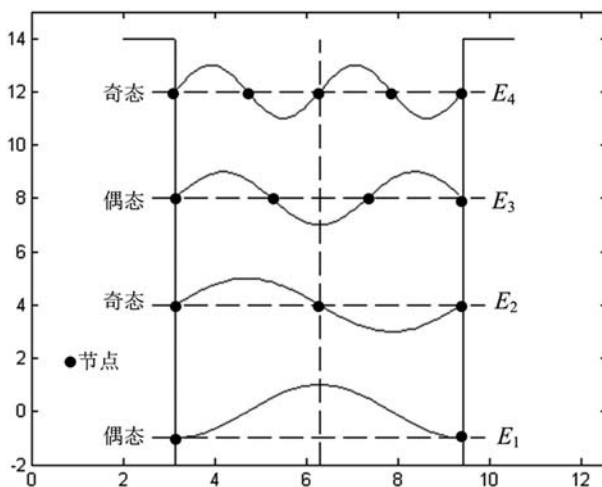


图 7 量子阱中的束缚态和波函数。注意到每一个较高的能态都比前一个能态多一个节点(振幅为零时所在的位置称为节点)

(未完待续)

文章编号: 1672-8785(2013)11-0018-07

多色量子阱红外探测器的发展(下)

王忆锋 谈 骥

(昆明物理研究所, 云南昆明 650223)

摘 要: 军用红外探测器需要使用工作在各种红外波段的大规格、高均匀性多色焦平面阵列器件。满足这些要求的一个候选者就是量子阱红外(光电)探测器(Quantum Well Infrared Photodetector, QWIP)。作为新一代红外探测器, QWIP 基于极薄半导体异质结构中的载流子束缚效应。GaAs/AlGaAs/QWIP 的主要优点包括标准的 III-V 族衬底材料和技术、良好的热稳定性、大面积、低研发成本以及抗辐射性。QWIP 的另一个重要优点是具有带隙工程能力。可以通过调节量子阱宽度和势垒组分设计出满足特殊要求(例如多色焦平面阵列应用)的器件结构。介绍了对 QWIP 探测物理机制的理解以及近年来多色 QWIP 技术的发展状况。

关键词: 量子阱; 多色; 红外探测器; 焦平面阵列

中图分类号: TN362 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2013.11.004

Development of Multicolor Quantum Well Infrared Photodetectors (II)

WANG Yi-feng, TAN Ji

(Kunming Institute of Physics, Kunming 650223, China)

Abstract: Military infrared detectors need large format, highly uniform and multicolor focal plane arrays operating in various infrared regions. A candidate which can meet this need is the Quantum Well Infrared Photodetectors(QWIP). As a new generation of infrared detectors, the QWIPs are based on the carrier confinement in ultrathin semiconductor heterostructures. The main advantages of GaAs/AlGaAs/QWIPs include standard III-V substrate material and technology, excellent thermal stability, uniformity, large area, low development cost and radiation hardness. Another important advantage of QWIPs is their band-gap engineering ability. By adjusting quantum well width and barrier composition, the device structure which meets the special requirements in multicolor focal plane array applications can be designed. The understanding of the physics of QWIP detection and the development status of multicolor QWIP technology in recent years are presented.

Key words: quantum well; multicolor; infrared detector; focal plane array

8 n 型 QWIP 和 p 型 QWIP 的比较

一般情况下, AlGaAs 势垒区不掺杂^[37], 掺杂主要是对 GaAs 势阱区进行的。量子阱可以

按照要求做成 n 型掺杂或 p 型掺杂。例如, 在 MBE 生长过程中用 n 型杂质 Si 对 GaAs 进行掺杂, 可以调控基态电子的数量; 用 p 型杂质 Be 对 GaAs 进行掺杂, 可以提供基态空穴并构成 p

收稿日期: 2013-09-16

作者简介: 王忆锋(1963-), 男, 湖南零陵人, 工学士, 高级工程师, 主要从事器件仿真研究。

E-mail: wangyifeng63@sina.com

型 QWIP。

p 型 QWIP 不会受垂直入射吸收问题的困扰。GaAs 价带中轻空穴和重空穴的强烈混合, 使得可以在垂直方向上实现空穴子带间吸收。p 型 QWIP 的垂直入射吸收特征允许制备光栅较少的焦平面阵列^[2]。p 型 QWIP 的另一个优点是, 它在较高的掺杂浓度下具有费米能级钉扎效应。这时, 量子阱中基态上方的费米能级几乎

独立于量子阱的掺杂浓度。因此, 人们有可能以较高的掺杂浓度对量子阱进行掺杂, 从而提高线性吸收系数和响应率, 同时又不会增加探测器的暗电流。但是, 另一方面, 非常重的空穴一旦被光子激出阱外, 由于其输运性质较差, 会导致 p 型 QWIP 在性能上逊于 n 型 QWIP, 故人们一般将研发重点放在电子导电的 n 型 QWIP 上。表 2 列出了两者的对比情况^[2]。

表 2 n 型 QWIP 和 p 型 QWIP 的比较

	优 点	缺 点
n 型	· 由于较高的电子迁移率和较低的有效质量, 故具有较高的响应率和探测率 · 探测范围为 SWIR ~ VLWIR	· 需要光耦合 · 使焦平面阵列工艺复杂化, 像元尺寸受到限制
p 型	· 垂直入射吸收 · 可实现光栅较少焦平面阵列 · 暗电流较低	· 响应率和探测率较低 · 用于 VLWIR 探测比较困难

9 量子阱中的束缚态

对于量子阱中的束缚态, 可根据其所在位置的不同来进行分类。除了基态以外, 势垒顶部附近稍受束缚的能态称为上能态^[2]; 与此相对应的还有下能态。当束缚态被挤出量子阱的顶部时, 由于已经高于势垒 (即波函数不再受到约束), 波函数必然会越过势垒顶扩散开去, 这种情况称为扩展态或连续态^[15]。连续态略高于势垒^[26]。

如果电子百分之百地穿透势垒, 即势垒对于电子完全是透明的, 这时就有所谓的谐振隧穿现象。随着量子阱内电子能量的量子化, 当电子的能量恰好等于量子化能级时, 则会有谐振隧穿现象发生, 此时所对应的状态称为准束缚态^[36]。

继续使用前面的跳板之喻。低温下, 基态中有一个电子驻留^[2]。入射光子可能会将基态电子弹到能态 A、能态 B 或能态 C, 这些能态相当于上跳板。如图 8(a) 所示, 被弹起来的电子被这些上跳板“接住”仍然不够, 它们只有离开量

子阱才可能形成电流。具体说来, 可能有以下几种情况:

(1) 由于能态 A 距量子阱顶部较远, 落在其上的基态电子既不能跳出, 也不能隧穿, 而只能湮灭消失。

(2) 能态 B 在势垒顶部下面一点的位置上, 属于上能态。如果把势垒上下变成一样宽, 那么基态电子仍然不能平行隧穿; 如果势垒顶部呈现出尖锐角的形状, 即相当于局部势垒变薄, 那么基态电子就可能会隧穿, 形成电流; 或者基态电子直接通过波动越过势垒顶, 形成电流。

(3) 由于能态 C 高于势垒顶部, 落在上面的基态电子会顺势而下, 形成电流。如同一个人以一定速度起跑后可以跳过一个陷阱一样, 贡献为电流的电子也有一定的初始运动速度, 可以漂过或跳过一段距离; 过了这段距离又将湮灭, 宛如再次掉入量子阱。因此, 可以在这段距离内再重复布置几个同样的量子阱来构成 MQW, 并让它们从高到低顺势排列, 如图 8(b) 所示。另外, 为了引出电流, 还需要在两端安置接触电极。

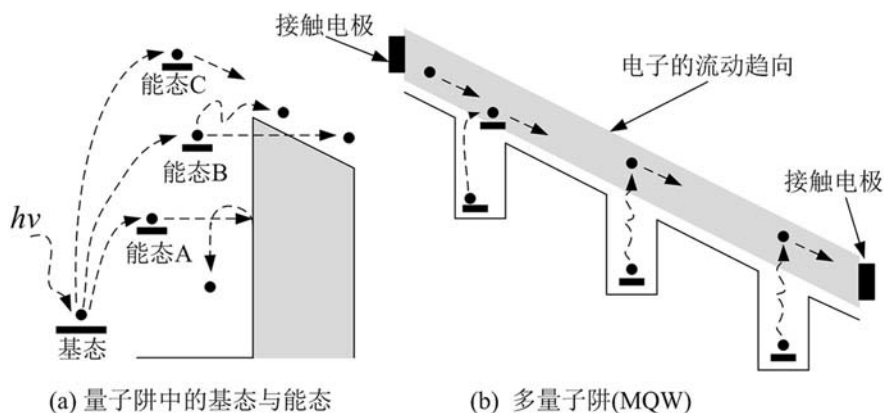


图 8 单量子阱与多量子阱

图 8(b) 中的灰色条带只是一种示意和虚拟, 并不是一种“物理实在”。可以想到, 如果该条带是一种能带, 那么它不仅有了物理意义, 而且还可以使发生在其中的电子输运具有较快的速度。利用超晶格构成势垒可以获得这种效果, 如图 9 所示。进一步地, 如果在势垒顶部下方的基态与第一激发态之间插入两个超晶格小带, 则可构成光伏型 QWIP [26]。

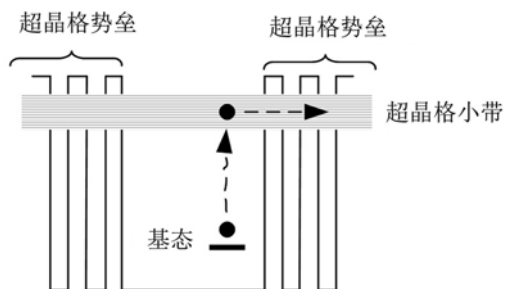


图 9 利用超晶格构成势垒, 可以实现基态→小带跃迁

初看起来, 上述提到的各种能态名目较多。但从本质上来讲, 它们均是束缚态, 只是所受束缚的程度有所不同。它们之间的组合可以衍生出各种不同的 QWIP 结构。

9.1 束缚态→束缚态 QWIP

事实上, 这是最简单的一种 QWIP。它使用两个能态: 一个是位于量子阱某一较深位置上的基态, 另一个则是位于量子阱顶部附近的第一激发态。光子将基态电子激发至第一激发态, 这一过程称为子带间 [39] 吸收。为此光子能量必须等于基态与第一激发态之间的能量差, 这可以通过选择合适的量子阱宽度和深度来实现 [2]。

另一方面, 若要获得较强的子带间吸收, 初态上必须有足够多的电子占据 [15]。子带间吸收的一个特点是载流子寿命较短。从机理上来讲, 较短的载流子寿命可使器件具有较快的工作速度, 但是这也会使得 QWIP 由于暗电流较高而不得不工作在较低的温度下 [20]。

对于束缚态→束缚态 QWIP 来说, 由于两个束缚态均在量子阱内, 激发出来的光生电子也在量子阱内, 因此还需要一种途径使光生电子逃离势阱。具体来说, 就是让光生电子隧穿势垒, 于是势垒层必须足够薄, 以确保实现隧穿; 但与此同时, 暗电流也将变得较大, 不利于获得较高的探测率, 这是束缚态→束缚态 QWIP 的主要缺点 [26]。

9.2 束缚态→连续态 QWIP

由于连续态处在高于势垒顶部的位置上, 光生电子只要进入连续态就已处在量子阱的外面, 不再需要隧穿势垒, 故 AlGaAs 势垒层可以做得较厚, 同时又不会影响光生电子的采集效率, 偏压也可以显著降低, 从而使暗电流减小。通过将势垒层的厚度增至 50 nm, 可以将暗电流中由基态隧穿产生的那一部分量值降低一个数量级 [2]。束缚态→连续态 QWIP 的响应率与偏压之间几乎呈线性关系, 而束缚态→束缚态 QWIP 的响应率-偏压特征是非线性的 [26]。

9.3 束缚态→准束缚态 QWIP

在束缚态→准束缚态 QWIP 中, 上部激发态的波函数与势垒顶部持平。因为势垒高度也会限定截止波长, 所以此类探测器具有尖锐的

截止特征。这种跃迁可使子带间吸收达到最大化, 同时依然保持优异的电子输运。

束缚态 $\rightarrow$ 准束缚态 QWIP 可以在保持光电流不变的同时降低暗电流^[2]。与束缚态 $\rightarrow$ 连续态 QWIP 相比, 束缚态 $\rightarrow$ 准束缚态 QWIP 的主要优点是提高了热电子(处于激发态的电子称为热电子)发射的能量势垒(该势垒是基态与量子阱顶部之间的距离)。对于束缚态 $\rightarrow$ 连续态 QWIP, 热电子发射的能量势垒要比光子吸收的势垒小几个 MeV(因为第一激发态处在量子阱顶部上方几个 MeV 的位置上); 而对于束缚态 $\rightarrow$ 准束缚态 QWIP, 这两个势垒是相等的。如果将两者用于探测相同的光子, 那么与束缚态 $\rightarrow$ 连续态 QWIP 相比, 束缚态 $\rightarrow$ 准束缚态 QWIP 的热电子发射的能量势垒要高出几个 MeV, 这一增量将可以显著降低其暗电流。

9.4 束缚态 $\rightarrow$ 小带 QWIP

用短周期超晶格势垒代替 AlGaAs 势垒, 可以构成束缚态 $\rightarrow$ 小带 QWIP。该结构融合了束缚态 $\rightarrow$ 束缚态 QWIP 和束缚态 $\rightarrow$ 连续态 QWIP 各自的优点^[26], 其中电子输运是基于束缚态 $\rightarrow$ 小带跃迁和超晶格隧穿的。与束缚态 $\rightarrow$ 连续态 QWIP 和束缚态 $\rightarrow$ 准束缚态 QWIP 相比, 束缚态 $\rightarrow$ 小带 QWIP 的阱宽要大很多, 故在初态与终态之间, 波函数有大量的重叠, 相互作用很强。将激发态与小带顶部平直, 可以获得峰值波长的蓝移; 将激发态与小带中央持平, 可以实现最大带宽。在调节探测波长和光谱带宽方面, 束缚态 $\rightarrow$ 小带 QWIP 提供了更多的灵活性。通过优化超晶格势垒的宽度以及量子阱的宽度和掺杂浓度, 可以获得噪声极低的高探测率器件。

10 关于多色 QWIP

多色 QWIP 实际上是上述能态跃迁方式的组合应用。例如, 可以通过选择适当的参数使得同时存在束缚态 $\rightarrow$ 束缚态以及束缚态 $\rightarrow$ 连续态之间的跃迁^[30]; 或者使量子阱具有两个能态^[40]; 或者使用两个量子阱, 每个量子阱中仅有一个基态^[41,26]。以上这些方法均可实现双色 QWIP。

AlGaAs/GaAs/QWIP 最常用的尺寸如下: 阱宽约为 4 nm, 垒宽大于 30 nm^[15]。文献[26]介绍了一种双模工作(光伏和光导)的双色 QWIP。其中, 量子阱和势垒的尺寸同时加大, GaAs 量子阱放宽到 11 nm, $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ 势垒放宽到 87.5 nm^[42]。放宽的结果是基态和第一激发态的数目大量增加, 相应地强化了基态 $\rightarrow$ 连续态和第一激发态 $\rightarrow$ 连续态之间的跃迁。这种工作模式还可在基于电压调节的束缚态 $\rightarrow$ 小带跃迁 InAlAs/InGaAs/QWIP 中实现^[43]。

文献[2]介绍了一种 VLWIR/LWIR/QWIP。其中 VLWIR/QWIP 的周期数为 30, GaAs 量子阱的宽度为 6 nm, AlGaAs 势垒的宽度为 50 nm; LWIR/QWIP 的周期数为 18, GaAs 量子阱的宽度为 4 nm(同时, 该量子阱的掺杂浓度有意提高了两倍, 以补偿量子阱数量的减少), AlGaAs 势垒的宽度为 50 nm; 两者之间用一个厚度为 0.5 μm 的重掺杂 GaAs 层隔开。因为该器件的暗电流是由 VLWIR 部分所主导的, 所以 VLWIR 波段使用束缚态 $\rightarrow$ 准束缚态 QWIP(峰值波长为 14.5 μm); LWIR 波段使用束缚态 $\rightarrow$ 连续态 QWIP(峰值波长为 8.5 μm)。通过仔细设计上能态位置、量子阱掺杂浓度以及每一个 MQW 的周期数, 可以独立调节每一个叠层组的总电流(= 暗电流 + 光电流)。

此外, 文献[2]还介绍了一个四色 QWIP 焦平面阵列。其中, 3 ~ 5 μm QWIP 的周期数为 15, 8.5 ~ 10 μm QWIP 的周期数为 25, 10 ~ 12 μm QWIP 的周期数为 25, 13 ~ 15.5 μm QWIP 的周期数为 30。多色 QWIP 之间用一个厚度为 0.2 ~ 0.8 μm 的重掺杂 GaAs 层隔开。鉴于该器件的暗电流由结构中波长最长的部分所主导, VLWIR 波段使用束缚态 $\rightarrow$ 准束缚态 QWIP(峰值波长为 14 μm); 其余三个则使用束缚态 $\rightarrow$ 连续态 QWIP, 因为它们的光电流和暗电流均小于 VLWIR/QWIP 的光电流和暗电流。文献[29]介绍了一种利用可调偏压结构实现多色 QWIP 焦平面阵列的方法。

文献[44]介绍了一种三色 QWIP。它将三组单色 QWIP 并联在一起, 各组之间用相对较厚

的材料层隔开(这些隔离层也可以用重掺杂导电层加以代替^[45])。该结构具有电压可调的多色响应。其中各组所用量子阱的数量相同,但是厚度不同,组分也不同。由于串联的每个单色 QWIP 的非线性直流电阻值不同,其电压分配是可控和可预测的。加在整个多叠层 MQW 上的偏压会根据它们的直流电阻值分布在各个单色 QWIP 上。当偏压从零开始增加时,大多数电压降出现在具有最大电阻的单色 QWIP 上。随着偏压的进一步增加,所增加的那部分电压降将会出现在具有次高电阻的单色 QWIP 上,如此等等。对于一个由 3 个叠层构成的三色 QWIP,每个叠层含有 32 个量子阱,各叠层中 GaAs 量子阱的宽度分别为 5.5 nm、6.1 nm 和 6.6 nm。 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 势垒组分分别为 0.26、0.22 和 0.19,势垒的厚度均为 46.8 nm。单色 QWIP 之间的隔离用厚度为 93.4 nm 的 GaAs 层(用 Si 掺杂到 $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)实现。在不同的偏压下,各个量子阱的峰值波长分别为 7 μm 、8.5 μm 和 9.8 μm 。

与 GaAs 基 QWIP 相比, InP 基 QWIP 的主要优点是可以用晶格匹配的 n 型器件来实现 3 ~ 5 μm /8 ~ 20 μm 的双色探测,这一点是 GaAs 基 QWIP 所做不到的^[2]。该器件的 MWIR/QWIP 周期数为 20, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 量子阱(n 型掺杂到 $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)的宽度为 3.5 nm, $\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{As}$ 势垒的宽度为 35 nm; LWIR/QWIP 的周期数为 20, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 量子阱(n 型掺杂到 $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)的宽度为 5.5 nm, InP 势垒的宽度为 50 nm; 台面结构采用干法刻蚀完成。

11 关于 QWIP 的暗电流

为了获得最佳性能,暗电流是 QWIP 必须解决的问题之一^[46]。从信号处理的角度来看,暗电流属于噪声,越小越好。QWIP 的暗电流可以分为以下四种情况:

(1) 基态电子穿过 AlGaAs 势垒,从一个量子阱隧穿到另一个量子阱。这一过程独立于温度。

(2) 在非常低的温度(<30 K)下,暗电流主要由顺序隧穿主导。

(3) 在中等温度范围内,暗电流主要由热辅助的隧穿产生。即一个基态电子被热激发后,在缺陷的辅助下隧穿通过势垒,或者在较高的偏压下隧穿通过势垒顶尖部位。上述三种暗电流在本质上都是由隧穿势垒所致,相应地,可以通过增加势垒厚度得到降低;但是势垒厚度有一个临界点,过了这一点,再增加势垒厚度将会降低光电流(通过光电子采集效率的降低)^[2]。

(4) 在较高的温度(>45 K)下,暗电流主要由热电子发射产生,即一定温度的电子发射越过有限高度的势垒。QWIP 的典型工作温度为 40 ~ 80 K^[2],另一方面,高工作温度是目前及今后 QWIP 研发工作的主要目标之一,这两点在客观上决定了实用的 QWIP 暗电流主要是热电子发射电流。由于热电子发射电流与光生电流的输运机制类似,故要在不损失光生电流的情况下来阻挡这种暗电流是困难的^[2]。热产生率依赖于量子阱中的电子数(即掺杂浓度)。增加电子数将会增加光电流,但不幸的是,这也将会增加暗电流。实际设计中有一个最优势垒厚度值和掺杂浓度值,它们可以使暗电流降至最小,同时又不会使光生电流损失过多。文献[7]指出,增加 QWIP 周期数可以显著降低暗电流。

先进的 QWIP 焦平面阵列和 MCT 焦平面阵列可提供相似的性能指标,因为它们均主要受读出电路的限制;另一方面,这些性能指标是以非常不同的积分时间实现的。LWIR/MCT 的积分时间非常短(典型地低于 300 μs),可以“冻住”一个含有快速运动目标(例如导弹)的场景;QWIP 要做到这一点,其积分时间则要比 MCT 多出 10 ~ 100 倍,典型地为 5 ~ 20 ms^[2],虽然其具有出色的均匀性、甚至更好的 NEDT。换言之,在同样的积分时间下, QWIP 的性能不可能优于 MCT 的性能。

如果积分时间放宽,例如观察运动速度较慢的目标(如坦克等), QWIP 则可替代 MCT。文献[47]报道, LWIR/QWIP 较大的暗电流占据了读出电路的大部分电荷存储容量。如果采用边凝视边扫描的模式,那么就要求一个像元的两个波段并行积分。相应地,每个像元都要有 3 ~ 4 个电容器,这样会降低最大可存储电荷量。按先凝

视后扫描的模式进行设计则可避免这种情况。 $384 \times 288 \times 2$ 器件的读出时间不大于 3.1 ms , 这一量值允许在 100 Hz 帧频、 $\text{NETD} < 25 \text{ mK}$ 的条件下获得 6.8 ms 的积分时间; 再配以 2×2 微扫描, 可以形成温度分辨率较高的全 CCIR 图像。而对于 RS170 格式, 在 120 Hz 帧频下利用 $384 \times 288 \times 2$ 子帧, 积分时间可达到 6.8 ms 。预计积分时间约为 11 ms 时会出现读出电路饱和, 也就是说, 场景温度较高时还具有足够大的动态范围。这一概念非常适合将双色 QWIP 应用于坦克瞄准具。

12 QWIP 的制备工艺与优化

用 MBE 等外延生长方法完成 QWIP 结构的制备后, 还要再经过一系列工序才能做出一个可用的探测器。其中的基本工序如下^[2]:

- (1) 清洁样品;
- (2) 用正光刻定义出像元大小和光耦合结构(如果需要的话);
- (3) 用干法^[48]或湿法工艺刻蚀经过曝光的半导体;
- (4) 用负光刻定义金属接触电极;
- (5) 对金属电极进行蒸镀;
- (6) 实施去除工艺及合金化;
- (7) 封装器件。

可以用吸收谱、相对光谱响应、黑体响应率、噪声电流以及暗电流等参数评价 QWIP 器件的性能。通常将封装好的 QWIP 器件放在液氮制冷机中进行测试。由吸收谱测量给出的吸收系数可用于计算室温 (300 K) 和低温 (77 K) 下的吸收量子效率^[2,49]。相对光谱响应测量可给出探测器的峰值吸收波长、截止波长以及光谱线宽等信息。吸收谱和相对光谱响应的测量可由傅里叶变换红外光谱仪完成。通过利用经过标定、工作在特定温度下的黑体源测量光电流, 可以准确确定响应率的绝对值。噪声电流测量可由一台快速傅里叶变换频谱分析仪完成。暗电流可以通过使用一台半导体参数分析仪, 并在制冷机内的 QWIP 附近放置一个暗屏来完成。若已知噪声电流和暗电流, 则总的量子效率、光

电导增益以及探测器的比探测率等参数即可根据有关公式算出^[2]。

关于串音有不同的表述, 有说法认为 QWIP 具有可观的光学串音效应^[26], 但较多的观点则认为 QWIP 的串音小。对于多色 QWIP 器件, 还应当测量或分析其光谱串音情况。

13 结束语

总体看来, 经过二十多年的发展, QWIP 已从实验(室)走向实用。单色 QWIP 已用于商品化整机, 多色 QWIP 也已用于一些演示系统。与其他光子探测器相比, QWIP 需要较低的工作温度, 其采购价格可能会受到使用成本明显增加的制约^[2]。为了改善 QWIP 的性能或者实现高的工作温度, 需要在保持光电流尽可能大的同时降低暗电流。

与 MCT 焦平面阵列相比, QWIP 焦平面阵列仍处在早期发展阶段^[2], 产业化经验较浅。人们主观上期望将 QWIP 作为 MCT 的低成本替代品^[47,50-51], 但从目前来看, “低成本”尚未完全实现。高性能制冷型器件的制备成本大体上可以分为等量的三项: 芯片(探测器/读出电路)、杜瓦以及集成与测试。此外, 用户还必须加上低温制冷机的成本。与上述三项相比, 这也是不可忽略的一部分。而且即使读出电路是免费的, 总的成本也只能降低 $15\% \sim 20\%$ ^[2]。这也是 QWIP 的成本没有明显低于同样复杂度的量子探测器的成本的原因, 虽然 GaAs 的成本要比 MCT 低得多。

参考文献

- [1] 王忆锋, 黄江平. 向高清化和数字化发展的红外成像系统[J]. 红外, 2013, 34(2): 1-9.
- [2] Henini M, Razeghi M. Handbook of Infrared Detection Technologies [M]. Oxford: Elsevier Science Ltd, 2002.
- [3] Tidrow M Z. MDA IR Sensor Technology Program and Applications [C]. SPIE, 2003, 5074: 39-43.
- [4] Munzberg M, Breiter R, Cabanski W, et al. Dual Color IR Detection Modules, Trends and Applications [C]. SPIE, 2007, 6542: 654207.
- [5] Robert R, Martin W, Joachim F, et al. Bispectral Thermal Imaging with Quantum Well Infrared Photodetectors and InAs/GaSb Type-II Superlattices [C]. SPIE, 2006, 6206: 62060Y.

- [6] Donald A N 著. 赵毅强, 姚素英, 解晓东, 等译. **半导体物理与器件 (第三版)** [M]. 北京: 电子工业出版社, 2005.
- [7] Smuk S, Gromov A, Alverbro J, et al. Optimisation of QWIP Detectors for Space Applications [C]. *SPIE*, 2005, **5978**: 59781B.
- [8] 王忆锋, 唐利斌. Kronig-Penney 能带模型的 MATLAB 分析与计算 [J]. **激光与红外**, 2010, **40**(7): 770-774.
- [9] Pierret R F 著. 黄如, 王漪, 王金延, 等译. 韩汝琦校. **半导体器件基础** [M]. 北京: 电子工业出版社, 2004.
- [10] 李耐和. 宽禁带半导体技术 [J]. **电子产品世界**, 2005, **9**: 88-90.
- [11] 褚君浩. **窄禁带半导体物理学** [M]. 北京: 科学出版社, 2005.
- [12] 陈治明, 王建农. **半导体器件的材料物理学基础** [M]. 北京: 科学出版社, 2003.
- [13] 孟庆巨, 刘海波, 孟庆辉. **半导体器件物理** [M]. 北京: 科学出版社, 2005.
- [14] Kinch M A. Fundamental Physics of Infrared Detector Materials [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2000, **29**(6): 809-817.
- [15] 朱静, 范守善, 李亚栋, 等. **纳米材料和器件** [M]. 北京: 清华大学出版社, 2003.
- [16] 虞丽生. **半导体异质结物理 (第二版)** [M]. 北京: 科学出版社, 2006.
- [17] Santos R A T, Alves F D P. QWIP Responsivity Prediction Using the Transfer Matrix Method [C]. *SPIE*, 2010, **7660**: 76603M.
- [18] Santos R A T, Alves F D P, Taranti C G R, et al. Quantum Well Infrared Photodetectors: Design Using the Transfer Matrix Method [C]. *SPIE*, 2009, **7298**: 72980B.
- [19] Fathimulla A M, Hier H, Aina L, et al. InP-based Multiwavelength QWIP Technology [C]. *SPIE*, 2004, **5406**: 589-599.
- [20] Tidrow M Z, Beck W A, Clark W W, et al. Device Physics and Focal Plane Array Application of QWIP and MCT [J]. *Opto-Electronics Review*, 1999, **7**(4): 283-296.
- [21] 叶良修. **半导体物理学 (第二版)** [M]. 北京: 高等教育出版社, 2007.
- [22] 李宏伟, 李卫, 黄绮, 等. 宽带 $3 \sim 5 \mu\text{m}$ 量子阱红外探测器的研制 [J]. **半导体学报**, 2000, **21**(12): 1220-1223.
- [23] Choi K K. The Physics of Quantum Well Infrared Photodetectors [M]. Singapore: World Scientific Publishing Co Pte Ltd, 1997.
- [24] 廖延彪. **偏振光学** [M]. 北京: 科学出版社, 2003.
- [25] Spiegel M R 著. 谢国瑞, 蒋司勋, 宣月华, 等译. **高等数学的理论和习题** [M]. 上海: 上海科学技术出版社, 1978.
- [26] Rogalski A. Infrared Photon Detectors [M]. Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 1995.
- [27] Pool F S, Wilson D W, Maker P D, et al. Fabrication and Performance of Diffractive Optics for Quantum Well Infrared Photodetectors [C]. *SPIE*, 1998, **3379**: 402-409.
- [28] Choi K K, Chen C J, Goldberg A C, et al. Performance of Corrugated Quantum Well Infrared Photodetectors [C]. *SPIE*, 1998, **3379**: 441-452.
- [29] Choi K K, Monroy C, Swaminathan V, et al. Optimization of Corrugated-QWIPs for Large Format, High-quantum-efficiency and Multicolor FPAs [C]. *SPIE*, 2006, **6206**: 62060B.
- [30] 陈正豪, 王玉堂. GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器的现状及展望 [J]. **光电子·激光**, 1993, **4**(4): 193-198.
- [31] 崔丽秋, 江德生, 张耀辉. GaAs/GaAlAs 量子阱双色红外探测器的光电性质的研究 [J]. **半导体学报**, 1997, **18**(8): 573-580.
- [32] Nishino H, Masalkar P J, Sakachi Y, et al. Sensitivity Enhancement of Quantum Well Infrared Photodetectors with a Pseudorandom Optical Coupler by Confinement of Internal Multireflection [C]. *SPIE*, 1999, **3698**: 574-583.
- [33] Fu Y, Willander M, Lu W, et al. Optimizing Electron-photon Coupling in Quantum Well Infrared Photodetectors [C]. *SPIE*, 1999, **3629**: 114-120.
- [34] Goldberg A, Choi K K, Jhabvala M, et al. Large Format and Multi-spectral QWIP Infrared Focal Plane Arrays [C]. *SPIE*, 2003, **5074**: 83-94.
- [35] Ting D Z Y, Bandara S V, Gunapala S D, et al. Wave Function Engineering for Normal Incidence Intersubband Infrared Detection [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2001, **42**(3/5): 205-210.
- [36] 井孝功. **量子力学** [M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业出版社, 2004.
- [37] 傅英, 陆卫. **半导体量子器件物理** [M]. 北京: 科学出版社, 2006.
- [38] 萨克森 D S 著. 苏耀中, 叶安祚译. **初等量子力学** [M]. 北京: 高等教育出版社, 1985.
- [39] Harrison P. Quantum Wells, Wires and Dots — Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures (Second Edition) [M]. London: John Wiley & Sons, Ltd, 2005.
- [40] Kock A, Gornik E, Abstreiter G, et al. Double Wavelength Selective GaAs/AlGaAs Infrared Detector [J]. *Applied Physics Letters*, 1992, **60**(16): 2011-2013.

- [41] Kheng K, Ramsteiner M, Schneider H, et al. Two-color GaAs/AlGaAs Quantum Well Infrared Detector with Voltage-tunable Spectral Sensitivity at 3 ~ 5 and 8 ~ 12 μm [J]. *Applied Physics Letters*, 1992, **61**(6): 666–668.
- [42] Wang Y H, Li S S, Ho P. Photovoltaic and Photoconductive Dual-mode Operation GaAs Quantum Well Infrared Photodetector for Two-band Detection [J]. *Applied Physics Letters*, 1993, **62**(1): 93–95.
- [43] Wang Y H, Li S S, Ho P. Voltage-tunable Dual-mode Operation in InAsAs/InGaAs Quantum Well Infrared Photodetector for Narrow and Broadband Detection at 10 μm [J]. *Applied Physics Letters*, 1993, **62**(6): 621–623.
- [44] Grave I, Shakouri A, Kuze N, et al. Voltage Controlled Tunable GaAs/AlGaAs Multistack Quantum Well Infrared Detector [J]. *Applied Physics Letters*, 1992, **60**(19): 2362–2364.
- [45] Liu H C. Recent Progress on GaAs Quantum Well Intersubband Infrared Photodetectors [J]. *Optical Engineering*, 1994, **33**(5): 1461–1467.
- [46] Singh A, Cardimona D A. Design Issues Relating to Low-temperature Dark Current in Quantum Well Infrared Photodetectors [C]. *SPIE*, 1997, **2999**: 46–54.
- [47] Cabanski W A, Breiter R, Mauk K H, et al. Broadband and Dual-color High-speed MCT MWIR Modules [C]. *SPIE*, 2002, **4721**: 174–183.
- [48] Pearton S J. Dry Etching Processes for Fabrication of QWIPs and Other Detector Structures [C]. *SPIE*, 1997, **2999**: 118–130.
- [49] Hasnain G, Levine B F, Bethea C G, et al. Measurement of Intersubband Absorption in Multiquantum Well Structures with Monolithically Integrated Photodetectors [J]. *Journal of Applied Physics*, 1990, **67**(9): 4361.
- [50] Runtz M, Perrier F, Ricard N, et al. QWIP Infrared Detector Production Line Results [C]. *SPIE*, 2012, **8353**: 835339.
- [51] Manissadjian A, Gohier D, Costard E, et al. Single Color and Dual Band QWIP Production Results [C]. *SPIE*, 2006, **6206**: 62060E.

新闻动态 News

美国诺斯罗普·格鲁曼公司通用红外对抗系统完成飞行安全测试

据 www.spacedaily.com 网站报道, 美国诺·格公司完成了通用红外对抗项目的硬件模型安全性能测试, 取得了一个里程碑式的重大进展。

诺·格公司的通用红外对抗系统是一种重量轻、成本低、可靠性高的激光对抗系统。它可以同各种旋转机翼、倾转机翼和小型固定机翼军用飞机的传统的和新兴的导弹预警系统配合使用。飞行安全测试在今年 8 月 14 日完成, 这证明该公司的通用红外对抗系统已经可以在应力飞行条件下使用。

测试是在极端的温度、极大的振动、极高或极湿的条件, 甚至在崩溃冲击或爆炸大气情况下进行的。

诺·格公司的相关负责人说, 该公司的通用红外对抗系统通过了每一项测试, 这足以表明该公司的通用红外对抗系统可用于飞行, 而且是安全的, 同时也证明了该通用红外对抗系统方案是成熟的。

飞行安全测试是在 7 月初步设计审查之后不久进行的, 当时诺·格公司给美国陆军提供了一种超出项目负担和电力需求的系统设计。在 2012 年签署通用红外对抗系统的技术研发合同之后, 诺·格公司在 2013 年 1 月份就完成了第一套设备的验收测试, 交付了一台完整的硬件设备, 比预定时间提前了 2 个月。



图 1 通用红外对抗系统的外形图

诺·格公司是定向红外对抗系统设计和制造行业的引领者。该公司的红外对抗系统已经被安装在 50 种不同机型的 800 多架飞机上, 其中包括大型或小型的固定翼、旋转翼和偏转翼飞机。

□ 张小华