

量子阱红外探测器*

徐士杰** 江德生

(半导体超晶格国家重点实验室, 北京912信箱, 北京, 100083)

摘要: 评述了半导体量子阱内子带间光跃迁的主要特性以及量子阱红外探测器的物理问题和器件结构特点, 介绍了国外在此领域研究的最新进展, 讨论了有关子带间跃迁和量子阱红外探测器研究的若干发展趋势。

关键词: 量子阱, 红外探测器, 砷化镓。

引言

80年代初, 只有少量工作从理论上探索量子阱子带间光跃迁及可能的应用。1985年 West 和 Eglash^[1]从实验上观察到在调制掺杂 GaAs/AlGaAs 量子阱中子带间跃迁所引起的强红外吸收。之后, Capasso 等人^[2]讨论了利用超晶格的顺序共振隧穿机制实现对红外辐射的探测。1987年贝尔实验室的 Levine 小组^[3,4]在 GaAs/AlAs 掺杂量子阱结构中观察到了波长为 $8.2\mu\text{m}$ 的强子带吸收, 并报道了 GaAs/AlGaAs 共振隧穿超晶格红外探测器, 探测波长为 $10.8\mu\text{m}$, 电流响应率为 0.52A/W 。由于量子阱红外探测器具有下列优点: 响应速度快、探测率与 HgCdTe 探测器相近、探测波长可以通过改变量子阱参数调谐, 而且利用 MBE 和 MOCVD 等先进生长工艺可生长出高质量大面积均匀多量子阱材料、容易做成大面积的探测器阵列, 所以 Levine 等人的工作引发了人们对量子阱红外探测器的兴趣。

1988年 Levine 等人^[5]制成新的束缚态到扩展态的跃迁机制的多量子阱探测器, 探测率高达 $1.0 \times 10^{10} \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$, 使量子阱红外探测器的性能跃上了一个新台阶。其结构是窄 GaAs 势阱层 ($\sim 40\text{\AA}$) 和宽 AlGaAs 势垒 (300\AA) 组成的多量子阱 (50 周期)。在如此窄的量子阱内仅存在一个电子束缚能级, 激发态能级已越过势垒顶而形成所谓扩展态。这个束缚能级上的电子在合适频率和偏振状态的红外辐射作用下会跃迁至扩展态。由于在低温下热离子辅助隧穿^[6,7]是形成这种量子阱探测器暗电流的主要因素, 因而增大势垒宽度可显著降低暗电流并提高探测率。1989年 Hasnain 等人^[8]首次采用在量子阱红外探测器的顶接触层刻光栅的办法, 将垂直入射光耦合到多量子阱产生吸收, 为实现二维阵列探测

本文 1992 年 4 月 10 日收到, 修改稿 1992 年 6 月 25 日收到。

*国家自然科学基金资助课题。

**西安交通大学电子工程系, 陕西, 西安, 710049。

器^[9]奠定了基础.

在这篇文章中, 我们主要讨论子带间光跃迁和量子阱红外光导探测器 (quantum well infrared photodetectors, 简写成 QWIP) 的物理问题和器件结构, 并介绍国外在这方面研究的最新进展.

1 子带间光跃迁

众所周知, 超晶格多量子阱结构中子能级的波函数可写成布洛赫波函数和包络波函数的乘积, 后者来源于沿量子阱生长方向 (z 方向) 的量子限制效应. 电子在导带内的子带间发生光跃迁时, 布洛赫波函数保持不变, 只是包络函数改变. 图 1 所示为导带量子阱内基态上的电子到第一激发态的光跃迁. 与传统的价带到导带的本征跃迁(带间跃迁)相比, 子带间跃迁(带内跃迁)有其独特的性质.

(1) 子带间光跃迁的跃迁矩阵元与传统的带间跃迁的跃迁矩阵元很不相同. 子带间跃迁的初、末态 ψ_c 和 ψ'_c 可分别写为 $e^{i\vec{k}_{\parallel}\vec{x}} \cdot \varphi_{cn} \cdot u_c(\vec{x})$ 和 $e^{i\vec{k}'_{\parallel}\vec{x}} \cdot \varphi_{cn'} \cdot u_c(\vec{x})$, 式中 \vec{k}_{\parallel} 是在量子阱平面方向的波矢, φ_{cn} 是在量子阱生长方向的包络函数 (第 n 个子带), $u_c(\vec{x})$ 是 $\vec{k}=0$ 的布洛赫函数. 子带间光跃迁的矩阵元可写为 $\langle \psi_f | \vec{V}_p | \psi_i \rangle = \langle u'_c \varphi_f | \vec{V}_p | u_c \varphi_i \rangle$, 式中 \vec{V}_p 为电磁场作用势, φ_i 和 φ_f 分别是初态和终态的包络函数 φ_{cn} 和 $\varphi_{cn'}$. 由于包络函数 φ_i 和 φ_f 在元胞范围是缓变函数, 所以 $\langle u'_c \varphi_f | \vec{V}_p | u_c \varphi_i \rangle \approx \langle u'_c | \vec{V}_p | u_c \rangle_{\text{元胞}} \langle \varphi_f | \varphi_i \rangle + \langle u'_c | u_c \rangle_{\text{元胞}} \langle \varphi_f | \vec{V}_p | \varphi_i \rangle$. 在上式中由于 φ_f 和 φ_i 正交, 以及 $\langle u'_c | \vec{V}_p | u_c \rangle_{\text{元胞}} = 0$, 所以第一项为零, 在第二项中 $\langle u'_c | u_c \rangle_{\text{元胞}} = 1$, 这样子带间跃迁矩阵元 $\langle \psi_f | \vec{V}_p | \psi_i \rangle \approx \langle \varphi_f | \vec{V}_p | \varphi_i \rangle$. 因此子带间跃迁也被称之为包络态之间的跃迁.

(2) 子带间光跃迁对入射光偏振状态具有很强的依赖性. 由于包络函数 φ 是 z 的函数 (z 是量子阱生长向), 从子带间跃迁的矩阵元可以看出, 只有电场具有 z 方向偏振分量的人射光才能使电子发生子带间跃迁. 因此, 沿 z 方向传播的红外辐射不能使电子发生子带间跃迁.

(3) 子带间光跃迁的频率分布具有窄带性. 电子在子带间跃迁过程中, 跃迁能量取决于两个子能级间的能量差, 基本不随 \vec{k}_{\parallel} 而变, 因此吸收光子能量集中在这个能量差附近, 而带间跃迁能量却随 \vec{k}_{\parallel} 增大而增大, 其变化是发散的, 如图 2 所示. 因而子带间跃迁引起的光吸收谱的半峰宽较窄 ($\Delta\lambda/\lambda < 10\%$), 即吸收具有较好的能量选择性.

(4) 子带间光跃迁不产生电子-空穴对. 激发光仅仅是将电子从导带中较低能级移到较高能级上. 要获得较强的子带间跃迁光吸收就要求初态上必须有足够多的电子占据.

以上我们扼要地讨论了子带间光跃迁 (如果没有特别说明, 都是指导带内电子子带间光跃迁) 的主要特性. 必须指出, 子带间跃迁的终态可以是量子阱内的束缚态, 也可以是能量高于势垒顶部的“扩展态”.

2 量子阱红外探测器

2.1 量子阱红外探测器的结构

目前 GaAs/AlGaAs 红外探测器最常用的结构为窄阱 ($\sim 40 \text{ \AA}$) 宽势垒 ($> 300 \text{ \AA}$) 的

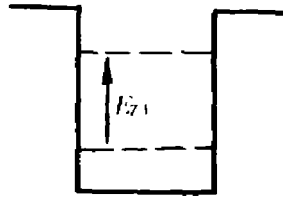


图 1 导带量子阱内基态电子到第一激发态的跃迁示意图

Fig. 1 Schematic diagram of intersubband transitions between the ground states and the first excited states of the conduction band in QWs

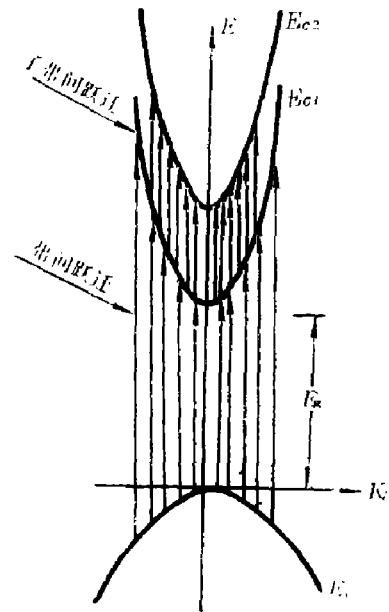


图 2 子带间跃迁和带间跃迁的 K 空间示意图
Fig. 2 The K-space diagram of intersubband and interband transitions for QWs

多量子阱结构, 如图 3 所示. 生长顺序依次是: 在半绝缘 GaAs 衬底上生长 $1\sim 2\mu\text{m}$ 的 AlAs 波导层, 再生长 $1\mu\text{m}$ 左右的 $\text{N}^+\text{-GaAs}$ 底接触层, 然后生长几十周期 (一般为 50 周期) 的阱内掺杂 (掺 $\text{Si}\sim 10^{18}\text{ cm}^{-3}$) 的多量子阱. 具体的阱宽和 Al 组份等参数可依据所要探测的峰值波长来设计. 最后生长约 $0.5\mu\text{m}$ 的 $\text{N}^+\text{-GaAs}$ 上接触层. 生长 AlAs 层的目的是用来反射在量子阱结构中传播的红外辐射, 以增强吸收. 重掺杂的 GaAs 底层和上接触层是为了做欧姆接触. 在电场作用下这种器件的能带结构如图 4 所示.

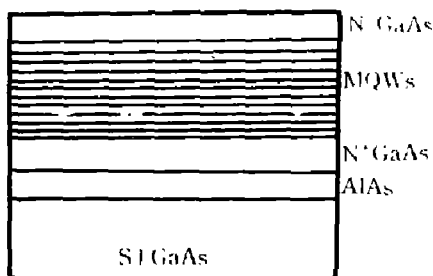


图 3 目前 GaAs/AlGaAs 红外探测器最常用的多量子阱结构
Fig. 3 The most commonly-used MQW layer structure of GaAs/AlGaAs IR photodetector

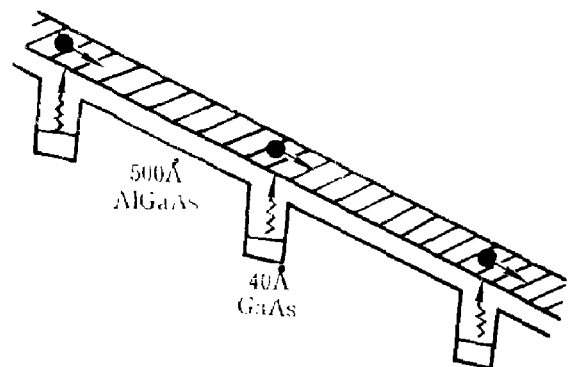


图 4 对应图 3 所示多量子阱结构在电场作用下的导带示意图
Fig. 4 The band diagram of the MQW layer structure shown in Fig. 3. An electric field is applied in the z-direction

当入射光电场具有量子阱生长方向的分量时,电子可发生从束缚态到扩展态的跃迁.跃迁到扩展态的光电子在纵向电场作用下漂移到集电极,形成光电流.由光电流随入射光强的变化可实现对红外辐射的探测.这种结构的量子阱红外探测器是一种光导型红外探测器.

2.2 吸收系数

子带间光跃迁引起的红外吸收是量子阱红外探测器的基本物理过程.从子带间光跃迁的性质我们已经知道,子带间光跃迁对入射光的偏振状态有着很强的依赖性,只有入射光电场具有量子阱生长方向分量时才发生吸收,因此影响光吸收的一个重要因素是光的偏振状态.

影响吸收系数的另一个因素是基态能级上的电子密度.如果要发生子带间跃迁,量子阱中基态上必须有足够数量的电子占据.一般是通过阱内掺杂,使费密能级高于基态能级,在热平衡条件下基态电子分布处于简并状态.量子阱中的二维电子气密度不但影响吸收系数的大小,而且影响吸收峰的能量位置^[10].

还有一个影响吸收系数和光谱峰线型的因素,那就是基态波函数和激发态波函数的交叠积分.已有研究^[11]发现,当量子阱内存在两个束缚能级时,随阱宽减小,激发态能级上升,同时振子强度增加,吸收增强,激发态能级接近于势垒顶时,发生强共振吸收;当阱宽进一步缩小,激发态能级越过势垒顶而形成扩展态之后,跃迁的性质发生改变,由束缚态到束缚态的跃迁机制变为束缚态到扩展态的跃迁机制,吸收强度有所下降.理论计算和实验结果还表明,即使激发态进入扩展态,吸收峰也只会会有较小的展宽(仅抬高高能尾,参见图5),原因是扩展态中能量较高的电子态越来越接近类自由电子态,其波函数与基态局域化的电子波函数的交叠急剧下降,因而,相应的光电导响应的光谱宽度也比较窄.

2.3 输运过程

我们知道,子带间光跃迁并不产生电子-空穴对,仅仅是将电子从低能级的基态提升到了较高能级的激发态.由于处于较高能级的光电子和基态电子沿量子阱生长方向的跃迁率有明显差别,而使量子阱的 z 方向(量子阱生长方向)电导发生改变.这种机制限制量子阱红外探测器是光导型探测器,因而需要有一定的偏置电压.处于激发态的光电子,一部分在纵向电场作用下沿量子阱生长方向漂移运动,这一部分光电子产生光电流;另一部分可能重新驰豫回量子阱基态能级,这一部分光电子对光电流没有贡献.

暗电流对于光导型红外探测器是一个突出的问题.一般认为量子阱红外探测器中暗电流有两种成份,一种是热离子发射电流,另一种是隧穿电流.对于窄阱宽势垒结构的量子阱红外探测器来说,在低温(77 K)下,产生暗电流的主要机制是热离子辅助隧穿

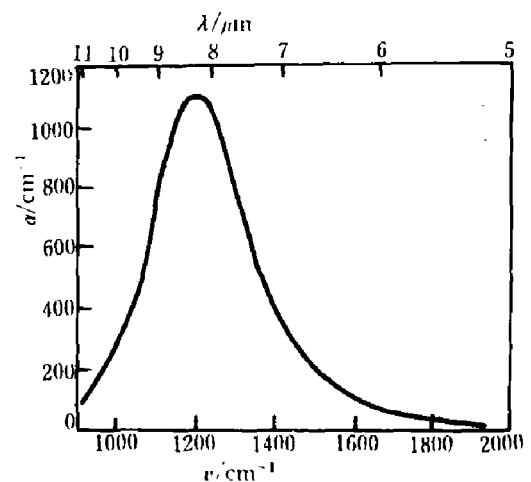


图5 40 Å阱宽 300 Å垒宽的 GaAs/AlGaAs 多量子阱结构的室温吸收谱
Fig. 5 The room temperature IR absorption spectrum of a GaAs/AlGaAs structure with well and barrier layer widths of 40 Å and 300 Å, respectively

(thermionic-assisted tunneling).

在如何提高光电流和暗电流比值的问题上, 人们正在依据提高光电子和基态电子传输比的学术思想来设计新结构. Yu^[12]等人采用了一种多量子阱和超晶格相结合的结构, 其能带结构如图 6 所示. 特点是在 GaAs 阱两侧用 GaAs/GaAlAs 短周期超晶格作为势垒. 选择量子阱和超晶格的物理参数使 GaAs 阱内有两个束缚态能级, 激发态能级与两侧的超晶格基态微带相衔接, 并成一个整体微带. 在 GaAs 阱内掺杂, 使基态 E_0 上有电子占据. 当合适的红外辐射照射时, GaAs 阱内基态能级上的电子被激发到微带上, 光电子在很低的电场作用下就可以通过微带相干输运. 通过选择较高的 Al 组份 ($x = 0.4$), 可使高度局域化和有大量电子布居的基态 E_0 处于由高势垒超晶格所围成的深阱内, 而且远离势垒上方的连续态, 因此可显著减小基态电子热发射出量子阱, 另一方面, 通过调整微带宽度可减小热激发载流子通过微带隧穿出阱. 因而采用这种多量子阱和超晶格相结合的结构可达到提高光电流和抑制暗电流的目的. 同时, 由于激发态仍主要局域在阱内, 所以可保持较大的激发态波函数和基态波函数的交叠, 获得较大的吸收系数.

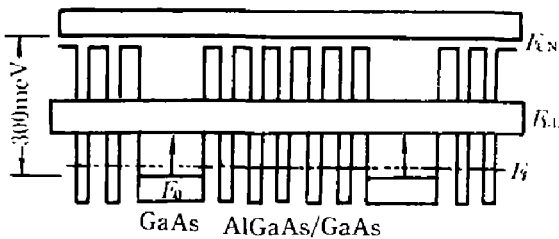


图 6 Yu 等人^[12]提出的量子阱红外探测器中束缚态到微带跃迁机制和相干超晶格微带输运机制的能带结构示意图

Fig. 6 The energy band diagram of the QW IR photodiode structure proposed by Yu et al.^[12]. The transitions from the bound states to the minibands, and the coherent superlattice minibands for carrier transport are shown in the figure

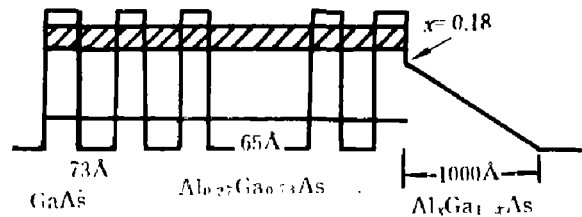


图 7 准光伏型的多量子阱红外探测器能带结构示意图

Fig. 7 The energy band diagram of a Kastalsky-type MQW photovoltaic device^[14]

还有人^[13]采用在多量子阱有源区和收集区之间加一层阱深较大的 InGaAs 基区, 利用这个深阱基区阻挡基态电子的隧穿通过, 而又能使光电子共振通过, 从而达到降低暗电流, 提高光电流传输比的目的, 改善探测器的性能.

Byung-sung O. 等人^[14]采用所谓 Kastalsky 型多量子阱结构的红外探测器, 旨在获得准光伏型探测器, 其能带结构如图 7 所示. 其新意在于在超晶格有源区和收集区之间有一层 Al 组份逐渐变化的 $Al_xGa_{1-x}As$ 梯形层. 光电子在渐变层中受到内建电场的漂移作用而被集电极所收集, 这种探测器可在无外加偏压条件下工作.

跃迁机制和输运机制对量子阱红外探测器的性能起着决定性的影响, 量子阱结构决定跃迁机制和输运机制, 因此量子阱结构的设计对于量子阱红外探测器来说是非常重要的.

2.4 响应波长

由于子带间光跃迁的窄带性, 因此量子阱红外探测器的响应频率集中. 量子阱红外探测器的响应峰值波长 λ_p 和响应波长范围 $\Delta\lambda$ 可以通过改变阱宽和势垒高度有效地调节. 通常阱宽为 40 \AA , $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中 Al 组份为 0.3 的多量子阱探测器, 其响应峰值波长在 $8 \mu\text{m}$ 左右, 降低势垒高度 (减小 Al 组份), 可将响应峰值波长延伸到 $10 \mu\text{m}$ 以上. 例如, Al 组份为 0.15, 阱宽为 50 \AA 的 $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ 多量子阱红外探测器, 其响应峰值波长约在 $13 \mu\text{m}$ 左右, 但降低势垒高度, 会导致基态电子隧穿和热发射几率增加, 从而引起暗电流的上升.

调节响应波长的另外一个因素是阱宽. 我们的研究表明, 响应波长随阱宽的变化并不是单调的, 存在一个转折点. 这个转折点对应于激发态能级刚好接近势垒顶时的阱宽. 当量子阱的阱宽小于这个“转折”阱宽时, 量子阱内只有一个束缚能级, 这时的子带间跃迁就是所谓束缚态到扩展态的跃迁, 跃迁能量或波长主要取决于势垒高度与束缚能级的差. 在这种情况下, 阱宽如进一步缩小, 束缚能级上升, 与势垒顶能量差减小, 响应峰值波长增大. 而在量子阱内有两个束缚能级时, 跃迁能量取决于基态能级与激发态能级能量差, 此能量差随阱宽增加而减小, 因此响应峰值波长随阱宽增加而变大, 这与阱内只有一个束缚能级时的情况恰恰相反. Steele 等人^[14]的实验已证实了这一点.

响应波长在 $3 \sim 5 \mu\text{m}$ 之间的量子阱红外探测器也是人们所感兴趣的. 把阱宽减小为 30 \AA , 把势垒层的 Al 组份提高为 0.55 时, $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ 多量子阱红外探测器的响应峰值波长约为 $4.2 \mu\text{m}$. Schneider 等人^[15]最近报导了一种新结构的 $3 \sim 5 \mu\text{m}$ 波段量子阱红外探测器. 独特之处是在 GaAs 阱两侧加一薄 (20 \AA) 的宽禁带 AlAs 层, 这样在 GaAs 阱内存在较高能级的激发态, 载流子的跃迁方式为束缚态到束缚态, 如图 8 所示.

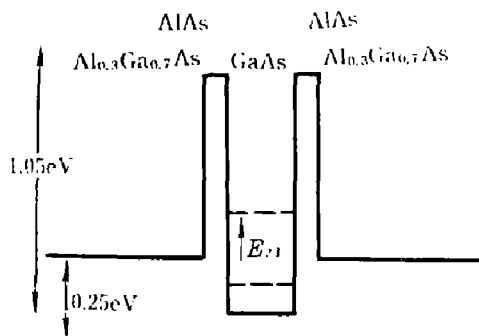


图 8 Schneider 等人^[15]的 $3 \sim 5 \mu\text{m}$ 波段多量子阱红外探测器能带结构

Fig. 8 The energy band diagram of the $3 \sim 5 \mu\text{m}$ MQW IR photodetector structure proposed by Schneider et al.^[15]

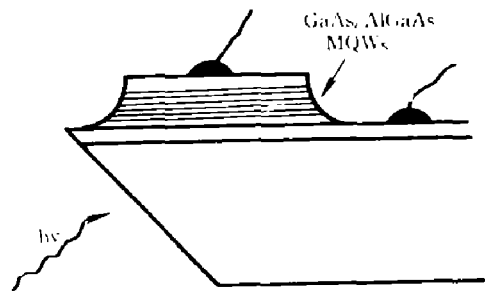


图 9 目前单元量子阱红外探测器所采用的典型器件结构

Fig. 9 The typical device structure of the single QW IR photodetector

由于电子子带间跃迁对垂直量子阱平面的入射光基本上不产生吸收, 因此探测器结构比较特殊. 目前 N 型掺杂的量子阱红外探测器单元器件一般采用侧面磨抛 45° 角的波导结构, 使入射光垂直于这个 45° 角斜面入射, 如图 9 所示.

尽管采用这种器件结构可取得很良好的单元探测率, 但采用这种入射方式至多能

做成一维线列器件, 无法做成二维面阵器件. 对量子阱红外探测器研究所追求的目标是实现垂直入射光的焦平面红外探测器阵列. 要采用垂直入射方式, 必须采用刻光栅的办法, 利用光栅使垂直入射光改变方向, 获得红外吸收. 刻光栅与目前的 GaAs 器件工艺是相容的, 容易实现. 一般是利用反应离子刻蚀 (RIE) 的办法直接在量子阱结构的 N^+ -GaAs 接触层上刻出条形光栅. 光栅的具体参数 (如周期、间距等) 依据探测波长来确定. 通常对于 $\sim 10 \mu\text{m}$ 波长范围的量子阱探测器, 光栅的周期为 $3\sim 5 \mu\text{m}$, 间距约为周期的 0.4 倍, 深度在 $0.7\sim 0.9 \mu\text{m}$ 之间. 也可以在 GaAs 衬底底面刻光栅, 然后蒸一层薄 Au (250 \AA) 层. 电场矢量平行于栅槽的红外辐射可在 Au-空气界面处激发产生表面等离子, 这些等离子可发射相同波长的光, 等离子发射光以不同角度进入衬底, 从而增加量子效率.

Andersson 和 Lundqvist^[16]采用一种双周期光栅 (也叫交叉光栅), 与 AlAs 层构成波导, 将吸收的量子效率提高到 92%. 他们采用的光栅正面结构如图 10 所示. 用 MOCVD 技术生长样品, 在生长 N^+ -GaAs 底接触层之前先在 GaAs 衬底上生长一层 AlAs 层. 由双周期光栅和 AlAs 层形成的波导可大大增强入射光与量子阱的耦合. 此外, 只要适当选择光栅设计参数, 光栅可对入射光发生散射, 沿金属光栅表面传播的散射波中, 只有电场矢量与量子阱平面垂直的 TM 偏振分量才是允许的, TE 偏振模式是禁戒的. 子带间光跃迁仅对 TM 偏振模式光吸收, 因而据理论计算量子效率可提高到接近于 1.

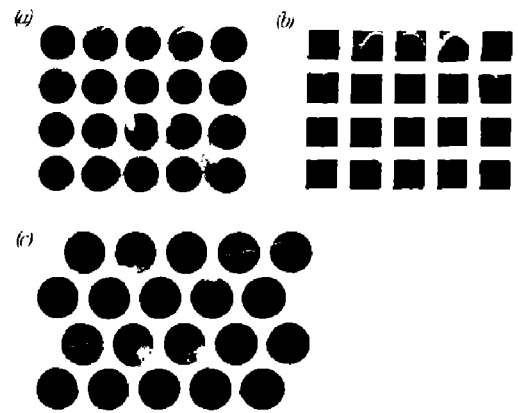


图 10 Andersson 等人^[16]设计的三种交叉光栅正面结构图

Fig. 10 The scheme of three types of crossed-grating geometry designed by Andersson et al.^[16]

3 最新进展

量子阱子带间光跃迁及量子阱探测器的研究是一项新课题, 其发展速度非常快. 国际上在这方面的研究无论是在深度上还是在广度上都取得了重要进展, 并出现了一些值得注意的新动向.

在对 GaAs/AlGaAs 量子阱子带间光跃迁的研究上, 开始重视多体效应对子带间光跃迁的影响, 寻求对实验发现的子带间光跃迁的峰位能量随温度降低和随二维电子气密度增加而出现的蓝移现象的解释. 有人提出必须考虑多体效应 (尤其是电子交换作用势和直接的库仑作用)、退偏振效应和类激子移动等因素, 才能对实验结果作出很好的解释. Jogai^[17]自洽计算结果表明, 多体效应、退偏振效应等对导带内的子带间光跃迁有着强烈影响.

对于子带间光跃迁问题研究的另一项重要进展是对价带中空穴子能级间跃迁的研究. 在 P 型体材料中, 价带的不同子带之间能发生允许跃迁, 引起相应的红外吸收.

在 P 型掺杂的多量子阱材料中, 同样可以产生空穴子带间的跃迁吸收. 由于量子阱势导致的轻空穴态和重空穴态的强混合作用, 价带子带间光跃迁要比导带子带间光跃迁复杂得多. 价带子带间光跃迁与导带子带间光跃迁的一个重要差别是, 对于垂直入射光, 空穴仍能发生子带间跃迁而产生光吸收 (电子子带间光跃迁则不能发生). 正是利用空穴子带间光跃迁对垂直入射光的吸收特性, Levine 等人^[18]首先制成了垂直入射式 P 型掺杂 GaAs/AlGaAs 多量子阱红外探测器. 尽管空穴的迁移率要比电子的迁移率低, 但 77 K 温度下探测率仍然达到 $3.1 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$, 截止波长为 $7.9 \mu\text{m}$. 这是量子阱红外探测器研究的一个重要进展.

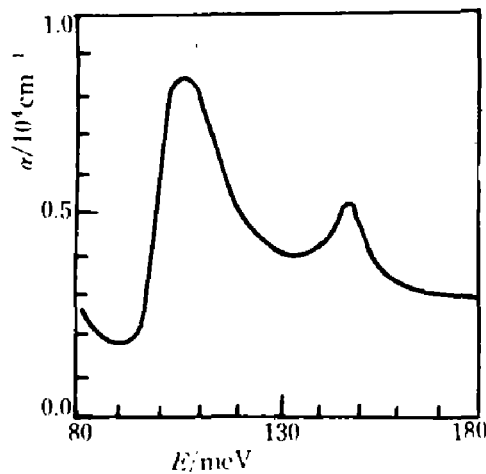


图 11 60 Å 阱宽 P-Ga_{0.7}In_{0.3}As/Al_{0.48}In_{0.52}As 多量子阱结构对垂直入射光的吸收谱

Fig. 11 The IR absorption spectrum of a P-type GaInAs/AlInAs MQW structure with 60 Å well-width, the incident light beam is perpendicular to the sample surface

利用应变量子阱中存在的双轴张应变使轻、重空穴子能带反位, 由于轻空穴具有较小的有效质量, 因此空穴从轻空穴子能带跃迁到重空穴子能带的吸收要比空穴从重空穴子能带到轻空穴子能带跃迁吸收强得多. 例如图 11 是阱宽为 60 Å 的 P-Ga_{0.7}In_{0.3}As/Al_{0.48}In_{0.52}As 多量子阱结构对垂直入射红外辐射的吸收系数高达 8500 cm^{-1} , 这个数值可与 HgCdTe 本征吸收相比拟.

另一项值得注意的研究是调制掺杂 Si/Si_{1-x}Ge_x 多量子阱中电子子带间光跃迁吸收的首次观察^[19], 这为新型 Si 基材料量子阱红外探测器的研制提供了可能, 在 Si/Si_{1-x}Ge_x 多量子阱中, 由于 Si 中存在双轴张应力, 六度简并的导带将发生分裂, 能量发生下降. 电子局域在 Si 阱中, Si_{1-x}Ge_x 形成势垒. 选择适当参数, 有可能获得所需波长的红外吸收.

目前 128×128 元的 N-GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器面阵探测器已研制成功^[9], 并探测到了较好的红外图象, 其噪声等效温差为 10 mK, 使得量子阱红外探测器向实用化迈出了重要的一步.

4 结语

在前面的论述中, 我们讨论了子带间光跃迁和量子阱红外探测器物理及最新进展, 从中我们可以看出, 由于子带间光跃迁对认识量子阱超晶格等低维物理性质的作用, 以及在长波红外探测方面的应用前景, 使得这项近几年才兴起的课题发展速度很快, 在器件应用上有可能达到长期向往的目标, 获得大面积均匀的焦平面红外探测器阵列, 实现红外图象的清晰探测.

根据量子阱红外探测器物理和器件的发展来看, 我们认为下面几点可能成为今后几

年重点研究的方向:

- (1) N-GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器的大面积阵列研制和性能的提高.
- (2) P-GaAs/AlGaAs 垂直入射量子阱红外探测器的研究和制造.
- (3) 新材料、新结构和新工作模式量子阱红外探测器的探索, 特别是 Si/Si_{1-x}Ge_x 和 InGaAs/InP 材料系统.
- (4) 利用子带间光跃迁谱研究量子阱超晶格的能带结构以及多体效应等低维物理问题.

参考文献

- 1 West L C, Eglash S J. *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **46**: 1156
- 2 Capasso F, Mohammad K, Cho A Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1986, **QE-22**: 1853
- 3 Levine B F et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **50**: 273
- 4 Levine B F et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **50**: 1092
- 5 Levine B F et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **53**: 296
- 6 Pelve E et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **66**: 5656
- 7 Levine B F et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**: 851
- 8 Hasnain G et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **54**: 2515
- 9 Kozlowaki L J et al. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1991, **38**: 1124
- 10 Manasreh M O et al. *Phys. Rev.*, 1991, **B43**: 9996
- 11 Steele A G et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**: 3625
- 12 Yu L S, Li S S. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**: 1332
- 13 Choi K K et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**: 3303
- 14 Byung-sung O et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **57**: 503
- 15 Schneider H et al. *Semicond. Sci. Technol.*, 1991, **6**: C120
- 16 Andersson J Y, Lundqvist L. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**: 857
- 17 Jogai B. *J. Vac. Sci. Technol.*, 1991, **B9**: 2437
- 18 Levine B F et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**: 1864
- 19 Hertle H et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**: 2977

QUANTUM WELL INFRARED PHOTODETECTORS*

Xu Shijie** , Jiang Desheng

*(National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Chinese Academy of Sciences,
P.O. Box 912, Beijing 100083, China)*

Abstract: The main characters of intersubband transitions in semiconductor quantum wells and the device physics of quantum well infrared photodetectors (QWIP) are discussed. The most recent advances in this field are introduced. At last, several trends of studies on intersubband transitions and QWIPs are predicted.

Key words: quantum wells, infrared detectors, GaAs.

* The project supported by the National Natural Science Foundation of China.

** Department of Electronic Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, Shaanxi 710049, China.