

学位论文
分类号 _____
UDC _____

密级 _____
编号 _____

中国科学院物理研究所
研究生学位论文

题 目: GeSi/Si 异质结红外探测器及垂直入射 AlGaAs/GaAs 量子阱
红外探测器的研究

Title: Studies on GeSi/Si Heterojunction Infrared Photodetector and
Normal Incidence AlGaAs/GaAs Quantum Wells Infrared Photodetector

姓 名: 罗 广 礼

导 师: 周 钧 铭 研究员

申请学位级别: 理学博士

专业名称: 凝聚态物理

论文提交日期: 1997 年 6 月

论文答辩日期: _____

学位授予单位和日期: 中国科学院物理研究所

答辩委员会主席: _____

评阅人: _____

1997 年 6 月

摘要

本文以提高性能、探求新的物理机制为目的, 对 $P^+-Ge_xSi_{1-x}/Si$ 异质结红外探测器和 $N-Al_xGa_{1-x}/GaAs$ 多量子阱红外探测器进行了一些研究。主要工作如下:

1、对 $P^+-Ge_xSi_{1-x}/Si$ 异质结红外探测器的电极结构进行了改进, 新的电极结构避免了 SiO_2 绝缘层上的非晶 $GeSi$ 合金所引入的较大的串联电阻; 同时还降低了 SiO_2 绝缘层的生长和衬底清洗时工艺上的难度。

2、对早期的 $P^+-Ge_xSi_{1-x}/Si$ 异质结红外探测器的量子效率模型进行了改进, 把激发载流子的输运过程考虑了进去, 发现新的模型与实验结果有更好的符合。

3、采用叠层 Ge_xSi_{1-x}/Si 结构代替单层 Ge_xSi_{1-x}/Si 制作了异质结红外探测器。液氮温度下, 测得500K黑体探测率为 $8.4 \times 10^8 \text{ cmHz}^{1/2}/W$, 光谱响应范围达 $3 - 10 \mu m$, 峰值探测率 $D^*(5.8 \mu m) = 2.5 \times 10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/W$ 。在制作了 $5000 \text{ \AA}$ 厚的 SiO_2 介质光腔后, 采用背面入射所测得的峰值探测率已达到 $1.2 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/W$ 。

4、对P型 $GeSi/Si$ 多量子阱红外探测器的特性也进行了研究, 通过实验证明了尽管利用高Ge组份可以制备短波长垂直入射探测器, 但要采用低Ge组份来制备大于 $8 \mu m$ 的长波长探测器, 由于材料中极弱的导带与价带间的耦合, 是很困难的。

5、制作了N型 45° 斜入射和无光栅垂直入射 $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ 多量子阱红外探测器。实际测试表明, 垂直入射式探测器的探测率能达到 45° 入射式的一半以上。通过对样品进行付里叶红外吸收谱的研究, 我们认为器件在垂直入射下的光响应不是来自于量子阱内子带间

的跃迁，而是来自于阱内自由载流子吸收所引起的电子激发。此结果为以后研究无光栅垂直入射探测器开辟了一条新的途径。

关键词： 异质结，量子阱，红外探测器

ABSTRACT

In order to enhance their performance and find new mechanism, we have carried studies on P⁺-GeSi/Si heterojunction infrared photodetectors (HIP) and N-AlGaAs/GaAs quantum wells infrared photodetectors (QWIP). The obtained results are as follows:

1. A new electrode structure for P⁺-GeSi/Si HIP is presented. It can reduce the serial resistance caused by the non-crystal GeSi alloy over the SiO₂ layer. Also, it can avoid the difficulty of SiO₂ process.

2. A new analytical quantum well efficiency (QE) model for P⁺-GeSi/Si HIP is based on modification of old one. The impact of carries transporting on quantum efficiency is considered. It is shown that the new model is more consistent with the experimental results than old one.

3. We have fabricated a P⁺-GeSi/Si HIP using multilayer Ge_{0.3}Si_{0.7}/Si instead of single-layer. The 500K black body detectivity of the detector has reached $8.4 \times 10^8 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ under 77K. It can response from 3 to 10 μm , and the peak detectivity has reached $2.5 \times 10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ under 77K. With the 5000 $\text{\AA}$ SiO₂ dielectric cavity, $1.2 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ has been achieved.

4. We have carried studies on the characteristics of p-GeSi/Si quantum wells infrared photodetector. It is found that although the short wavelengrh detector can be achieved using high Ge composition, the long wavelength (>8 μm) detector is difficult to be achieved because of weak coupling between conduction band and valence band in the sample.

5. We have made 45° and normal incidence AlGaAs/GaAs quantum wells photodetectors. In the experiment, we find the detectivity under normal incidence is more than one half of that under 45° incidence. Through investigation of FTIR absorption, we consider that the detector responsivity under the normal incidence is not due to the intersubband absorption, and it is factually caused by the free-carrier absorption in the quantum well. This result shows possible fabrication of normal incidence quantum well infrared photodetector without grating coupler.

Keywords: heterojunction, quantum wells, infrared photodetector

目录

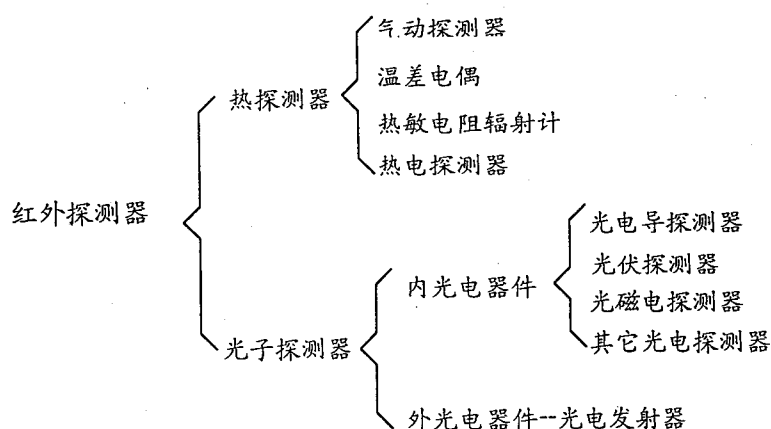
摘要.....	i
ABSTRACT.....	iii
第一章 引言.....	1
参考文献.....	7
第二章 GeSi/Si 异质结及其特性.....	8
2.1 引言.....	8
2.2 GeSi 合金的材料特性.....	8
2.3 GeSi/Si 异质结的临界厚度.....	11
2.4 GeSi 异质结的基本特性.....	14
参考文献.....	16
第三章 分子束外延技术.....	17
3.1 引言.....	17
3.2 Si 分子束外延设备.....	17
3.3 高能电子衍射的原位分析和监控.....	20
3.4 Si 分子束外延的常规工艺.....	21
参考文献.....	24
第四章 GeSi/Si 异质结红外探测器(HIP).....	25
4.1 引言.....	25
4.2 GeSi/Si 异质结红外探测器的原理及设计.....	26
4.3 器件电极结构的改进.....	32
4.4 GeSi/Si 异质结红外探测器量子效率模型的改进.....	36
4.5 多层 GeSi/Si 异质结红外探测器.....	41
参考文献.....	47
第五章 垂直入射 GeSi/Si 量子阱红外探测器的研究.....	48

5.1 引言.....	48
5.2 实验.....	48
5.3 结果与讨论.....	50
5.4 结论.....	52
参考文献.....	53
第六章 AlGaAs/GaAs 多量子阱红外探测器.....	54
6.1 引言.....	54
6.2 AlGaAs/GaAs 多量子阱红外探测器的原理及特性..	54
6.3 AlGaAs/GaAs 量子阱内的红外吸收.....	63
6.4 N型垂直入射 AlGaAs/GaAs 多量子阱红外探测器.....	70
参考文献.....	78
致谢.....	vii
发表文章状况.....	viii

第一章 引言

红外探测器是对红外敏感的器件，其作用是把物体的红外辐射能量转化为电信号。在探测、跟踪、观测、成象、测量、遥感等红外系统中它是个核心部件。

红外探测器通常分为热释探测器和光子探测器两大类。



热探测器与光子探测器的主要区别在于对红外辐射的响应形式不同。光子探测器是将入射的红外光子直接转变为器件的传导电子或传导空穴或同时转变为电子-空穴对，没有引起材料发热的中间过程。

光子探测器按照外光电效应和内光电效应又分为外光电探测器和内光电探测器。其中内光电探测器包括光电导效应、光生伏特效应、光磁电效应、和其它效应的探测器。

光子探测器的特点是：1、对光谱响应有选择性；2、响应速度快；3、探测率高；4、多数器件须在低温下工作。

HgCdTe一直是人们关注的长波长红外探测器材料。可以通过改变它的带隙来给出2-30 μm 的长波长截止，因此具有广泛的应用性。这种材料原来主要为国防而研制，后来在科研和工业方面也得到了

发展。在许多应用种，这种探测器在液氮温度下可获得高效低噪声水平的性能，因而处于主导地位。然而它仍然存在较为严重的技术问题：1、HgCdTe是含Hg剧毒材料，它的制备对环境 and 操作人员带来危害；2、重复性生长比较困难；3、当温度大于300K时，表面发生分凝，使得器件的热稳定性差；4、大面积均匀性差。这些问题构成了实现HgCdTe大面积焦平面红外成象系统的障碍，近年来HgCdTe材料制备进展很大，这些问题得到一定的克服，大规模红外焦平面器件已经制出，它仍然被认为是最有希望的探测器。但针对HgCdTe固有的缺点，寻找新的其它类型的红外探测器的努力始终在进行着。随着分子束外延技术和能带工程的发展，GeSi/Si异质结红外探测器和AlGaAs/GaAs多量子阱红外探测器作为新一代探测器发展得相当迅速，而且正成为HgCdTe探测器的有力竞争者。

1、GeSi/Si异质结红外探测器

目前适用于制造大面积凝视红外焦平面阵列的高度发展的工艺是利用硅化物肖特基势垒探测器[1]，虽然这些内光电发射探测器的量子效率远低于带间吸收的半导体。硅化物探测器的优点是采用标准的集成电路工艺技术，大面积均匀性好，能和硅CCD或MOS读出电路单片集成。人们利用PtSi/Si肖特基势垒已制作出3-5 μm 640 $\times$ 640成象面阵，截止波长在6 μm 左右。为将工作波长延至8-12 μm ，人们又研制成了IrSi/Si肖特基势垒探测器，截止波长可达9 μm 以上，并研制出128 $\times$ 128面阵，然而实验上发现其势垒难以控制，且量子效率也很低，至今仍未达到实用。

用异质结势垒的内光电效应来制作红外探测器早在1971年就由Shepherd提出来了[1]，等到1990年[2]，加州理工学院喷气推进实验室的T.L.Lin用MBE生长技术实现了P⁺-Si_{1-x}Ge_x/Si异质结内光电发射的

红外探测器。由于GeSi合金的能隙随Ge组份变化，因而可通过调节Ge组份来改变异质结的势垒高度，从而调整响应截止波长。由于GeSi/Si异质结器件工艺完全与PtSi/Si器件兼容，因而麻省理工学院的Tsaur[3]很快于1991年制成400×400带CCD读出电路的单片远红外焦平面阵列，截止波长为9.3μm，响应不均匀性低于1%，最小可分辨温度小于0.2K，并在53K温度下获得了人脸的清晰图象，显示出这一器件在实用中的潜在价值。1993年，国内复旦大学应用表面物理实验室[4]也成功地研制出P⁺-Ge_xSi_{1-x}/Si异质结红外探测器，截止波长达9μm，52K下500K黑体探测率为2.0×10⁸cmHz^{1/2}/W。图1.1是肖特基势垒和异质结红外探测器的发展流程图。

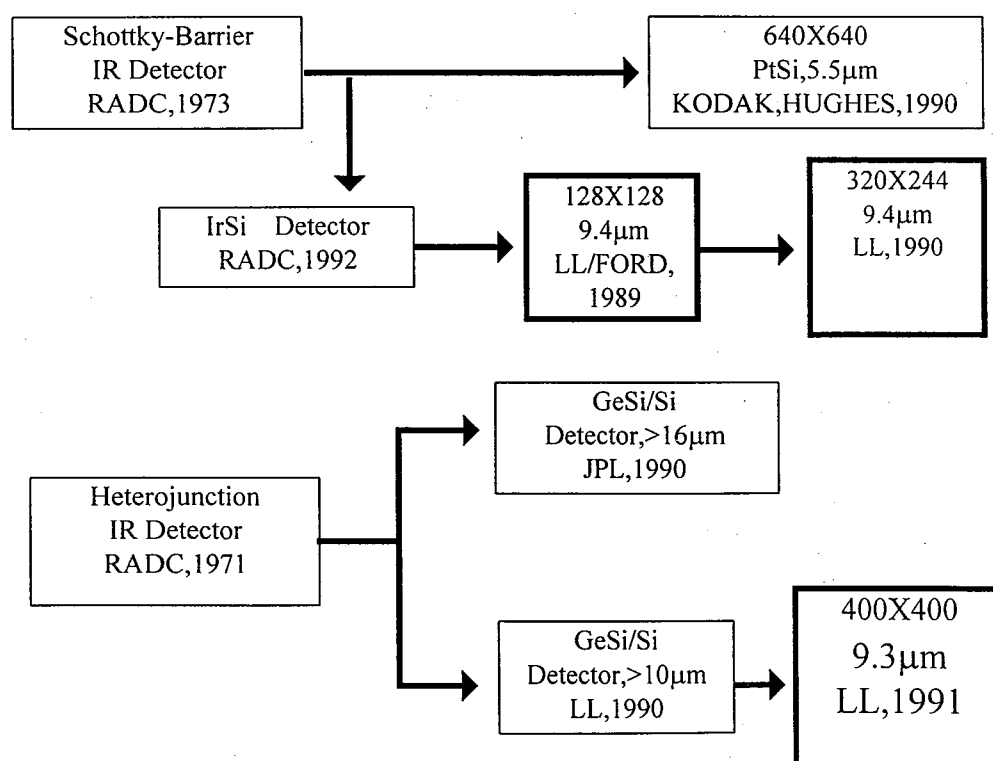


图1.1 内光电发射探测器的发展示意图

2、Al_xGa_{1-x}As/GaAs多量子阱红外探测器

由于量子尺寸效应和超周期性的存在, 原在体材料中连续的导带或价带在量子阱中就分裂成了量子化的能级, 这样, 材料的光吸收将会导致载流子在同一能带(导带或价带)内不同子能带之间的跃迁。多量子阱红外探测器就是基于此而设计的。用AlGaAs/GaAs量子阱来实现对中波($\sim 5\mu\text{m}$)或长波($\sim 10\mu\text{m}$)红外光的吸收第一次由Esaki和Sakaki提出来[5], 接着由Smith等[6]从实验上进行了研究。1985年L.C.West等[7]首次观察到了AlGaAs/GaAs量子阱中强的子带间吸收, 用50个周期的量子阱测得了接近于1的振子强度。从此导致了这种新型红外探测器的发展。

1987年Bell实验室的Levine等[8]首次报导了AlGaAs/GaAs多量子阱红外探测器, 其响应波长为 $10.8\mu\text{m}$, 响应率为 0.52A/W , 跃迁发生在两个束缚态之间。1990年该小组[9]研制出77K温度下, 峰值波长在 $8\mu\text{m}$, 束缚态到连续态跃迁的 45° 耦合式AlGaAs/GaAs高性能红外探测器, 峰值探测率达 $4\times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 代表了当时此种单管器件的最高水平。1991年又将波长延伸至 $11\sim 15\mu\text{m}$, 50K下的峰值探测率为 $3\times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ [10]。同年, C.G.Betha等[11]报导了10元线阵AlGaAs/GaAs红外探测器, 在77K下峰值波长为 $9.8\mu\text{m}$, 探测率为 $2\times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 噪声等效温差 $\text{NET}<0.1\text{C}$, 均匀性为2%, 并获得了较好的热成象; Kozlowski等[12]研制出 128×128 红外焦平面阵列(FPA), 78K下的峰值波长为 $7.8\mu\text{m}$, 探测率为 $5.76\times 10^9\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, $\text{NET}<0.03^\circ\text{C}$; 不久, Levine等[13]就研制出 128×128 混合式FPA, 在77K下的峰值波长为 $9.8\mu\text{m}$, 探测率为 $1\times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, $\text{NET}<0.01^\circ\text{C}$, 并得到了很好的热成象。

由于子带间选择定则的要求，早期的器件对入射光均采用 45° 耦合式，这种方法只适用于线列，无法实现面阵，且量子效率也不高。采用光栅耦合，可以使垂直入射光产生量子阱生长平面(xy-平面)内的电矢量，实现对垂直光的探测，因此适用于面阵的制作要求。1989年G.Hasnain等[14]在器件正面和背面腐蚀锯齿状光栅，使探测器的耦合效率 $>90\%$ ，量子效率 $>40\%$ 。1991年Anderson等[15]制作了背入射槽形反射波导双周期光栅耦合器，实测探测器的量子效率为 92% ，80K下峰值波长 $9.5\mu\text{m}$ 处的探测率为 $3\times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。K.W.Gossen等[16]采用槽形波导光栅耦合器制作了光伏型单量子阱探测器，其量子效率比沿xy-平面入射光耦合提高了近30倍。为进一步提高探测器的性能，人们仍在继续研究。

从上面的叙述可以看出，无论是GeSi/Si异质结红外探测器还是AlGaAs/GaAs多量子阱红外探测器，在很短的时间内都已取得令人瞩目的进展，但这并不意味着它们就已经达到了完美的地步。对GeSi/Si异质结探测器来讲，它的量子效率，特别是在长波区域到目前为止仍然很低，工作温度也大大低于液氮温度，从而限制了它的应用。就AlGaAs/GaAs量子阱探测器而言，提高响应率、探测率以及降低暗电流的潜力仍然很大，人们通过优化材料结构、提高材料生长质量及器件工艺水平制作出更高性能的器件仍然是大有希望的。另外，在利用AlGaAs/GaAs量子阱开发光伏型探测器、多色探测器及垂直入射探测器等方面也仍存在许多工作等待人们去探究。本文以此为背景做了以下工作：

在第二章描述了GeSi/Si异质结的特性。在第三章介绍了本实验室用的分子束外延设备及生长技术。在第四章对GeSi/Si异质结红外探

测器的结构设计、材料生长、光学和电学特性测量及器件制备方面作一系统的描述和分析，并介绍了我们对器件所进行过的改进工作以及由此所带来器件性能上的提高。在第五章首先对AlGaAs/GaAs量子阱红外探测器的原理及特性进行了描述，然后制作了45°入射式和无光栅垂直入射式器件，并对垂直入射式探测器的探测机制进行了探讨。

第一章参考文献:

- [1] F.D.Shepherd and A.C.Yang, IEDM Tech. Dig., pp.310-313,1973.
- [2] T.L.Lin and J.Maserjian, Appl. Phys. Lett., **57**, 1422(1990)
- [3] B.Y.Tsaur,C.K.Chen, and S.A.Marino, SPIE **1540**, 580(1991)
- [4] 龚大为 等,《半导体学报》, **14**, 260(1993)
- [5] L.Esaki and H.Sakaki, IBM Tech. Disc. Bull. **20**, 2456(1977)
- [6] J.S.Smith, L.C.Chui, S.Margalit, A.Yariv,and A.Y.Cho, J. Vac. Sci. Technol. **B1**, 376(1983)
- [7] L.C.West and S.J.Eglash, Appl. Phys. Lett. **46**, 1156(1985)
- [8] B.F.Levine, K.K.Choi, C.G.Betha, J.Walker, and R.J.Malik, Appl. Phys. Lett. **50**, 1092(1987)
- [9] B.F.Levine, C.G.Betha, G.Hasnain, V.O.Shen, E.Pelve, et al., Appl. Phys. Lett., **56**, 851(1990)
- [10] B.F.Levine, C.G.Bethea, K.G.Glogovsky, J.W.Stayt, et al., Semicond. Sci. Technol. **6**, C114(1991).
- [11] C.G.Betha, B.F.Levine, V.O.Shen, R.R.Abbott, and S.J.Hsieh, IEEE. Trans. Electron. Devices, **ED-38**,1118(1991)
- [12] L.J.Kozlowski, G.M.Williams, G.J.Sullivan, C.W.Farley, R.J.Andersson, et al.,IEEE. Trans. Electron. Devices **ED-38**, 1124(1991)
- [13] A.Zussman, B.F.Levine ,J.M.Kuo, and J. de jong, J. Appl. Phys. **70**, 5101(1991)
- [14] G.Hasnain, B.F.Levine, C.G.Bethea, R.A.Logan, J.Walker and R.J. Malik, Appl. Phys. Lett. **54**,2515(1989)
- [15] J.Y.Andersson, L.Lundqvist, and Z.F.Pasika, Appl. Phys. Lett. **58**, 2264(1991)
- [16] K.W.Gossen and S.A.Lyon, K.Alavi, Appl. Phys. Lett. **53**,1027(1988)

第二章 SiGe/Si异质结及其特性

§2.1 引言

近年来, 能带工程越来越受到人们的重视。利用异质结的能带突变, 可以制作出高性能的微波、超高速器件和电路; 利用异质结、量子阱和超晶格材料的某些特点可以制作出性能优异的光电子器件等。最近, 随着超薄层硅外延技术的发展, 用硅工艺已制作出了性能优良的异质结材料和器件, 并已充分显示出良好的发展前景。

§2.2 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金的材料特性

$\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金的禁带宽度 E_g 与组分 x 有关, 这种关系可由光吸收给出(图2.1所示)[1]。图中曲线1是无应变合金的 $E_g(x)$ 的关系, 该曲线

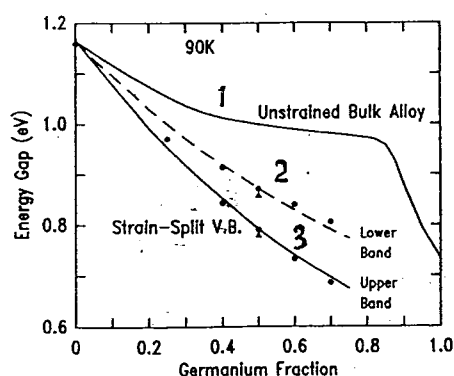


图2.1 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金禁带宽度与 x 的关系

表明, Ge含量直至85%, 合金 E_g 变化不到0.2eV, 仍然表现出硅一样的特性, 导带底仍在布里渊区的X点附近。图中曲线2和3是对应于有应变合金的情况。其中曲线2是相应于轻空穴带的 $E_g(x)$, 曲线3是相应于重空穴带的 $E_g(x)$, 对应于曲线3, 可用以下关系表示[2]:

$$E_g(x) = E_g^{\text{Si}} - 0.74x[\text{eV}] \quad (2.1)$$

式中Si的禁带宽度 E_g^{Si} 与温度T和高掺杂引起的禁带变窄 ΔE_g 有关:

$$E_g^{Si} = E_0 - \frac{AT^2}{B+T} - \Delta E_g(N) \quad (2.2)$$

而 $\Delta E_g(N)$ 与掺杂浓度N的关系为:

$$\Delta E_g(N) = qV_i \left\{ \ln \frac{N}{N_0} + \sqrt{c + \ln^2 \left(\frac{N}{N_0} \right)} \right\} \quad (2.3)$$

其中 $E_0=1.17\text{eV}$, $A=4.73 \times 10^{-4}\text{eV/k}$, $B=636\text{k}$, $V_i=9\text{mV}$, $N_0=10^{17}\text{cm}^{-3}$, $C=0.5$, q 是电子电荷。

由图2.1可以看出, 应变的存在将使禁带宽度减小。因此我们也可以通过不同的应变来调节禁带宽度。对外延生长的GeSi合金层, 衬

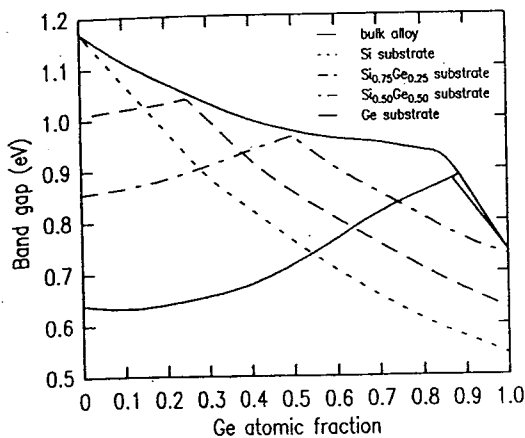


图2.2不同衬底上生长的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金的 $E_g(x)$ 关系

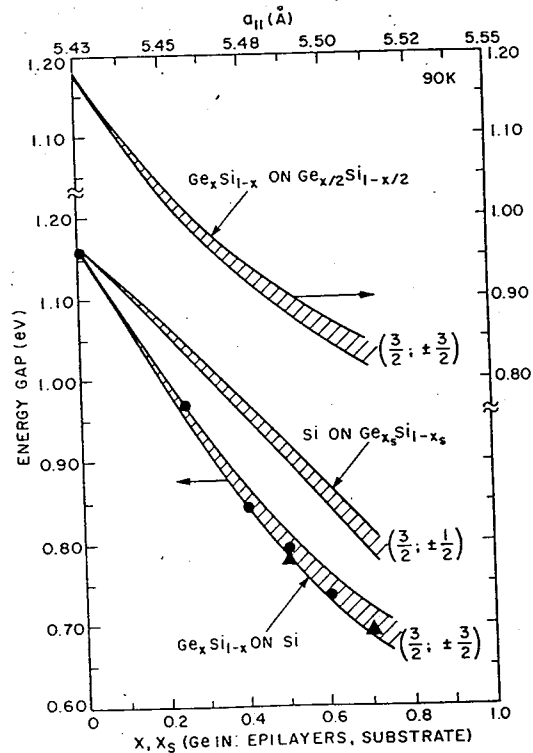


图2.3 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 的禁带宽度与Ge含量的关系

底不同, 应变也就不同, 从而 $E_g(x)$ 关系也不一样。如图2.2所示[1], 曲线1对应于无应变的块状合金, 曲线2对应于在Si衬底上生长的合金层, 曲线3对应于在 $Si_{0.75}Ge_{0.25}$ 合金衬底上生长的合金层, 曲线4对应于在 $Si_{0.5}Ge_{0.5}$ 衬底上生长的合金层, 曲线5对应于Ge衬底上生长的合金层。在图2.3中[1]显示出了另一组在各种衬底上生长的外延层的禁带宽度与组份的关系曲线。曲线1对应于 Ge_xSi_{1-x} 层生长在(100)- $Ge_{x/2}Si_{1-x/2}$ 的衬底上的情况(衬底的组份也在改变); 曲线2对应于Si层生长在(100)- Ge_xSi_{1-x} 衬底上的情况(这时仅改变衬底的组份 x , 应变就造成Si的 E_g 的减小); 曲线3对应于 Ge_xSi_{1-x} 层生长在(100)-Si衬底上的情况。每一条曲线都有一定的宽度, 这是由于非轴向应力使得价带顶的能量状态发生裂变造成的。

可以看出, 外延生长的 Ge_xSi_{1-x} 合金层的 E_g 既与 x 有关也与应变大小有关。因此可以通过改变 x 或应变来调节 E_g , 这在能带工程中是很有意义的。

Ge_xSi_{1-x} 合金层的导带有效能态密度可表示为[2]:

$$N_c = 2 \left(\frac{m_{de} kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \{M_c^x + M_c^L \exp[(E_c^x - E_c^L) / KT]\} \quad (2.4)$$

式中 M_c^x 和 M_c^L 分别为X谷和L谷的数目 ($M_c^x=6, M_c^L=4$), $(E_c^x - E_c^L) = +0.6x$ eV, 为X谷L谷间的能差。关于价带的有效能量密度, 如忽略应变对空穴有效质量张量的影响, 则可由 Ge_xSi_{1-x} 的简单内插而求得。

Ge_xSi_{1-x} 合金层中的载流子的迁移率可由下式来求得:

$$\mu = \sum_i n_i \mu_i / \sum_i n_i \quad (2.5)$$

$$\text{式中 } \frac{1}{\mu_i} = \frac{1}{\mu_i^0} + \frac{1}{\mu_i^A}$$

μ_i^0 为 i 能谷中载流子的漂移迁移率, μ_i^A 为 i 能谷中合金散射限制的载流子迁移率, n_i 为 i 能谷中的载流子浓度, i 代表 X 能谷或 L 能谷。对存有应变的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金层, 由于非轴向应力的作用, 将使得迁移率成为有两个分量的张量, 其一是垂直表面方向上的分量, 其二是平行于表面方向上的分量。考虑到非极性光学波散射、声学波散射、合金散射, 计算出的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金中空穴迁移率与 x 的关系为图 2.4 所示。曲线 1 是平行于表面方向上的迁移率分量, 曲线 2 是垂直于表面方向上的迁移率分量, 曲线 3 是不存在应变的块状合金的情况。可以看出, 应变将使迁移率有所增加, 而且在 $x > 0.3$ 时, 有应变时的迁移

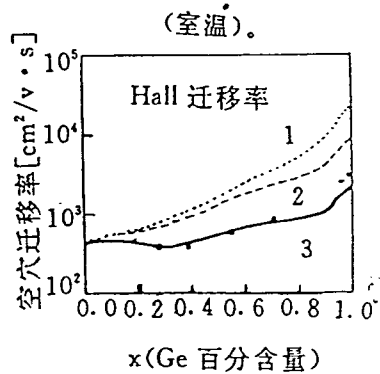


图 2.4 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金的空穴迁移率与组份 x 的关系

率几乎随 Ge 组份的增加而指数式增大

§2.3 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 异质结的临界厚度

Ge 和 Si 可任意比例熔合或合金, $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 的晶格常数 a 遵从以下 Vegard 规则:

$$a=a_{\text{Si}}+x(a_{\text{Ge}}-a_{\text{Si}}) \quad (2.6)$$

其中 a_{Si} 和 a_{Ge} 分别是Si和Ge的晶格常数, $a_{\text{Si}}=5.43\text{\AA}$, $a_{\text{Ge}}=5.65\text{\AA}$, 晶格失配度为4.17%。合金的晶格常数 a 要比Si的 a_{Si} 大, 因此, $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 的禁带宽度要比Si的小。

制备 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 异质结, 即是把 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金层生长在Si晶体衬底上。这时, 由于合金层与衬底的晶格常数不一样, 结果将可能有两种情况(见图2.5)[1], 图2.5(b)得到的是赝晶合金的情况, 合金层中存在应变, 通过应变来调节晶格常数之间的失配; 图2.5(c)得到的是无应变合金的情况, 这时界面上存有失配位错, 通过位错来释放应力。作为良好的异质结, 我们所要求的是图2.5(b)的结果, 即要求所生长的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金层应当是赝晶体。

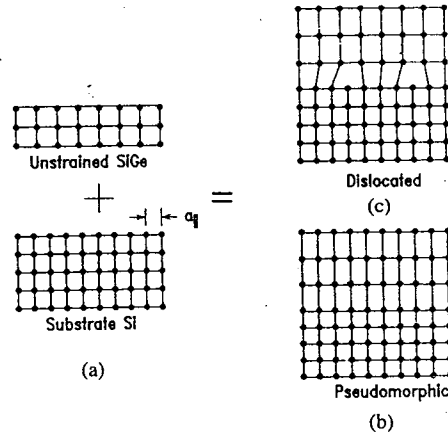


图2.5 在Si衬底上生长GeSi合金的两种结果

$\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金层的制备可以采用MBE或低温CVD等生长技术来实现。虽然较高的生长温度($>750^\circ\text{C}$)可以使吸附在衬底表面上的原子活动能力增强, 有利保证外延晶体的质量。但是温度过高, 将得不到赝晶而且容易形成三维生长的岛状晶体。实验表明, 对中等Ge含量($<15\%$)的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金而言, 生长温度选取在 550°C 左右为宜; 对Ge

含量较低的($x < 10\%$)合金, 生长温度随Ge含量的降低可略为升高一点。

$\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金层的厚度, 对器件设计来说是一个重要的参量。外延生长的GeSi合金层, 在保证赝晶的情况下存在最大厚度(即临界厚度), 若合金层超过此厚度, 将会产生图2.5(c)所示的情况。理论上关于临界厚度的求解基于两个平衡条件: 一个是力平衡条件, 即产生一个失配位错所需的应力大小与晶体所需的应力相平衡; 另一个是能量平衡条件, 即系统的应变能与位错的产生能相平衡。对于金刚石

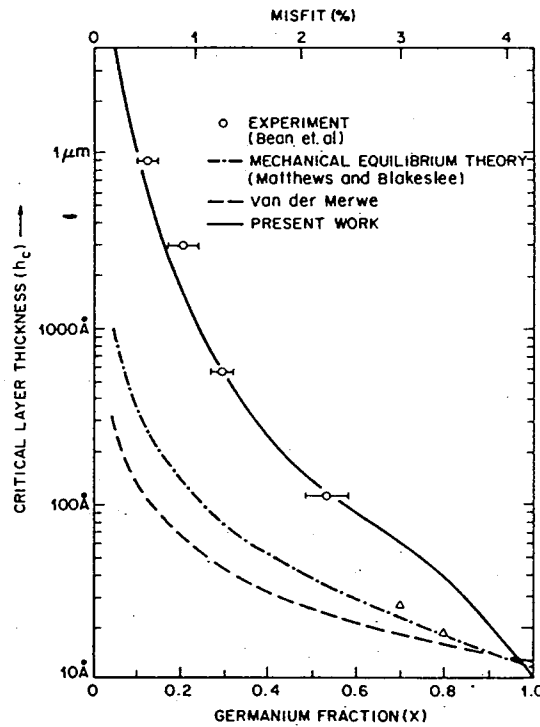


图2.6 临界厚度与Ge组份的关系的理论曲线与实验曲线

结构的半导体, 采用各向同性的弹性常数近似, 则可得到产生位错的临界厚度为[3]:

$$h_c = \{b[1 - (\gamma/4)][\ln(h_c/b) + 1]\} / [4\pi f(1 + \gamma)] \quad (2.7)$$

其中 γ 为泊松比, b 为柏格斯矢量, a_s 和 a_0 为外延层与衬底的晶格常数。

图2.6给出了不同小组得到的临界厚度与Ge组份关系的理论曲线[3], 随Ge含量的增加, GeSi合金层与Si衬底的晶格失配也随之增大, 所以在Ge含量较大时, 临界厚度也将变得较小。

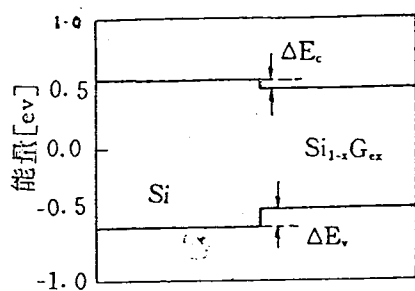
§2.4 GeSi/Si异质结的基本特性

由于 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 赝晶的禁带宽度与组份 x 和应变大小有关, 因此赝晶 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 与各种衬底构成的异质结的能带配置将有各种不同的情况, 这主要取决于导带低的带隙偏移 ΔE_c 和价带的带隙偏移 ΔE_v 。对赝晶 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层与衬底层 $\text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}$ 所构成的异质结, Van de Walle等给出了估算 ΔE_v 的关系为[3]:

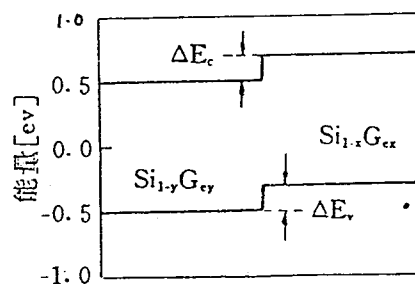
$$\Delta E_v = (0.74 - 0.53y)x [\text{eV}] \quad (2.8)$$

图2.7显示的是三种典型的异质结能带配置情况[1]: (a)是赝晶 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层生长在(100)单晶Si衬底上的异质结情况。可见, $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 异质结的能带配置及 ΔE_c 、 ΔE_v 的大小, 可通过改变 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金层的组份 x 来调节, 以满足各种器件研制的需要。另外, 理论计算表明, 生长在Si衬底上的完全应变的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金层与带隙的偏差主要分布在价带偏移上, 其带偏移与Ge组份的关系见图2.8。从图中可以看到应变的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金层与Si衬底的价带偏移几乎随Ge组份的增加线性增加, 而导带偏移相对来说就小得多, 其最大偏移只有0.04eV(Ge组份为40%时)。这个导带偏移仅仅是室温下载流子热能的两倍。目前生长在Si衬底上的应变 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 异质结的应用主要利用了

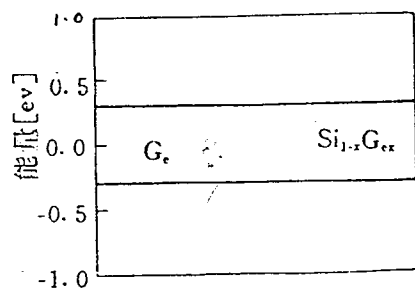
GeSi_{1-x}合金层中空穴的量子限制效应。应力不但产生了较大的价带偏移，也分裂了GeSi合金的轻空穴能带，并降低了重空穴的有效质量[4]。这些效应可以明显的减小声子、杂质等因素引起的散射过程，加之应力引起重空穴有效质量的降低，可以有效增强空穴载流子在异质结内的迁移率。



(a)



(b)



(c)

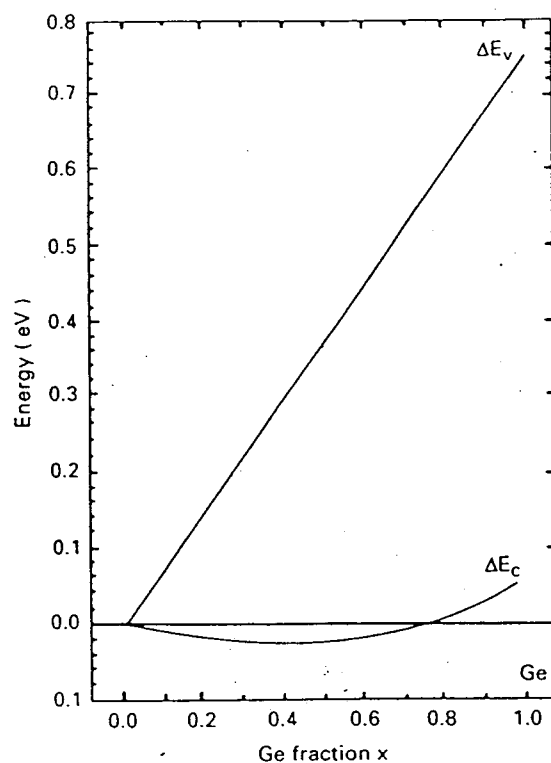


图2.7 赝晶GeSi构成的异质结的能带配置 图2.8生长在Si(100)衬底上的GeSi合金与Si的带偏移与Ge组份的关系

第二章参考文献:

- [1] S.S.Iyer, C.L.Patton et al., IEEE Trans. Electron. Devices **ED-36**, 2043(1989)
- [2] J.Chen, G.B.Gao, and H.Morcok, Solid State Electronics, **35**, 1037(1992)
- [3] R.People, IEEE Journal of Quantum Electronics, **22**, 1969(1986)
- [4] R.Laikhtman and R.A.Kiehl, Phys. Rev. **B47**, 10515(1993)

第三章 分子外延技术

§3.1 引言

所谓分子束外延(MBE)就是一个在超高真空条件下的蒸发、沉积的过程。它利用加热束源喷出的热能分子(原子)与加热的单晶衬底表面发生反应而达到外延生长的目的。从60年代到现在,它已取得了飞速的发展。与液相外延(LPE)、化学气相外延(CVD)、及金属有机物化学气相外延(MOCVD)相比,具有以下突出特点: 1、慢速生长。它可以以每秒一个单层以下的速度生长,因而可以精确控制外延厚度。2、较低的衬底生长温度。可以有效避免不同原子间互扩散,进而实现突变异质结。3、超高真空内生长。可以获得极高纯度的外延层。4、非热力学平衡生长模式,使外延层有着原子量级的光滑表面,而且易于有效掺杂。5、高能衍射原位监测技术的实现,使整个外延过程得以严格控制。这些优点就保证了人们可以生长出不同元素、不同组份、不同掺杂浓度及厚度的材料结构,以达到研究工作的目的。

§3.2 Si分子束外延设备

实验中所用的Si分子束外延设备是由英国VG公司研制的,型号为V80S,整个系统有三个真空室,分别为进样室、预处理室、和生长室。样品的传递由传送导轨完成。三个室之间用阀门隔开,以保证在进样时,预处理室和生长室仍处于超高真空状态。样品在进入生长室之前,先在预处理室加热去气处理,把衬底清洗及进样过程中所吸附的水分、残余气体及钨托上吸附的残余气体大部分除掉,避

免了样品及钼托进入生长室之后，在脱氧化膜及随后的生长过程中放出大量残余气体，而降低生长室的真空度。

生长室装有四个束源，分别为硅、锗、硼及锑的高纯材料，每个束源出口处有一个快门，可通过计算机或手动控制其开关状态。图3.1给出了系统生长室的结构示意图。Si和Ge源的束流是通过电子枪加热产生的，并直射上适当加热的衬底。电子枪蒸发装置中是用灯丝来提供加热的电子，这些电子被6-12KeV高压加速并经磁场偏转270度后垂直射上束源材料。偏转装置主要是为了避免蒸发的源材料射到灯丝上，以延长灯丝的寿命。对Si材料由于其热导性很差只能局部加热，所以电子束斑只是在Si源上熔化一个小区域。为了提高Si源的利用率，电子枪具有使电子束斑在Si源上扫描的功能，使Si源能较均匀的受热。由电子枪控制的加热蒸发方法，完全不同于KnudsenCell控制的方法。这里温度不再是控制速率的有效参数，而是通过反馈电路的速率控制器反馈给电子枪的功率变化实现的。速率控制器是一个电子激发的光谱仪。它通过测量蒸发材料受电子轰击后所发射的特征光光强来测算出生长速率。对Si和Ge材料，其控制的下限可达0.01nm/S。

B和Sb的掺杂源是通过加热束源的方法来实现的。P型掺杂用的是硼元素，是通过加热石墨坩埚来实现的。因B的饱和蒸汽压很低，所以很高的加热温度才可实现所需的掺杂浓度。N型掺杂是通过蒸发锑实现的。但锑原子不易进入到GeSi晶格中去，具有偏析到生长表面的趋势，所以通常采用加一负偏压到Si衬底上以增强锑的融合。在较高的生长温度下，锑的表面偏析现象变强，采用这种方法是很有效

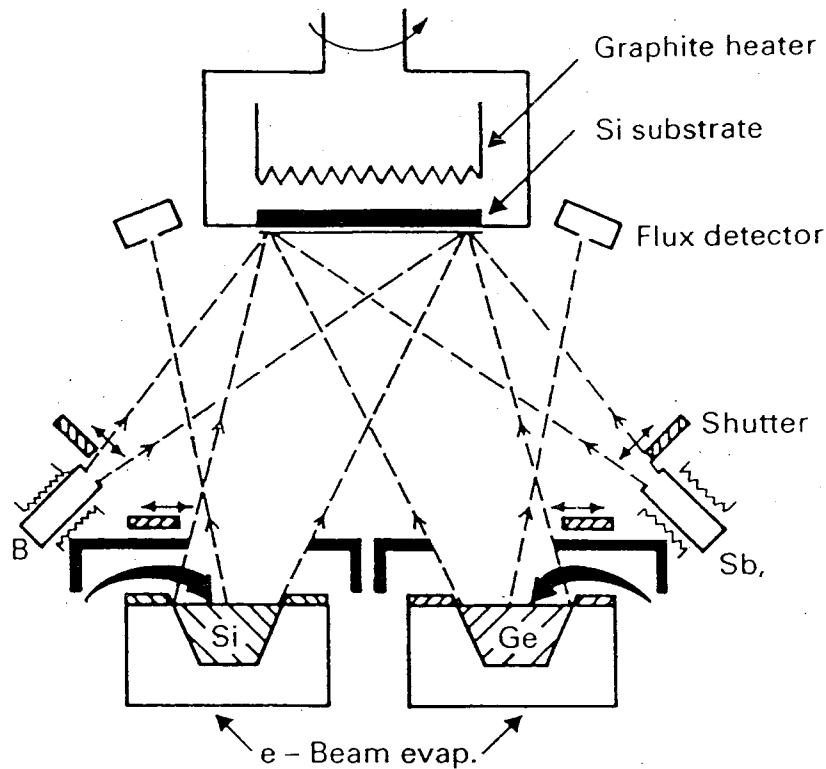


图3.1 Si固源分子束外延生长室的结构示意图

的。锑的表面偏析作用目前被广泛用作表面活性剂[1]，以抑制Ge在Si中的表面偏析，改善界面组份的突变性。

在外延生长过程中衬底支架可以自动旋转，保证了在大面积范围内各层外延膜的厚度、组份配比、掺杂浓度及深度分布的均匀性。分子束外延最突出的特点就是可以在衬底从室温到1000度的范围内，独立地改变Si、Ge源及掺杂源的速率，以实现不同的材料结构及掺杂分布。

生长室中除了必备的四种束源外，还装有高能电子衍射装置(RHEED)，可以对样品生长情况进行原位、实时的监控。用RHEED强度振荡还可以准确的测出材料的生长速率。设备同时还装有四极质谱仪用来检测系统中的残余气体及对系统检漏。

为了获得高质量的外延层，减少源和衬底被污染的可能性，生长室的内部安装有液氮冷屏。各束源周围装有水冷套，使生长室内的残余杂质或气体吸附于冷屏上，从而可保持生长室的超高真空环境。当系统暴露大气之后，整个真空系统需要在200°C下烘烤72小时以上，以除去吸附在内壁上的杂质。衬底的样品架需在1000°C下去气。所有生长源及掺杂源也都要在高于使用温度的条件下去气，保证束源的清洁。在生长过程中，生长室可保持在 10^{-8} mbar左右。

§3.3 高能电子衍射(RHEED)的原位分析和监控

反射高能电子衍射是MBE系统中最重要原位分析仪器。主要由电子枪和荧光屏组成。由电子枪发射来的电子能量及束流强度均可在一定的范围内调整。因高能电子束是掠射进入晶体的表面，所以探测到的是晶体表面层的原子排列情况。因此，可以将晶体表面理解为具有二维周期的表面。

衬底上的原子排列情况与荧光屏上看到的衍射图样之间的关系可用图3.2表示出来。晶面间距 $d_h = 2\lambda L/D$ ， L 是衬底与荧光屏之间的距离， D 是荧光屏上所测到的衍射线距离的两倍。因此由所测出的衍射线间距就可推导出该簇原子晶面排列的周期大小。

利用RHEED衍射图样可原位地监测表面的清洁度、外延生长的质量及表面的原子再构。另一方面利用RHEED衍射强度随着外延生长厚度的振荡关系曲线，还可定出外延生长速率。这种方法常用在GaAs生长体系中。T.Sakamoto等人[2]指出，在Si分子束外延中，当原子的生长既不是以台阶流式的方式生长，也不是以形成粗糙表面

的方式生长，而是以二维成核的方式生长时，也可观察到RHEED的强度振荡。

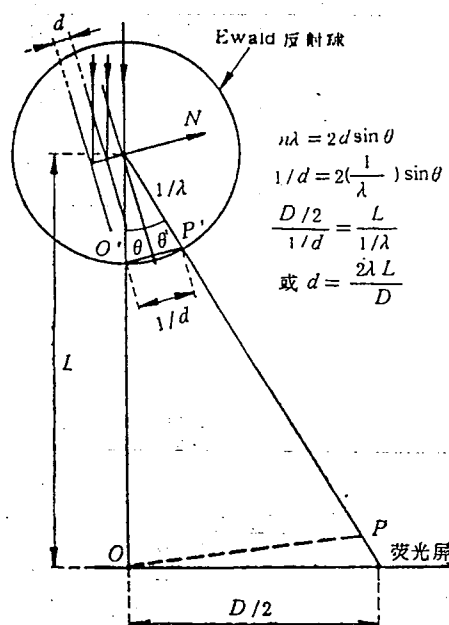


图3.2 以测量RHEED衍射点来确定晶面间距

§3.4 Si分子束外延的常规生长工艺

1、清洁衬底表面的准备

Si分子束外延发展到今天已证明可制备出高质量的外延层。然而要实现这个目的就必须准备出清洁的衬底表面。人们通常利用低温化学清洗的方法来实现。

低温化学清洗方法主要包括两个过程：首先是用湿法化学清洗，目的是把污染的表面层腐蚀掉，并在表面形成干净的起保护作用的氧化膜。其次是在超高真空下 900°C 加热，再除去氧化膜，得到具有原子尺度的清洁表面[3]。

衬底的化学清洗过程主要包括四步:

一、衬底的去油过程:

- 1、在丙酮中煮10分钟。
- 2、在三氯乙烯中煮10分钟。
- 3、在丙酮中煮10分钟。
- 4、在酒精中煮10分钟。
- 5、用去离子水冲10分钟。

二、除去衬底上的自然氧化膜:

在 $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}=1:1$ 的溶液中浸2-3分钟,然后用去离子水冲洗干净。

三、用碱溶液除去衬底表面的碳、金属等的污染。

即在 $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}=1:1:5$ 的溶液中, 90°C 下煮15-20分钟,使在Si衬底表面形成很薄的氧化膜。然后把样品在 $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}=1:10$ 的溶液中浸2-3分钟以除去薄的氧化膜,得到清洁的Si表面,再用去离子水冲10分钟。

四、用酸处理,除去剩余的碳及金属污染。

在 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}=1:1:6$ 的溶液中, 90°C 下煮10-20分钟,在表面形成一层小于1nm的氧化膜,再用去离子水冲洗干净,如果衬底表面的吸水性是均匀的,则表面清洗就算符合要求。

样品在装进样品架之前，用甩干机将衬底甩干，然后立即装在样品托上送入系统。样品清洗的第四步是非常重要的，它可以在衬底表面形成一个很薄的氧化膜，这个氧化膜是很稳定的，极不活泼，所以在装样品的过程中，其它的污染不会吸附到衬底上。在外延生长前，通过 900°C 的加热过程即可将氧化膜除掉。实验证明，用这种方法处理过的表面符合外延生长的要求。

2、分子束外延的生长条件

在Si表面上进行生长时，温度一般为 $500^{\circ}\text{C} - 800^{\circ}\text{C}$ ，远低于化学气相外延(CVD)的生长温度。生长速率一般控制在 $1\text{\AA}/\text{s}$ 左右，而且还发现它在一个很宽的温度范围内几乎不变，而CVD的生长速率则随着温度的降低而减小。

3、生长过程中对材料的监控

样品被送入系统后，在预处理室经过加热去气处理后，传入生长室，然后将衬底加热到 $900^{\circ}\text{C} - 950^{\circ}\text{C}$ 并维持10 - 15分钟，使氧化膜完全脱附。脱膜过程及随后的外延生长都可以由RHEED来监控。氧化膜未脱掉时，RHEED的衍射图只是一个模糊半圆形的光晕，随着氧化膜逐渐脱去，衍射斑点开始出现，并且由亮变暗，最后整个视场布满了明暗对比强烈的衍射图样。Si(100)清洁表面的RHEED衍射图样为 (2×1) 的表面再构；而Si(111)的清洁表面则为 (7×7) 的表面再构。RHEED非常灵敏地反映出表面的形貌状态。

第三章参考文献:

- [1] M.Copel, C.Reuter, E.Kaxiras and R.M.Tromp, Phys. Rev. Lett, **63**, 636(1989)
- [2] T.Sakamoto, N.J.Kawai, T.Nakagawa, K.Ohta and T.Kojima, Appl. Phys. Lett., **47**, 617(1985)
- [3] A.Ishizaka and Y.Shiraki, J. Electrochem. Soc., **133**, 666(1986)

第四章 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 异质结红外探测器(HIP)

§ 4.1 引言

1990年,加州理工学院喷气推进实验室的T.L.Lin[1]利用MBE技术,首次制作了 $\text{P}^+-\text{GeSi}/\text{Si}$ 异质结内光电发射红外探测器以来,此种器件便得到很快的发展,并在长波区实现了清晰的成象。然而,我们还必须看到, $\text{P}^+-\text{SiGe}/\text{Si}$ 异质结红外探测器到目前为止,工作温度仍然较低,文献报导的均低于77K液氮温度;量子效率,特别在长波区域也不很高。从而限制了它的应用范围。因此,提高 $\text{P}^+-\text{SiGe}/\text{Si}$ 异质结红外探测器的工作温度和量子效率,仍然是该种器件的研究方向,这也正是我们开展研制 $\text{P}^+-\text{SiGe}/\text{Si}$ 异质结红外探测器工作的主要目的。

本章具体介绍我们对器件的研制情况。在已有器件的基础上,我们主要作了以下工作: 1、生长前,在Si衬底上所作的氧化硅绝缘层(见图4.6)比通常情况下的要厚,在衬底清洗和生长室内的高温脱膜(去掉光敏区内Si表面上自然形成的氧化膜薄层)仍用标准步骤进行,这样既保证了绝缘层图形的完整性,又保证了光敏区内Si表面的清洁,从而可以得到更好的异质结界面。2、对已有的量子效率模型进行了改进,把激发载流子的输运过程考虑进去,发现理论结果与实验结果符合得更好。3、在电极结构上进行了改进。把铝电极直接做到 n^+ 保护环上方的GeSi层上面,目的是降低器件制作工艺难度,同时避免GeSi层的非晶部分所带来较大的串联电阻,以降低器件的噪声。4、在器件设计方面,采用叠层结构。由于每个单层较薄,这样就

可以提高器件的量子效率；同时由于多个单层共同作用，吸收率又不会降低。

§ 4.2 异质结红外探测器的原理及结构设计

§ 4.2.1 GeSi/Si异质结红外探测器的原理

P^+ -GeSi/Si异质结探测器也属于内光电发射型，因此其原理跟PtSi/Si肖特基势垒探测器十分相似。图4.1是器件的能带图[2]。由于

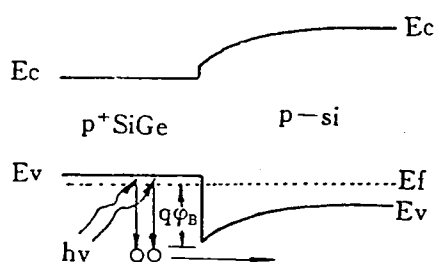


图4.1 GeSi/Si异质结红外探测器的能带图

GeSi合金层与衬底之间的价带不连续性，在界面处会形成一个势垒，当红外光入射到GeSi合金层后，该层内的空穴将被激发，形成具有较高能量的载流子，当其能量大于势垒高度时，就可以越过界面进入Si衬底一侧，从而产生光伏效应，实现对红外光的探测。器件的截止波长由异质结的势垒高度决定

$$\lambda_c = hc/\phi_B \quad (4.1)$$

势垒高度 ϕ_B 与 ΔE_v 有关，改变 $GexSi1-x$ 层的组份就可以改变 ΔE_v ，进而改变 ϕ_B ，达到调整截止波长的目的。

§ 4.2.2 器件的内光电发射过程与生长材料的结构设计

GeSi_{1-x}层的红外吸收与掺杂浓度

GeSi层对红外光的吸收主要来自于带内吸收和自由载流子吸收。Lin等人对吸收进行了理论计算, 结果表明[3]在中、远红外区, 自由载流子吸收占主导地位(见图4.2), 因此, 利用载流子吸收便可以实现对中、远红外的探测。

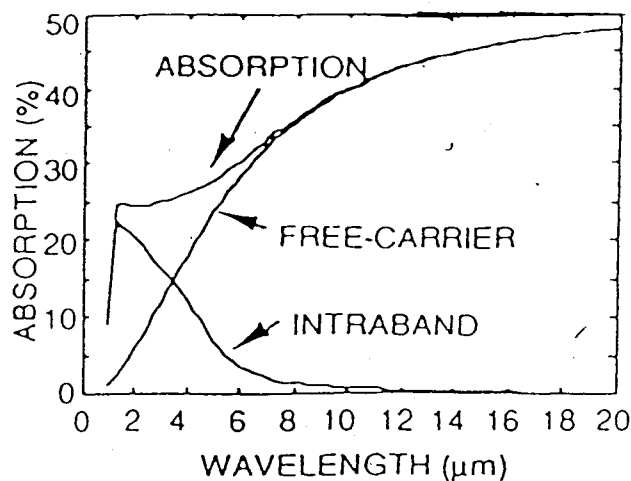


图4.2 由P型Ge_{0.3}Si_{0.7}层内带间跃迁和自由载流子吸收所引起的吸收曲线(理论值)

对于自由载流子的吸收, 其吸收系数的经典公式为:

$$\alpha = \frac{N\lambda^2 e^3}{4\pi^2 c^3 n \epsilon_0 m^{*2} \mu \tau} \quad (4.2)$$

其中N是载流子的浓度, n为折射率, m*是空穴有效质量, c是光速, ε是介电常数, τ是载流子的弛豫时间。可以看出, 载流子浓度越大, 吸收越强, 因此必须对合金层进行高浓度掺杂, 以获得更大的吸收系数。采用纯硼作掺杂源, 通过对其1700°C地高温加热, 可获得 $1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 左右的掺杂浓度, 这也是通常采用的浓度, 因为掺杂过高不仅变得困难, 而且还会影响晶体的质量。

另外，公式还显示出吸收系数随波长的变长而增加，这有利于长波长红外探测器的研制。

光生空穴的输运与GeSi层的厚度

探测器的外量子效率是内量子效率与光吸收效率的乘积。Ge_xSi_{1-x}层中的光生空穴在向界面运动时，会遇到弹性散射和非弹性散射的发生。非弹性散射，诸如空穴与空穴、空穴与声子之间的散射，会损失光生空穴的能量，从而降低内量子效率；相反，弹性散射，如空穴在GeSi层表面的反射，会改变空穴的运动方向，使其向界面移动，从而又增加内量子效率，因此可以通过降低GeSi层的厚度来提高内量子效率。但是，一味地降低厚度，又会降低器件对光的吸收效率，带来负面影响。所以，要获得一个尽可能高的外量子效率，就必须在内量子效率与吸收效率之间进行权衡，以寻求一个最佳厚

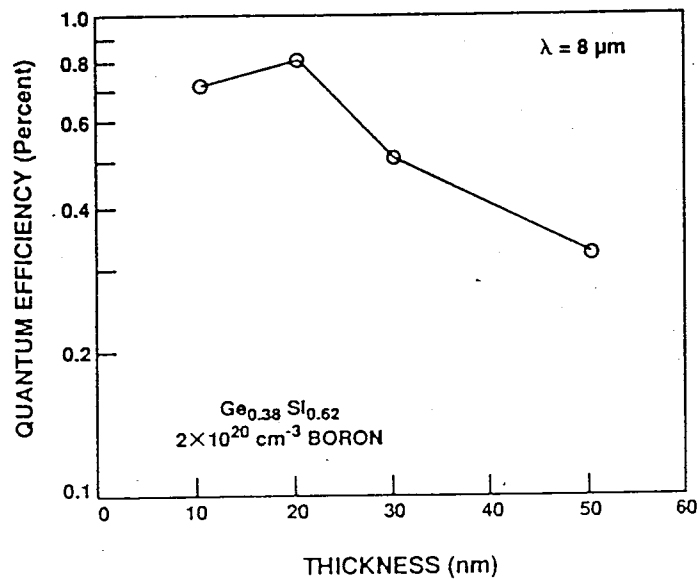


图4.3 Ge_{0.38}Si_{0.62}探测器在8μm处的光响应随GeSi层厚度的变化

度值。对于PtSi/Si肖特基探测器，PtSi层的最佳厚度仅为20Å。图4.3显示的是掺杂浓度为 $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 的Ge_{0.38}Si_{0.62}/Si异质结探测器，响应波

长在 $8\mu\text{m}$ 处的量子效率随GeSi层厚度的变化关系曲线[4]，可以看出其最佳厚度为 $200\text{\AA}$ 。

器件截止波长与GeSi合金层的组份

探测器的截止波长 λ_c 可表示为：

$$\lambda_c(\mu\text{m}) = 1.24/q\Phi_B[\text{eV}] \quad (4.3)$$

其中， $q\Phi_B$ 为势垒高度，与异质结的价带偏移量 ΔE_v 和GeSi层的费米能级 E_F 有关，即：

$$E_F = 16.9(m_0/m_p)(n/10^{19}\text{cm}^{-3})^{2/3} \quad (4.4)$$

而 ΔE_v 和 E_F 又分别与GeSi层的组分 x 和掺杂浓度有关，因此改变组分 x 和掺杂浓度，就可以改变截止波长 λ_c 。当然，掺杂浓度的改变较组份的改变处于次要地位。

图4.4和图4.5分别显示的是 ΔE_v 、 λ_c 与组分 x 的关系以及势垒高度、

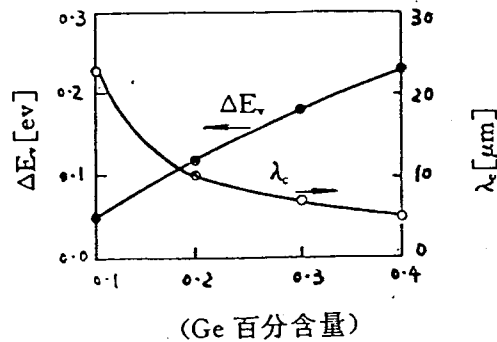


图4.4 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ HIP的 ΔE_v 及 λ_c 与组分 x 的关系

λ_c 与掺杂浓度的关系[4]。

由图4.4可见, 在 $x=0.1-0.4$ 时, 异质结探测器的 $\lambda_c=5-22\mu\text{m}$, 这覆盖了一个较宽的红外范围, 是一种较理想的长波长红外探测器。

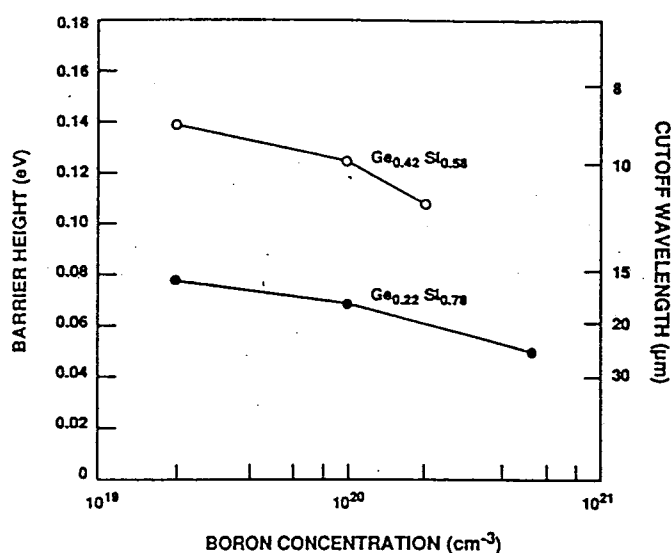


图4.5对于 $\text{Ge}_{0.42}\text{Si}_{0.58}$ 和 $\text{Ge}_{0.22}\text{Si}_{0.78}$ 探测器,其势垒高度与截止波长随掺杂浓度的变化

§ 4.2.3 器件的结构设计与制作

器件的结构

图4.6是文献[1]提出的异质结红外探测器的常用结构, 这种结构工艺简单, 而且可与CCD或CMOS电路实现单片集成。结构中采用了磷扩散的 N^+ 型区作为保护环, 以减少异质结边缘的漏电。电极直接从氧化硅绝缘层上面的GeSi层上引出。不过该结构仍存有一定的

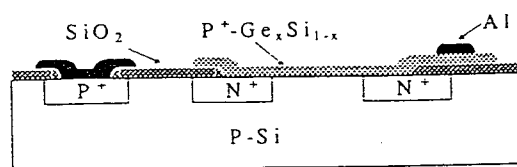


图4.6 HIP器件的常用结构

缺点，我们为此做了一些改进，这可从后面的内容了解到。

器件的工艺流程:

衬底采用双面抛光的2英寸Si(100)片，电阻率为 $20\Omega\cdot\text{cm}$ ，清洗后开始以下流程:

备片 - 热氧($6000\text{\AA}$) - 光刻I(刻 P^+ 区) - 腐蚀氧化硅至衬底 - 注硼(P^+ 区掺杂) - 去胶 - 热氧($>3000\text{\AA}$) - 光刻II(刻 n^+ 区) - 腐蚀氧化硅至衬底 - 去胶 - 扩磷 - 腐蚀氧化硅至衬底 - 热氧($>5500\text{\AA}$) - 光刻III(刻光敏区) - 腐蚀氧化硅至衬底 - 注硼 - 去胶 - MBE生长GeSi层 - 光刻IV(反刻GeSi层) - 干法腐蚀层GeSi层 - 去胶 - 光刻V(刻孔) - 腐蚀氧化硅至衬底 - 去胶 - 蒸铝 - 光刻VI(刻电极) - 反刻铝 - 去胶 - 合金。

GeSi层的MBE生长

带有图形的衬底片经过严格的清洗后，然后迅速装到钼块上，完成进样。样品先在预备室中用 450°C 对其进行去气大约1小时，当预备室真空稳定在 $2\times 10^{-9}\text{mbar}$ 左右，去气过程可以结束。然后把样品传入生长室。

样品在生长室内再进行 900°C 的高温退火，以便除去清洗过程中在表面形成的氧化膜，持续5分钟左右便可得到一个十分理想的Si(100)衬底表面。此时用RHEED可观察到表面清晰的(2X1)再构图样。符合要求后，应尽快将衬底温度设定为生长温度，不要将样品长时间的处在高温状态，以免烧掉氧化硅图形。

生长GeSi时，生长速率通常设定为 $1\text{\AA}/\text{S}$ ，生长温度一般定在 $550^\circ\text{C} - 650^\circ\text{C}$ 之间，温度太高会岛状生长，太低会影响到外延层的

质量。另外，生长温度也会给掺杂浓度带来影响，图4.7显示的是硼的掺杂浓度随衬底温度的变化关系曲线[5]。P掺杂所用B源的温度设为1700°C，对应掺杂浓度约为 $1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ ，这已符合我们的要求，若掺杂太低会降低GeSi层对光的吸收，太高不仅会超过B的固熔度，而且过多的B原子会影响到外延层的质量。生长时，系统真空优于 $3 \times 10^{-8} \text{mbar}$ 。

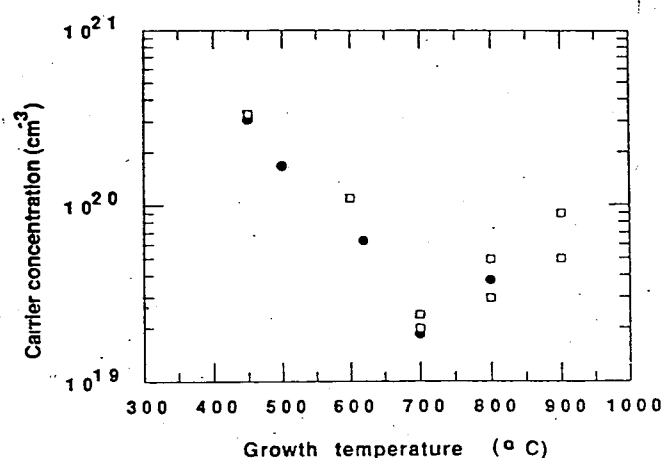


图4.7 对应不同生长温度下,室温条件下所测得的空穴浓度.B的掺杂浓度为 $3 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$

§ 4.3 器件电极结构的改进

§ 4.3.1 引言

图4.6是通常用的器件结构，其Al电极是直接连到SiO₂层上面的GeSi合金层上，这样，Al钉扎效应以及由它所引起的漏电就能得以避免。但此种结构仍存在两个缺点：

- 1、由于GeSi合金层的厚度通常在1000Å以下，所以用作绝缘层的SiO₂层必须较薄，以保证GeSi合金层在台阶处不断。但较薄的SiO₂层

在生长之前的清洗时易被漂掉，由此带来 SiO_2 层的生长和清洗工艺上的困难。

2、由于 SiO_2 层上面的GeSi合金层是非晶，所以会引起较大的串联电阻，增加器件的噪声，降低器件的性能。

为了克服上述缺点，我们将铝电极一直引到硅衬底(光敏区)上的GeSi层上，而不是 SiO_2 上面的非晶合金层上，这样，由非晶层引起的串联电阻就会避免，并且合金层的爬坡问题也得以解决，因而也就不必担心GeSi层在台阶处的断裂，避免了对薄 SiO_2 绝缘层的要求。

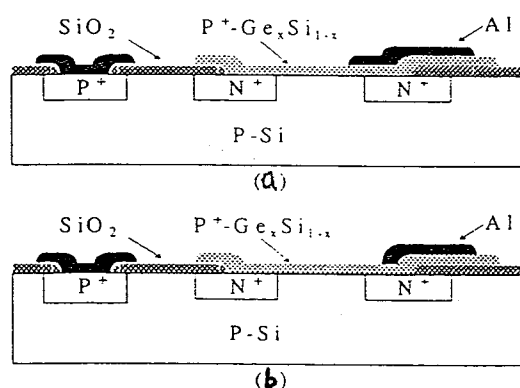


图4.8改进后的两种探测器的电极结构

图4.8(a)是我们为改进电极初期所采用的结构，后来发现这种结构尽管可以避免上面提到的两个问题，但钉扎效应却又不能解决，反而由此会增大器件的漏电。为进一步消除钉扎效应所带来的后果，我们改进成为如图4.8(b)所示的电极结构。电极所接触的合金层只是在n型保护环上方的部分，这样即使钉扎现象发生，问题也不会太大。因为钉扎仅仅发生在保护环上方，在器件工作时，由n型保护环和

p型衬底所构成的结正好处在不偏或反偏状态，因此与器件的漏电相比，由它所引起的漏电将是非常小的。

§ 4.3.2 实验与结果

为验证改进后的电极所带来的效果，我们对上述提到的三种不同电极结构的探测器进行了电学和黑体响应的测量。除电极结构外，其它参数及生长条件都完全一样。 $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.75}$ 合金层厚度均为 $1000\text{\AA}$ ，掺杂浓度均为 $1\times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ ，器件光敏面均为 $100\times 100\mu\text{m}^2$ 。测量时，器件封装在带有Ge窗和冷屏的金属杜瓦瓶中。为方便起见，我们把对应图4.6、和图4.8(a)(b)的三种探测器分别标记为A、B、C。

电学特性

用晶体管图示仪对三器件在室温和液氮条件下进行了I-V特性曲线的测试。器件在室温下均呈标准的电阻特性，电阻值为 $1\text{K}\Omega$ 。在液氮温度下，均表现出较为理想的正反向整流特性(图4.9)，反向电流密度均为 10^{-2}A/cm^2 左右，同热电子发射方程算得的结果一致。另外，从图中还进一步看出：

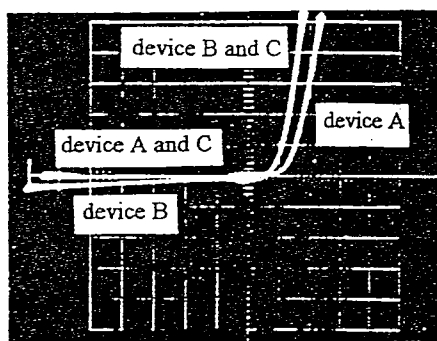


图4.9 器件A,B,C的I-V特性曲线，横、纵轴单位分别为 0.1V/div 和 0.01mA/div

1、由于器件B中Al钉扎效应所带来的影响，器件B的反向电流大于器件A和C的反向电流。

2、由于器件A所寄生的较大的串联电阻，器件的A正向阻抗大于器件B和C的正向阻抗。

因此，只有器件C的曲线最为理想。由于它同时消除了Al钉扎效应和GeSi多晶合金层所产生的较大的串联电阻，因此它的反向电流和正向阻抗都很小。

黑体响应的测试

在进行黑体响应的测试时，我们以黑体作为辐射源，其出射孔径 $\Phi=3\text{mm}$ ，黑体与器件之间的距离 $d=6.5\text{cm}$ 。信号电压 V_s 和噪声电压 V_n 通过MODELSR510型锁相放大器测得。放大器的调制频率和等效噪声带宽 Δf 分别为1kHz和1Hz。实际测量时，器件所能接受到的辐射功率可由下式算得：

$$P = \sigma \varepsilon (T^4 - T_0^4) \cdot A_d \cdot A_0 \cdot t / (2.83\pi \cdot d^2) \quad (4.5)$$

其中 σ 为斯忒潘常数； ε 是黑体辐射功率，约为0.99； A_0 和 A_d 分别为出射孔径面积和器件光敏面积。

黑体探测率由下式算得：

$$D^* = \frac{V_s}{V_n} (A_d \Delta f)^{1/2} / P(\text{mHz}^{1/2} / \text{W})$$

$$\text{或 } D^* = R_v (A_d \cdot \Delta f)^{1/2} / V_n \quad (4.6)$$

R_v 是电压响应率。

表4.1是三器件在77K下对于500K黑体所测到的结果。

器件	$V_s(\mu V)$	$V_n(nV)$	V_s/V_n	$D^*(cmHz^{1/2}/W)$
A	0.430	22.0	19.5	3.5×10^7
B	0.050	10.0	5.0	0.89×10^7
C	0.450	17.0	26.5	4.7×10^7

可以看出:

- 1、器件C的探测率最高。
- 2、由于带有较大的串联电阻, 器件A的噪声电压大于器件B和C的噪声电压。
- 3、由于器件B较大的漏电流, 其信号电压小于器件A和C的信号电压。

因此, 从黑体响应的结果来看, 器件C的性能最好。

§ 4.4 GeSi/Si异质结红外探测器量子效率模型的改进

§ 4.4.1 引言

最初的 $P^+-Ge_xSi_{1-x}/Si$ 异质结红外探测器量子效率模型是由B.Y.Tsaur等人在1991年建立的[4], 此模型把外量子效率看作是吸收效率与内量子效率的乘积, 它能够成功地解释量子效率随波长的变化趋势, 所以一直被引用[4,6,7]。但该模型没有考虑激发空穴在GeSi合金层中的输运过程。事实上, GeSi层中的激发空穴由于会受到散射机制, 不会全部到达GeSi/Si界面处。因而Tsaur的模型不能够完全

描述异质结红外探测器的工作原理，因而也就不能够正确地分析GeSi合金层的厚度对量子效率的影响。

§ 4.4.2 模型的建立

为建立一个完整描述器件工作原理的量子效率模型，我们把激发空穴的输运过程考虑进去，并把模型中存在的一些不妥的处理进行了改进。

根据探测器的原理，量子效率是由以下三过程共同决定的：

- (i)通过GeSi合金层对光的吸收，产生激发空穴。
- (ii)激发空穴向GeSi/Si界面处输运。
- (iii)激发空穴越过GeSi/Si势垒进入Si衬底。

这样，器件的量子效率就可由下式给出：

$$Y(h\nu)=A \cdot T \cdot Y_i \quad (4.7)$$

其中A代表吸收效率，它由过程(i)决定；T代表激发空穴的输运效率，由过程(ii)决定； Y_i 代表内量子效率，由过程(iii)决定。现我们分别对它们进行讨论。

1、吸收效率A

吸收效率A被定义为激发空穴数与入射光子数的比率。如果GeSi层的吸收系数、GeSi层的厚度、GeSi层上下表面的反射率R已知，A可由下式求得：

$$A = \frac{(1-R)(1-e^{-\alpha d})}{1-Re^{-\alpha d}} \quad (4.8)$$

此公式考虑了入射光的多次反射。可以发现A随GeSi层厚度的增加而单调增加。

2、输运效率T

输运效率T被定义为到达界面处的激发空穴数与总激发空穴数的比率。我们定义P(x)为GeSi层内距离界面x处所产生的激发空穴数。如果 $1/\alpha > d$, P(x)可近似看成与x无关, 这样

$$\begin{aligned} T &= \int_0^d p(x)e^{-x/L}dx / \int_0^d p(x)dx \\ &= \frac{L}{d}(1-e^{-d/L}) \end{aligned} \quad (4.9)$$

其中L是激发空穴的平均自由程。

根据此式, T依赖于d/L。当 $d \ll L$ 时, $T \rightarrow 1$; 当 $d \gg L$ 时, $T \rightarrow 0$; 当d/L从 $0 \rightarrow +\infty$ 时, T从1单调递减为0。

3、内量子效率 Y_i

Y_i 被定义为越过势垒到达Si衬底的空穴数N与GeSi层内到达界面处的激发空穴数 N_T 之比:

$$Y_i = N/N_T \quad (4.10)$$

利用零温度近似和直接跃迁近似, 在Tsaur的模型中[4], N和 N_T 分别由下两式给出:

$$N_T = \int_{h\nu}^{E_F} \frac{dN}{dE} dE \quad (4.11)$$

$$N = \int_{E_F + \phi_B}^{E_F + h\nu} \frac{dN}{dE} p(E) dE \quad (4.12)$$

其中 $P(E)$ 为激发空穴越过势垒 ϕ_B 的几率:

$$P(E) = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{E_F + \phi_B}{2}} \right) \quad (E_F \geq E_F + \phi_B) \quad (4.13)$$

dN/dE 是能态密度, 可近似表示为:

$$\frac{dN}{dE} = N_v E^{1/2} \quad (4.14)$$

N_v 是一与能量无关的常数。

但是, 我们认为(4.11)和(4.12)式只有当 $E_F \leq h\nu \leq \phi_B$ 时才有效, 这是因为:

当 $h\nu < E_F$ 时, 式(4.11)的积分下限应为 E_F , 因为此时激发空穴的最低能量是 E_F 而不是 $h\nu$ 。

当 $h\nu > E_F + \phi_B$ 时, 式(4.12)的积分下限应该是 $h\nu$, 因为此时激发空穴的最低能量是 $h\nu$ 而不是 $E_F + \phi_B$ 。

我们发现, 当 $h\nu > E_F + \phi_B$ 时, 即在短波范围内, 通过(4.10)-(4.12)式算得的 Y_i 将大于1, 这显然是不合理的。

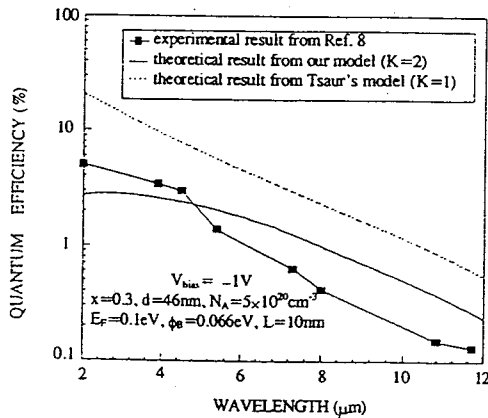
为此, 我们将内量子效率模型 Y_i 改为如下形式:

$$Y_i = \begin{cases} \int_{E_F + \phi_B}^{E_F + h\nu} \frac{dN}{dE} p(E) dE / \int_{E_F}^{E_F + h\nu} \frac{dN}{dE} dE, & (h\nu < E_F, h\nu > \phi_B) \\ \int_{E_F + \phi_B}^{E_F + h\nu} \frac{dN}{dE} p(E) dE / \int_{h\nu}^{E_F + h\nu} \frac{dN}{dE} dE, & (E_F \leq h\nu < E_F + \phi_B, h\nu > \phi_B) \\ \int_{h\nu}^{E_F + h\nu} \frac{dN}{dE} p(E) dE / \int_{h\nu}^{E_F + h\nu} \frac{dN}{dE} dE, & (h\nu \geq E_F + \phi_B) \end{cases} \quad (4.15)$$

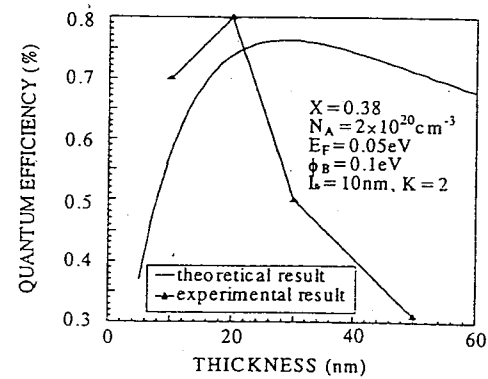
此模型结构完整、形式简单、物理概念清晰。

§ 4.4.3 结果讨论

为了对改进后的模型作出验证，我们把它同实验结果进行了比较(如图4.10)，实验数据来自于文献[3]，可以看出两者符合得很好。在短波区，带有300Å厚GeSi层的器件A的量子效率大于带有100Å厚GeSi层的器件B的量子效率，这是由于厚的GeSi层具有较强的吸收率；而在长波区，器件A的量子效率又小于器件B的量子效率，这是由于器件A的输运效率低造成的，这一特征也体现在我们的计算结果中。假若根据Tsaur的模型，由于它没有考虑激发空穴的输运，器件A的量子效率在整个波长范围内将一直大于器件B的量子效率，这与实验不符。



4.10 理论结构与实验结果的比较



4.11 量子效率随Ge_{0.38}Si_{0.62}厚度的变化

利用我们的量子效率模型还可以估算GeSi层的最佳厚度值。图(4.11)显示的是量子效率在 $8\mu\text{m}$ 处随GeSi层厚度变化关系的理论曲线与实验曲线的比较, 实验结果来自于文献[4]。理论曲线的最佳GeSi层厚度为 $290\text{\AA}$, 这与实验也有较好的符合。

§ 4.5 多层 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 异质结红外探测器

§ 4.5.1 引言

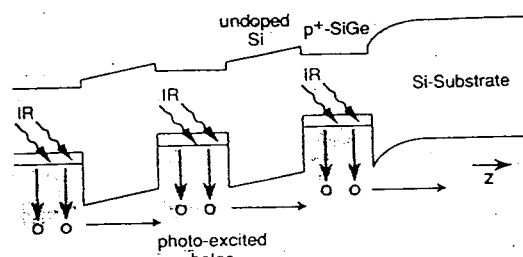
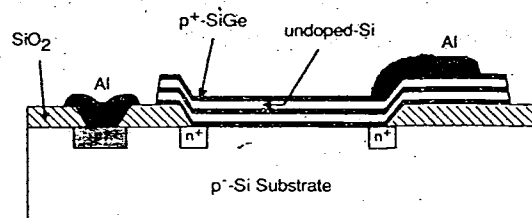
依照前面的论述, 异质结红外探测器的外量子效率是吸收效率与内量子效率的乘积。减少GeSi合金层的厚度可以提高内量子效率, 但同时又会降低红外吸收效率。为克服这一矛盾, 可以采用多层GeSi合金结构, 即通过非掺杂Si作为隔离层, 把几层较薄的GeSi合金堆叠在一起。对于每一单层, 由于其厚度较薄, 量子效率就会增加, 同时由于多个单层堆叠在一起, 总的吸收又不会降低, 因而器件的最终性能将得以提高。

§ 4.5.2 实验与结果

实验时, 所用的材料结构中包括4个 $50\text{\AA}$ 厚的 $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$ 层, 每层之间的非掺杂Si的厚度为 $300\text{\AA}$, 单层中间 $30\text{\AA}$ 进行B的掺杂, 两边各有 $10\text{\AA}$ 厚的Space层, 以提高界面质量抑制漏电的发生。器件的电极采用改进后的结构。器件的结构及能带图见图4.12(a)和(b)。

器件的电学特性

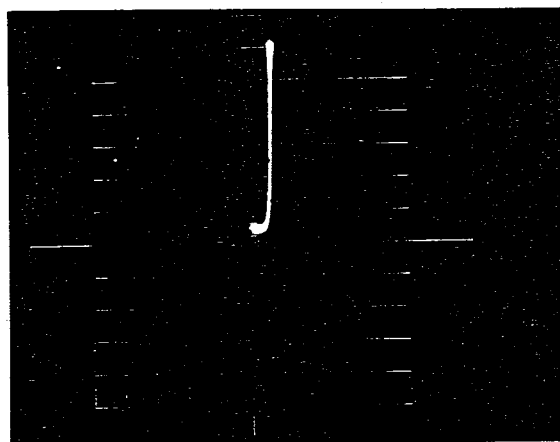
用晶体管特性仪对器件在室温和液氮条件下进行了I-V曲线的测试。室温下器件呈很好的电阻特性, 阻值约为 500Ω ; 液氮下表现出理



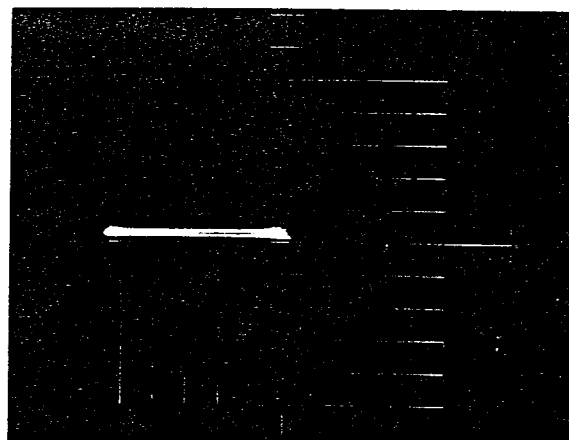
(b)

图4.12(a)层叠结构探测器的截面图及其(b)能带图

想的二极管特性(图4.13), 反向电流密度约为 10^{-4} A/cm^2 , 同热电子发射方程算得的结果基本一致。图4.14是利用氮循环制冷机测得的器件在不同温度下的反向暗电流特性。



(a) 正向特性



(b) 反向特性

图4.13. 77K下器件的I-V特性曲线

对于异质结红外探测器, 热激发电流密度由下式描述:

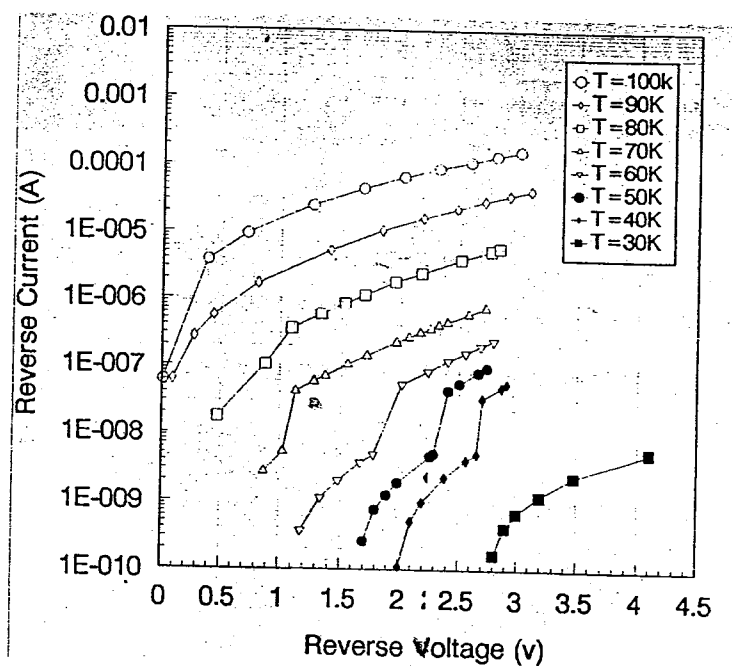


图4.14. 器件在不同温度下的反向暗电流特性曲线

$$J_0 = A^{**} \cdot T^2 \cdot \exp(-q\phi_b/kT)$$

其中 A^{**} 是理查德常数, T 是绝对温度, k 是波尔兹曼常数, $q\phi_b$ 是有

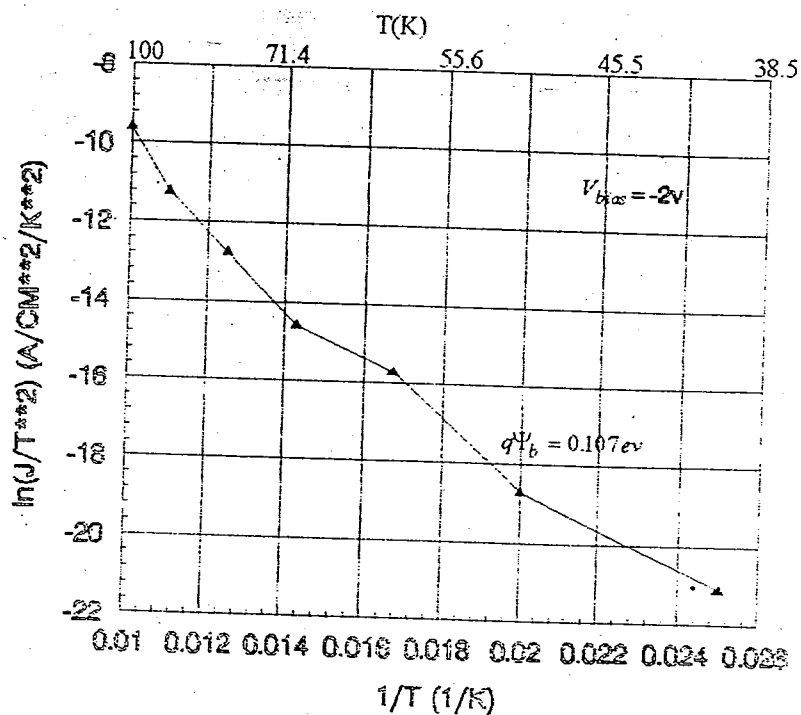


图4.15 器件在-0.2V偏压下的 $\ln(J/T^2)$ - $1/T$ 曲线

效势垒高度。

图4.15是器件在-0.2V偏压下的 $\ln(J_0/T^2) - 1/kT$ 曲线，它基本上呈一条直线，这说明除热发射电流外，由其它因素造成的漏电是很小的。由该直线的斜率可算得异质结的势垒高度约为1.06eV，对应截止波长为12.4 μm 。

光学特性

以硅碳棒作光源，利用三棱镜作单色仪进行光谱响应的测量。锁相放大器的设定参数同前。

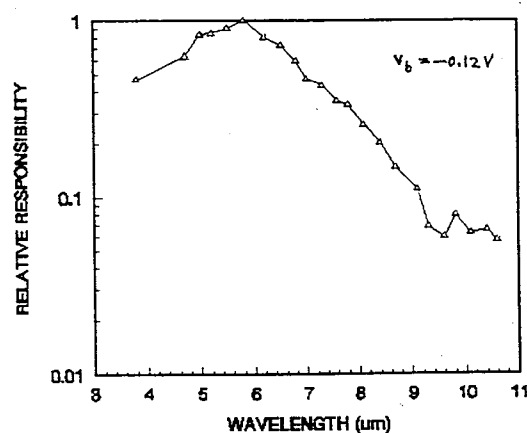


图4.16 器件在77K下的光谱响应

图4.16是器件在77K下测得的归一化响应谱，其光谱响应范围可达3 - 10 μm 。测得77K下峰值处的电压响应率为 $R_v = 5.6 \times 10^3 \text{ V/W}$ ，电压噪声为17nV，利用式(4.6)可算得峰值探测率：

$$D^*(5.8\mu\text{m}, 1\text{kHz}, 1\text{Hz}) = 2.5 \times 10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}.$$

同时我们也对器件进行了500K黑体的测试，测量参数同前。实际中测得77K下的黑体响应信号 $V_s=8\mu\text{V}$ ，利用式(4.6)算得黑体探测率为：

$$D^*(500\text{K}, 1\text{kHz}, 1\text{Hz})=8.4\times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$$

这已高出国内复旦大学93年在52K更低温度条件下所得到的结果。最近我们在器件表面制作了5000Å厚的 SiO_2 介质光腔结构，采用背面入射方式，初步测得77K下的峰值探测率达到：

$$D^*(5.8\mu\text{m}, 1\text{kHz}, 1\text{Hz})=1.2\times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}.$$

这一结果已处于国内领先地位。由于国外没有探测率的具体报道，所以我们的结果无法与之比较。

§ 4.6 结论

首先，我们在原有器件结构的基础上对Al电极结构进行了改进，即把Al电极的接触部分直接做在 N^+ 型保护环上方的GeSi合金层上面，而不是 SiO_2 绝缘层上方的非晶GeSi层上，这样就避开了非晶GeSi层部分所带来的串联电阻，同时在工艺上还解决了GeSi合金层的爬坡问题以及Al的钉扎效应。

其次，我们对通常的异质结红外探测器的量子效率模型进行了改进，把激发空穴在GeSi层中的输运过程考虑进去。理论计算得出的量子效率随波长的变化曲线与实验结果符合得很好。用改进后的模型还可以解释器件GeSi层的最佳厚度问题。

最后，我们利用多层GeSi合金代替单层GeSi合金制作了探测器，量子效率得到了提高，器件最终表现出良好的性能，光谱响应范围达到了3 - 10 μ m，峰值探测率在77K下达到 $D^*(5.8\mu\text{m}, 1\text{kHz}, 1\text{Hz}) = 2.5 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ，500K黑体探测率77下达到 $D^*(500\text{K}, 1\text{kHz}, 1\text{Hz}) = 8.4 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。在增加SiO₂介质光腔及采用背面照射的情况下，峰值探测率已达到 $1.2 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ，处于国内领先地位，这一结果为以后开发工作在液氮温度下的GeSi/Si异质结红外探测器阵列奠定了基础。

第四章参考文献:

- [1] T.L.Lin and J.Maserjian, Appl. Phys. Lett. **57**, 1422(1990)
- [2] T.L.Lin, A.Ksendzov, S.M.Dejewski, E.W.Jones, et al., IEEE Trans. Electron. Devices, **38**, 1141(1991)
- [3] T.L.Lin, T.George, E.W.Jones, A.Ksenov, and M.L.Huberman, Appl. Phys. Lett., **60**, 380(1992)
- [4] B.Y.Tsaur, C.K.Chen, and S.A.Marino, SPIE, **1540**, 580(1991)
- [5] M.R.Sardela, Jr., W.-X.Ni, H.Radpisheh and G.V.Hansson, Thin solid Films, **222**, 42(1992)
- [6] T.L.Lin, J.S.Park, S.D.Gunapala, E.W.Jones, and H.M. Del Castillo, IEEE Electron. Device Lett., **15**, 103(1994)
- [7] B.S.M. Lin and J.Hwang, J. Appl. Phys., **75**, 388(1994)

第五章 垂直入射SiGe/Si量子阱红外探测器的研究

§ 5.1 引言

由于Si材料的均匀性好, 易和Si读出电路进行单片集成, 制成大面积阵列, 因此, 近几年来用GeSi多量子阱材料来研制长波长红外探测器(QWIP)也一度引起人们的重视, 特别是在Chang和Jane[1]发表了关于在P型半导体量子阱中子带间跃迁能用垂直入射光进行激发的理论之后, 人们对垂直入射QWIP的兴趣越来越跃大, 因为它一旦研究成功, 就不象 AlGaAs/GaAs QWIP 那样需要制作耦合光栅, 以间接实现对垂直入射光的探测。但是, 从近几年的实验进展来看, 结果并不理想。文献[2]利用Ge组份为0.3和0.6、阱宽为 $40\text{\AA}$ 的GeSi/Si量子阱材料观察到了垂直入射光条件下来自于阱内HH1-SO1的吸收, 并实现了对 $3\mu\text{m}$ 红外光的探测, 但此波长过短; 文献[3]用Ge组份为0.15、阱宽为 $30\text{\AA}$ 的GeSi/Si量子阱实现了对 $8.2\mu\text{m}$ 长波长的探测, 但由于它利用的是自由载流子的激发, 其量子效率和探测率都不高, 很难达到实用价值; 文献[4]声称利用Ge组份为0.25、阱宽为 $40\text{\AA}$ 的GeSi/Si量子阱观察到了垂直入射光激发的子带间跃迁, 作出了响应波长在 $8.3\mu\text{m}$ 和 $10.3\mu\text{m}$ 的长波长QWIP, 但后来的文献[5]利用同样结构的材料, 在垂直入射条件下并没有观察到该波长的吸收, 还有其它一些文献[6,7]都有类似过报导, 证明垂直入射下, 对应长波长($>8\mu\text{m}$)跃迁的光吸收很小甚至没有。我们对长波长GeSi/SiQWIP从材料到器件也进行了研究, 实验上也未观察到长波长吸收以及长波长响应。

§ 5.2 实验

实验所用的GeSi/Si量子阱样品是在进口V80S MBE系统中生长的，Si衬底为P(100)，电阻率为 $8-15\Omega\cdot\text{cm}$ 。样品生长温度为 650°C ，速率为 $1\text{\AA}/\text{s}$ 。量子阱的宽度为 $40\text{\AA}$ 、阱区掺杂为 $5\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ ，Ge组份为0.25，势垒宽度为 $400\text{\AA}$ ，缓冲层和盖帽层的厚度均为 $3000\text{\AA}$ ，掺杂均为 $1\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ ，以作欧姆接触用。为了对材料作出验证，我们还对样品结构进行了双晶衍射的分析(如图5.1)，发现其结构参数与设定值一致。红外探测器采用台面结构，台面的刻蚀采用反应离子刻蚀法(RIE)，刻蚀速率为 $3000\text{\AA}/\text{min}$ 。器件利用剥离法制作Al电极，并在氮气保护下 450°C 退火1分钟，以得到良好的欧姆接触。样品的光敏面为 $130\times 130\mu\text{m}^2$ 。在付里叶变换红外吸收谱的测试实验中，为了准确测出量子阱内的吸收，我们还在同样条件下另外多生长了同样结构的两块样品，一块只有阱区掺杂，缓冲层和盖帽层不掺杂；另一块阱区、缓冲层及盖帽层都不掺杂。

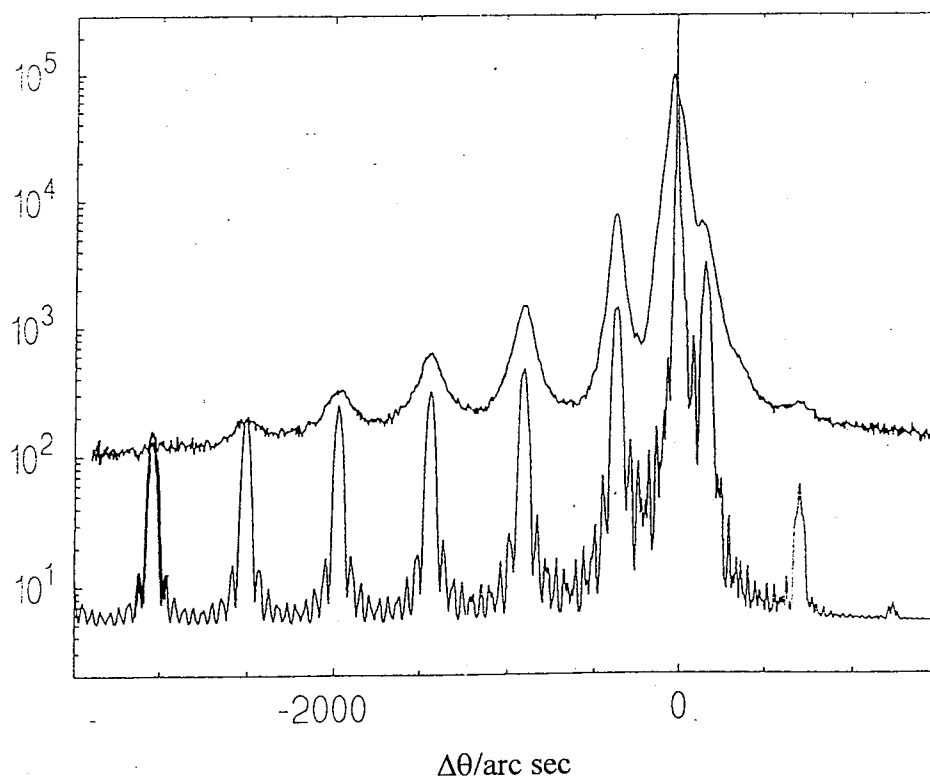
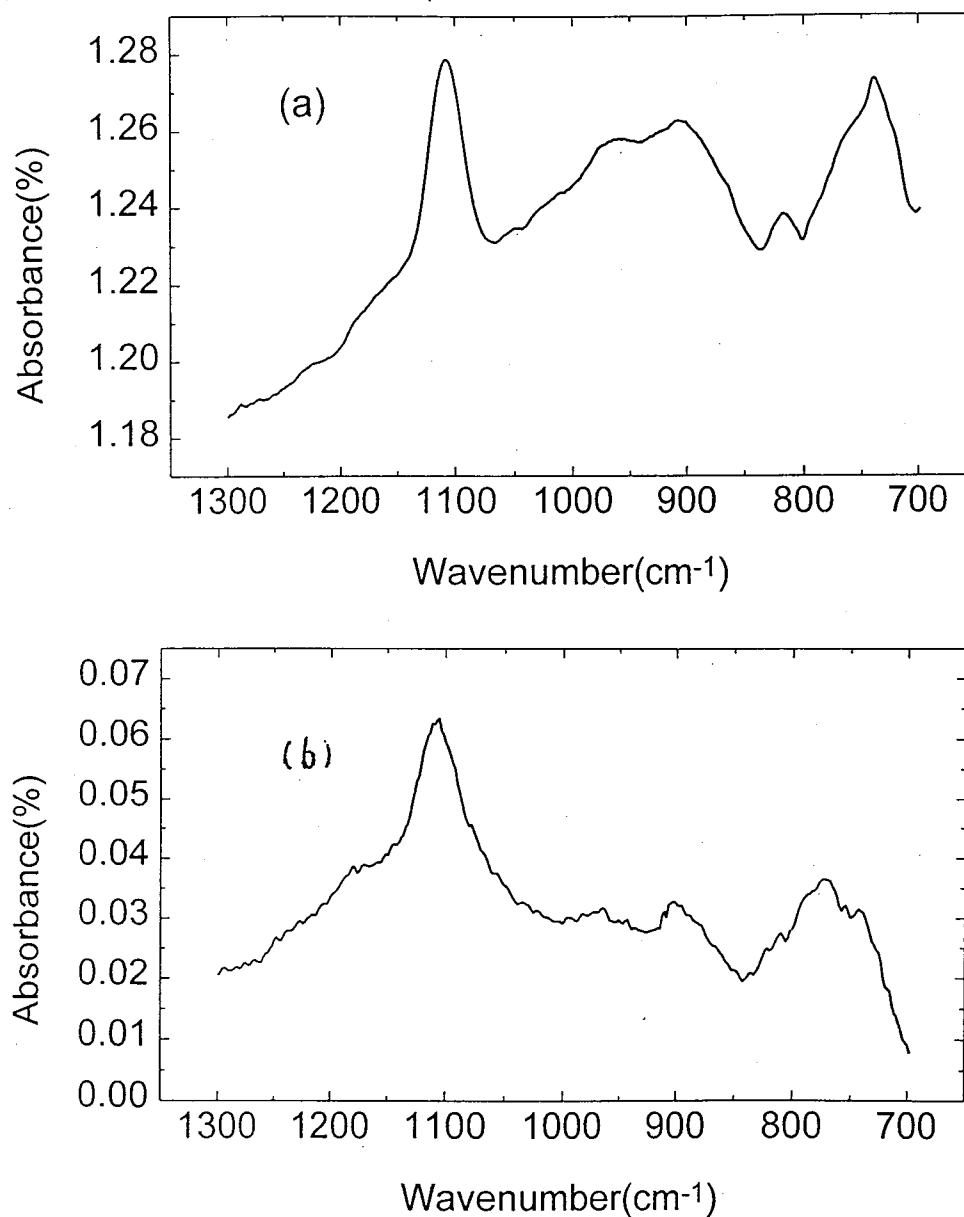


图5.1 样品的x双晶衍射曲线

§ 5.3 结果与讨论

图5.2(a)是样品在室温下的付里叶变换红外吸收谱。样品为双面抛光，入射光为垂直入射，吸收光谱用Si衬底片进行了扣除。可以看到吸收谱的背底呈现出随波数减少(波长增加)而增加的自由载流子吸收的特征。尽管谱中还出现了一些微弱的尖峰，但它们都与阱内子带间跃迁无关，其中 1100cm^{-1} 处的吸收峰是由微量的氧化硅引起的[6,8]



5.2(a)掺杂样品的红外吸收谱 (b)非掺杂样品的红外吸收谱

，另外一些峰与声子有关[8]。这一点我们也可从图5.2(b)得到验证，该吸收谱是由不掺杂样品测得的，但它仍然出现与图4.2(a)一样的吸收峰，只是自由载流子吸收特征消失了。图5.2(a)中对应于长波长的子带间吸收峰我们并没有观察到。

图5.3是器件的响应光谱。器件采用台面结构，入射光为垂直入射，测试温度为77K，信号由锁相放大器引出。从测得的谱中观察到一个位于 $6.2\mu\text{m}$ 处的响应峰，我们认为此峰既不是来自于HH1-HH2的跃迁也不是来自于HH1-SO1的跃迁，因为峰值波长与子带间能量差不符合(见图5.4)。另外从实验上也未发现它带有偏振特性。我们认为它正是来自于自由载流子的光激发。响应谱的截止波长为 $7\mu\text{m}$ ，与能带图中从第一激发态到阱口的能量差基本一致。

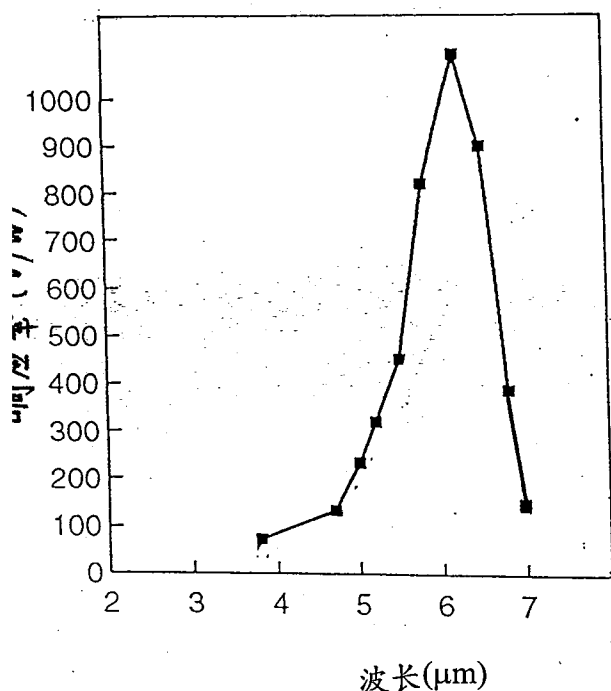


图5.3 液氮温度下,器件的光谱响应

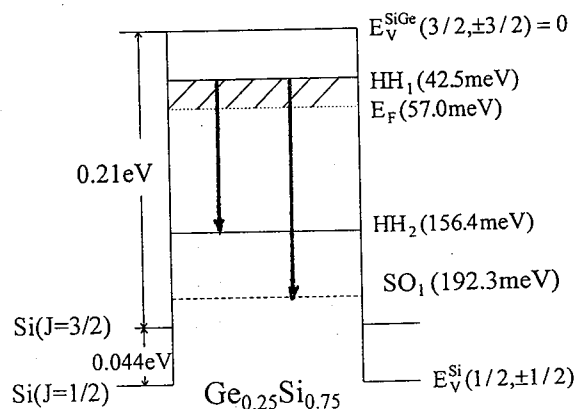


图5.4 样品的能级结构图

到目前为止，除上述提到的文献[4]外，仍然没有人真正观察到垂直入射条件下，来自于子带间的长波长($>8\mu\text{m}$)吸收或响应。最近，P.Kruck等人[9]利用阱宽 $25\text{\AA}$ 、Ge组份为0.36的样品研制成功了垂直

入射子带间跃迁红外探测器，但测到的峰值响应波长也只有 $5\mu\text{m}$ 。我们认为，要实现垂直入射光下子带间的激发是完全可以的，只要增加Ge的组份，K.L.Wang等人[10]也指出，只有当Ge的组份大于0.3时，才能导致较强的导带与价带间的耦合，从而观察到明显的带间吸收。因此，采用高Ge组份GeSi/Si的量子阱可以实现对短波的垂直探测。但要对长波长的垂直探测却是很难的，因为当Ge的组份低于2.5时，导带与价带间的耦合就变得很弱，垂直跃迁下的子带间跃迁就难以被观察到。

§ 5.4 结论

利用高组份 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 量子阱内较强的子带间跃迁可以实现对短波红外光的垂直探测。但要通过低组份GeSi/Si量子阱内的子带间跃迁来实现对长波长红外光的垂直探测，由于其弱的带间耦合，是很困难的。另外，尽管利用自由载流子吸收机制可以实现对长波长的探测，但由于其量子效率及探测率极低，也难以达到实用。因而，就目前研究来看，GeSi/Si量子阱材料能否真正成为理想的长波长红外探测器材料仍尚难预测。

第五章参考文献:

- [1]Y.C.Chang and R.B.Janes, Phys. Rev. **B39**,12672(1989)
- [2]R.P.G.Karunasiri, J.S.Park, and K.L.Wang, Appl. Phys. Lett. **61**, 2434(1992)
- [3]R.P.G.Karunasiri, J.S.Park, and K.L.Wang, Appl. Phys. Lett. **59**, 2588(1991)
- [4]R.People, J.C.Bean, S.K.Sputz, C.G.Bethea, and L.J.Peticolas, Thin Solid Films, **222**, 120(1992)
- [5]R.Misra, D.W.Greve, and T.E.Schlesinger, Appl. Phys. Lett. **67**, 2548(1995)
- [6]T.L.Kreifels, R.L.Hengehold, and Y.K.Yeo, J. Vac. Sci. Technol. **A13**, 636(1995)
- [7]S.Zanier, J.M.Berrior, Y.Guldner, and J.P.Vieren et al., Phys. Rev. **B51**, 14311(1995)
- [8]M.M.Pradhan, R.K.Garg, and M.Arora, Infrared Phys. **27**, 207(1992)
- [9]T.Fromherz, P.Kruk, M.Helm, and G.Bauer, Appl. Phys. Lett. **68**, 3611(1996)
- [10]J.S.Park, R.P.G.Karunasiri, and K.L.Wang, Appl. Phys. Lett. **60**, 103(1992)

第六章 AlGaAs/GaAs多量子阱红外探测器

§ 6.1 引言

自1987年贝尔实验室的B.F.Levine[1]首次报导利用掺杂GaAs/AlGaAs多量子阱子带间红外吸收特性,研制成长波长量子阱红外探测器(quantum well infrared photodetector 简称QWIP)以来,短短几年内有关QWIP的器件物理以及大面积二维QWIP成象列阵的实际演示都有了异乎寻常的进展,已经形成红外探测技术发展的重要方向,而受到人们的极大关注。

GaAs QWIP一经出现,就显示出其潜在的能力, GaAs的一些优点是促进QWIP器件快速发展与成熟的主要原因。主要体现在:

- 1、利用MBE、MOVCD技术生长GaAs是十分成熟的技术,其厚度,掺杂的纵向、横向均匀性均在 $\pm 1\%$,材料均匀性控制精度高于HgCdTe材料。
- 2、MBE技术为快速改变器件结构设计提供了极大的方便,从而使GaAs QWIP器件物理研究有了广泛深入的开展,为QWIP性能的提高提供了科学依据。
- 3、GaAs器件工艺技术成熟,在已有制备GaAs高速、微波、激光器器件的工艺基础上,制备高均匀性($\pm 1\%$),重复性的QWIP列阵得到了技术保证。

§ 6.2 AlGaAs/GaAs多量子阱红外探测器的原理及特性

§ 6.2.1 III-V族分子束外延技术

对于III-V族分子束外延技术,从设备与技术方面来讲,与Si分子束外延非常接近,其主要区别在于:

- ①束源不同。III-V族分子束外延生长室内设置了8个温度可调的束源炉,分别装有Al、Ga、As、Si、Be、In等高纯材料。生长速率及

掺杂浓度均由它们与温度的函数关系来确定。实际校正时采用 RHEED 振荡曲线。从使用与维护上来讲，它们与采用电子束加热的 Si、Ge 源相比，要容易一些。

② 衬底处理不同。清洗后的 GaAs 衬底样品应在预备室内 300°C - 500°C 环境下去气。进入生长室后，脱氧化膜时应在 As 气氛保护下进行，脱氧温度为 580°C - 600°C，脱膜完成后，RHEED 应能显示出清晰的 As 稳定的 (2×4) 表面再构。

③ 生长条件不同。外延 GaAs 及 AlGaAs 材料时，生长温度一般分别控制在 580°C 和 700°C 左右。

§ 6.2.2 量子阱中的子能级

量子阱中的子能级可采用有效质量包络函数近似方法进行计算[2]。束缚态的子能级由下列方程的解给出：

$$\frac{k_w}{m_w} \tan(k_w L / 2) = \frac{k_b}{m_b} \quad (\text{for odd states}) \quad (6.1)$$

$$\frac{k_w}{m_w} \cot(k_w L / 2) = -\frac{k_b}{m_b} \quad (\text{for even states}) \quad (6.2)$$

其中
$$k_w = \sqrt{\frac{2m_w E}{\hbar^2}}, \quad k_b = \sqrt{\frac{2m_b (E_{cb} - E)}{\hbar^2}}$$

m_w 和 m_b 分别为阱区和垒区的电子有效质量， E_{cb} 是势垒高度， L 是阱宽， E 是能量本征值。计算没有考虑能带的非抛物线效应。实际计算 AlGaAs/GaAs 量子阱时，可采用如下参数值：导带偏移百分比为 65%，GaAs 中的电子有效质量为 $0.067m_e$ ，对应不同 Al 组份的垒区中的电子有效质量由 GaAs 和 AlAs ($0.15m_e$) 中电子有效质量的内插获得。

§ 6.2.3 QWIP 基本工作原理

QWIP 器件是基于量子阱中的子带间(导带或价带)红外吸收效应发展起来的多量子阱器件。图 6.1 给出这一探测器工作的基本过程示意

。量子阱中基态载流子吸收红外光后跃迁到第一激发态，经隧穿逃逸出量子阱，产生光电流。

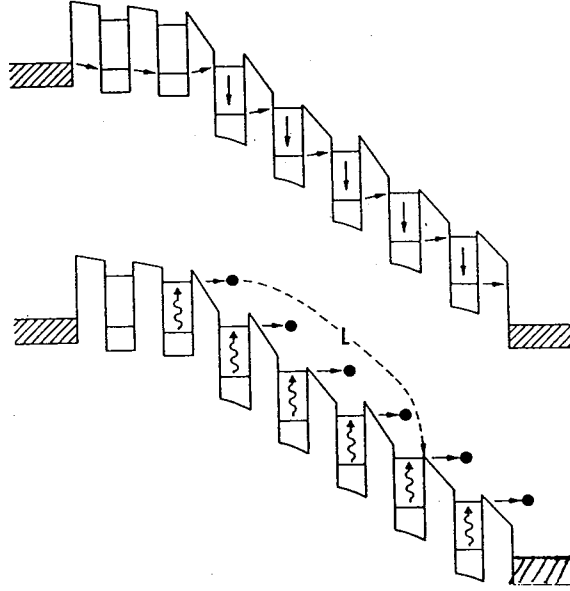


图6.1 QWIP 探测原理示意图

子带间光吸收研究首先是从硅空间电荷层和III-V族材料表面层开始的，约有二十几年历史[3]。这些工作导致对量子阱中子带间吸收选择定则、振子强度及线型的理解。以GaAs/AlGaAs方势阱为例，同一导带(或价带)内，电子(或空穴)由基态到激发态跃迁，其吸收能为：

$$E_2 - E_1 = (3\hbar\pi^2 / 2m^* L_w^2) \quad (6.2)$$

这种跃迁具有很强的偶极矩阵元 $\langle Z \rangle$ 和非常大的振子强度 f 。

$$\langle Z \rangle = 16L_w / 9\pi^2 \approx 0.18L_w (\text{沿生长方向})$$

$$f \equiv \frac{2m^*}{\hbar^2} (E_2 - E_1) \langle Z \rangle^2 = \frac{256}{27\pi^2} \approx 0.96$$

子带间的选择定则要求入射光电场具有垂直于QWIP表面的分量，所产生的窄带共振吸收，入射光与QWIP的耦合是器件设计的主要环节，直接影响到其性能的改善。

与价带-导带的带间跃迁不同, 量子阱中必须掺杂, 掺杂类型与掺杂浓度 N_D 对于器件性能也有直接影响。通常将积分吸收强度表示为[4]:

$$\int \alpha(\nu) d\nu = \left(\frac{\rho_c N_w e^2 h f}{4 \epsilon_0 m^* c n_r} \right) \left(\frac{\sin^2 \theta'}{\cos \theta'} \right) \quad (6.3)$$

由此可见吸收与振子强度 f , 掺杂量 $N_D = N_w L_w$, 光的入射角 θ' (光束与表面法线 $\vec{Z}$ 交角)之间存在着关系。设 ϕ 为电场与 $\vec{Z}$ 的交角, 根据极化选择定律, 则有吸收系数 $\propto \cos^2 \phi$, 吸收在 $\phi = 0$ 时取极大值。

判定单元红外探测器的性能的主要指标是探测率, 它可表示为

$$D^* = R(\Delta f \cdot A)^{1/2} / I_n \quad (6.4)$$

其中 $R = (e/h\nu)\eta \cdot p_e \cdot g$ 为器件的响应率, 它与器件的量子效率、电子逃逸几率及增益成正比。噪声电流 $I_n = \sqrt{4eI_d g \Delta f}$ 与暗电流 $I_d^{1/2}$ 成正比。QWIP性能的改进, 均围绕着如何提高量子效率、增益和降低暗电流进行的。

QWIP的暗电流的主要来源有两个方面: 在低偏压下, 以热激发产生的电流为主; 在高偏压下, 尤其是低温下, 暗电流主要来源于量子阱之间的隧穿电流。热激发电子 n^* 作为偏压的函数可表示为[5]:

$$n^*(V) = \left(\frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_p} \right) \int_{E_1}^{\infty} f(E) T(E, V) dE \quad (6.5)$$

$$f(E) = [1 + \exp(E - E_1 - E_F) / kT]^{-1} \quad (6.6)$$

$T(E, V)$ 为单个量子阱隧穿电流透射系数随偏压的关系。暗电流 I_d 表示为:

$$I_d(V) = n^*(V) e v(V) A \quad (6.7)$$

$$v = \mu F [1 + (\mu F / v_s)^2]^{-1/2} \quad (6.8)$$

其中 μ 为电子迁移率, F 为平均电场, v_s 为饱和漂移速度, A 为器件面积。如何抑制基态电子的隧穿, 同时提高光生载流子隧穿逃逸几率, 从而实现减小偏压, 保持高的量子效率和增益是结构设计中研究的主要内容。

在低压偏压下, 可近似 $T(E)=0$, (若 $E < E_b$); $T(E)=1$ 若 $(E > E_b)$, 则 n^* 可简化为[6]:

$$n^* = (m^* kT / \pi \hbar^2 L_p) e^{-(E_c - E_F)/kT} \quad (6.9)$$

其中 $E_c = E_b - E_1$, 为吸收谱截止能量, 则暗电流与温度的关系可以表示为:

$$I_d / T \propto e^{-(E_c - E_F)/kT}$$

E_F 由掺杂浓度决定

$$N_D = n_0 \ln(1 + e^{E_F/kT}) \quad (6.10)$$

$$n_0 \equiv (m^* kT / \pi \hbar^2 L_w)$$

降低温度和掺杂浓度能有效降低暗电流。掺杂浓度保持一定水平, 有利于量子效率的提高。

§ 6.2.4 QWIP的物理特性

B-B跃迁和B-C跃迁

最早的QWIP结构, 一个量子阱中含有两个束缚态, 子带间吸收红外光后, 电子从第一束缚基态跃迁到第二束缚激发态, 并通过隧穿产生光电流。减少量子阱的宽度, 第一激发态将被推向势垒之上的连续态, 这样究可使光生载流子不通过势垒的隧穿而逃逸出量子阱, 因此产生光电流所需的偏压极大地下降, 有效地降低了暗电流, 使QWIP的探测率有了本质上的改善, 能提高几个数量级。

为进一步抑制基态的隧穿效应，将势垒的宽度从 $150\text{\AA}\sim 300\text{\AA}$ 之间增加到 $400\sim 500\text{\AA}$ ，若将厚度继续增加到 $1000\text{\AA}$ ，证明效果并没有进一步改善。 $450\text{\AA}\sim 500\text{\AA}$ 宽势垒成为一个典型值。由于 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 三元合金的 x 值一般取在 $0.1 - 0.3$ 之间，晶体质量好，点缺陷小，对于抑制暗电流是有效的。图6.2给出B-C跃迁的光激发及热电子输运过程。图6.3为不同温度下 $\lambda_c=10.7\mu\text{m}$ QWIP的暗电流 I_d 与偏压 V_b 的关系[5]

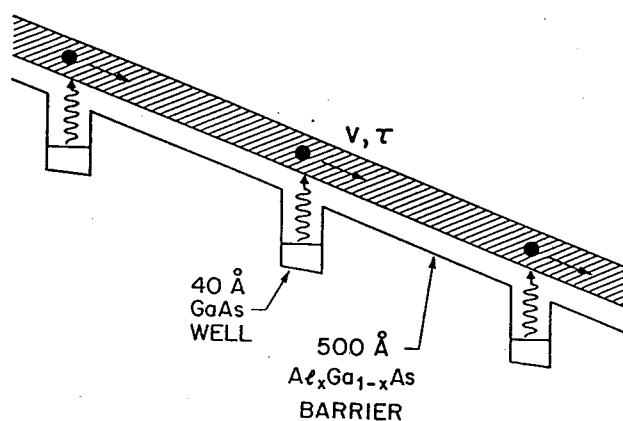


图6.2 B-C跃迁的QWIP物理过程示意图

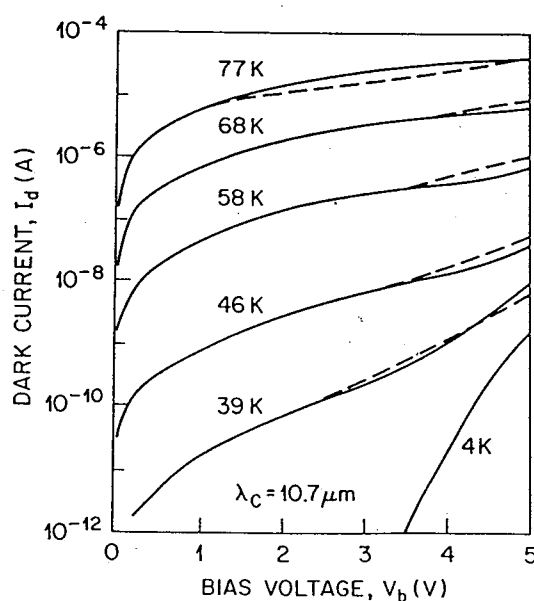


图6.3 对应不同温度下 $\lambda_c=10.7\mu\text{m}$ 暗电流曲线

理论上讲, 改善阱宽 L_w 可以大范围内改变吸收波长, 从短波红外($\lambda \sim 2\mu\text{m}$), 中波红外($\lambda \sim 4\mu\text{m}$)到长波红外($\lambda \sim 14\mu\text{m}$), 进入超长红外($\lambda > 14\mu\text{m}$).

对于B-C跃迁结构的QWIP, $T_B=300\text{K}$, 视场角 $\Omega=180^\circ$ 条件下, 探测器不同波长的BLIP对应的温度为:

$\lambda_c(\mu\text{m})$	8.4 ^[5]	10.7 ^[5]	14 ^[7]	19 ^[8]
T(K)	80	68	53	33

比较三种类型的吸收谱发现, B-B跃迁的 $\Delta\lambda/\lambda \sim 9\%-11\%$, B-C跃迁的 $\Delta\lambda/\lambda \sim 30\%$, 如图6.4所示[9].

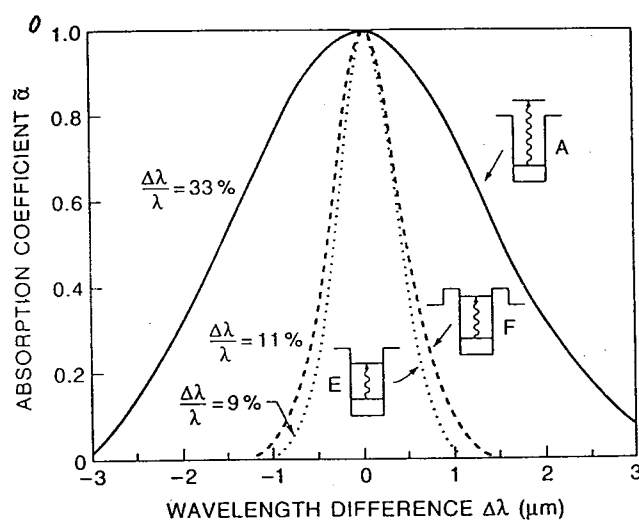


图6.4 归一化的B-B, B-QC, B-C吸收谱

对于B-C跃迁, 即使在零偏压下, 量子效率也不为零, 图6.5(a)和(b)分别给出三种结构量子效率与偏压的关系曲线[10], 可以清楚地看到对于B-B跃迁(曲线E) $\eta=0.6\%$, 调整B-C结构, 可使 $V_b=0$ 时 η_0 达13%(曲线B)。量子效率是实现BLIP操作的唯一重要的参数:

$$D_{\text{BLIP}}^* = \frac{1}{2} \left(\frac{\eta}{h\nu I_B} \right)^{1/2} \quad (6.11)$$

例如, 对于 $\lambda_p=10\mu\text{m}$, $\Delta\lambda/\lambda=25\%$ 的QWIP,

$$I_B=8\times 10^{-3}\sin^2(\Omega/2)\cos\theta W/\text{cm}^2$$

对于垂直入射光($\theta=0$)及 $\Omega=60^\circ$, $I_B=2\text{mW}/\text{cm}^2$ (对应于光子流 $\phi=1\times 10^{17}$ 光子/ cm^2s), 于是有:

$$D_{BLIP}^* = 7.9 \times 10^{10} \sqrt{\eta} \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}} / W$$

当 $\eta=10\%$ 时, $D_{BLIP}^* = 2.5 \times 10^{10} \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}} / W$, 由图6.6探测率 D^* 与温度的关系[7]可以确定, 对于 $\lambda_c=10.7\mu\text{m}$ 的探测器, 实现BLIP操作时的温度为68K, 很接近液氮温度。

对于最佳掺杂浓度问题, 也已得到有用的结果[11], 通过推导可以初步得出:

$$D^* \propto \rho / \sqrt{e^\rho - 1}$$

其中 $\rho=N_D/n_0$ 。图6.7是归一化的 D^* 与掺杂的关系曲线, 可以看出 D^* 对掺杂并不十分灵敏, 从制造QWIP, 特别是焦平面而言是很有利的, 可以使 D^* 在大面积上不受掺杂变化的影响。

其它类型的结构

①非对称结构QWIP

对于简单方势阱, 与偏压有关的效应只与场的二次方有关。因此, 改变阱或垒的对称性, 增大线性效应, 有利于改善与偏压有关的光电流行为。采用渐变垒结构, 明显改变了正负偏压下的光谱响应的对称性和探测率的偏压关系。

非对称阱的结构有多种: 阶梯阱、不等宽双阱耦合结构、渐变阱与方阱耦合结构、相干双阱结构, 其共同特点均具有零偏压下的光谱响应, $\Delta\lambda/\lambda$ 加宽, 正负偏压下响应率、暗电流、探测率具有非对称性。研究的一个方向就是探索实现光伏型QWIP[12,13]。

②P型QWIP

P型量子阱中在价带 $k \neq 0$ 处有较强的轻重空穴耦合，可以产生垂直入射的吸收。这已在实验上得到验证[14]，并且在垂直入射下，其吸收谱、响应谱、增益、暗电流的偏压关系已进行了系统的研究。综

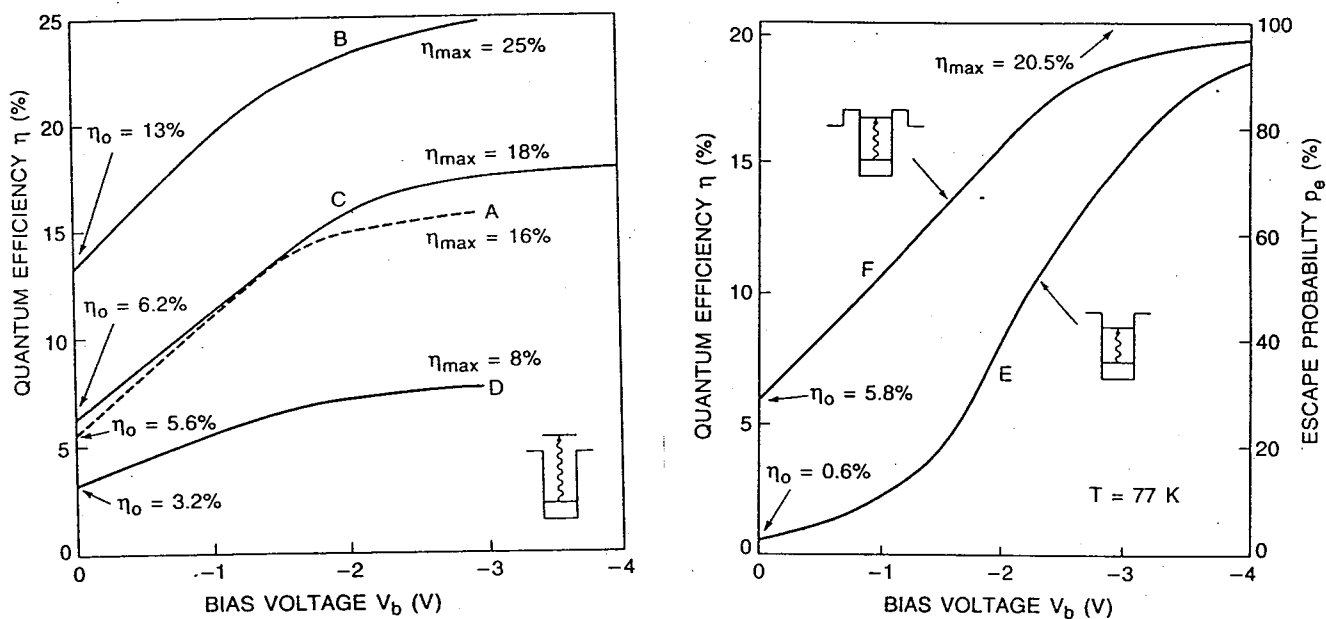


图6.5 对应于三种不同跃迁的量子效率与偏压的关系曲线

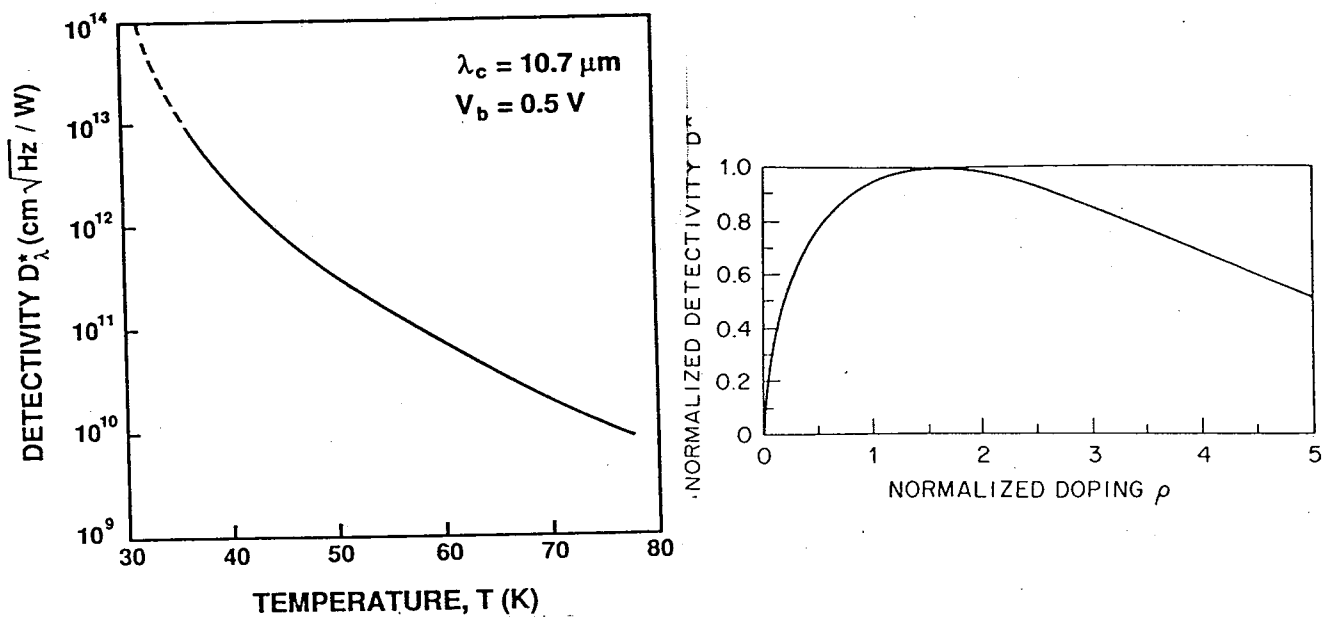


图6.6 $\lambda_c=10.7\mu\text{m}$ 的探测器的 D^* 与 T 的关系

图6.7 QWIP的探测率与掺杂浓度的关系

合比较后得出的结论是：在同样温度和截止波长下，n-QWIP的探测率比p-QWIP探测率高大约5倍。这主要是与p型量子阱具有较大的空穴有效质量及短的热空穴寿命有关。

③ 多波长QWIP

QWIP的一个优点是可以选择峰值波长 λ_p 及谱宽 $\Delta\lambda$ ，而仍然保持外延层与衬底的匹配。因此可以通过晶体生长方法实现多个QWIP的堆叠，若将长波红外和中波红外相结合，就可以制成所谓的双色探测器。利用AlGaAs/GaAs[15]或InGaAs/AlGaAs/GaAs[16]已制作出3-5 μm 的中波红外探测器。

从以上的描述可以看出，人们在短时间内已对AlGaAs/GaAs多量子阱红外探测器的物理特性有了较为深刻的理解，这将为以后的进一步研究打下良好的基础。

§ 6.3 AlGaAs/GaAs量子阱内的红外吸收^[8]

红外探测器用多量子阱结构是由两种薄层材料交替生长而成的。由窄带隙材料构成势阱，由宽带隙材料构成势垒。图6.8所示的是单量子阱中的子带及其波函数示意图。波函数表达式具有以下形式：

$$\Psi_k(r) = \frac{1}{\sqrt{A}} \xi_n(z) e^{ik \cdot R} \quad (6.12)$$

其中指数函数代表电子在平行于界面方向的自由运动， ξ_n 由一维Schödinger方程决定：

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} \xi_n(z) + V(z) \xi_n(z) = \varepsilon_n \xi_n(z) \quad (6.13)$$

从而，对于不同的n和k，电子能量由

$$E_{n,k} = \varepsilon_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (6.14)$$

给出，式中第一项是对应于垂直于界面方向运动的一系列量子化能级，第二项对应于平行于界面方向运动的动能。

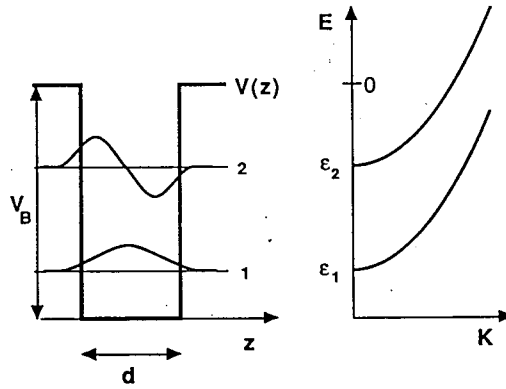


图6.8 单量子阱中的子带,波函数及其能量色散

对于高于势垒的能级 ε_n ，电子能态扩展成连续态，可由 $k_{\pm}=(k, k_z, \pm)$ 来表示，其中 $k_z > 0$ ， $\pm$ 代表偶/奇宇称，总能量由 $E_{k_{\pm}} = (\hbar^2 / 2m^*)(k_z^2 + k^2)$ 给出。经归一化后，波函数变为如下形式：

$$\Psi_{k_{\pm}}(r) = \sqrt{\frac{2}{\Omega}} \xi_{k_z \pm}(z) e^{ik \cdot R} \quad (6.15)$$

$\Omega=LA$ 是系统的体积， ξ 是调和函数，垒区中其振幅为1，对于每一种宇称，能态密度为 $L/2\pi$ 。

图6.9是假设的光吸收实验示意图。 θ 为光线的入射角；样品的吸收率定义为被阱中电子所吸收的光功率 W 与入射到样品上的光功率 P_{in} 之比。

$$P_{in} = A \cos \theta E_{ext}^2 / 2Z_0 \quad (6.16)$$

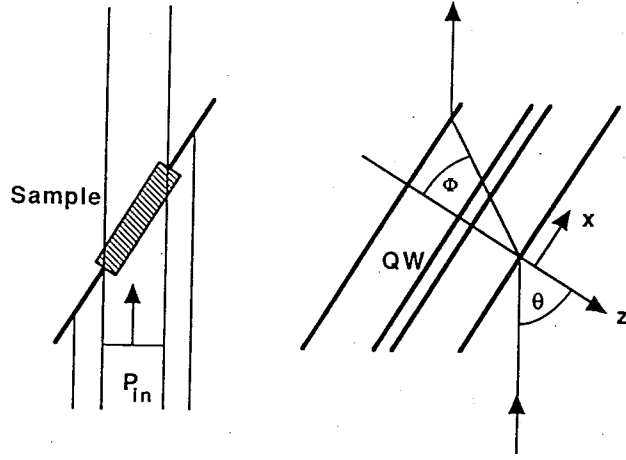


图6.9 假定的光吸收实验示意图

其中 E_{ext} 为入射光的电场强度, $Z_0=377\Omega$ 为真空电阻。每秒钟被电子所吸收的能量等于每秒钟所产生的跃迁数乘以光子的能量 $\hbar\omega$ 。对于线性响应, 利用费米黄金定则可得到:

$$W = \hbar\omega \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{f,i} \frac{e^2}{m^{*2}} \left| \langle f | A \cdot P | i \rangle \right|^2 \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega) \quad (6.17)$$

求和包括所有被占据的始态 i 和所有空的末态 f 。

如果忽略温度对占据所带来的效应, 并假设只有最低能级($n=1$)占有电子, 利用 $A=E_{\text{int}}/iW$, 在 P 极化下, 对于到扩展态的跃迁, 可得到:

$$W = \frac{g_s \hbar \pi e^2}{m^*} |E_{\text{int}}|^2 \left\{ \sin^2 \Phi \sum_{k_i} \sum_{n, k_z, \pm, k} f_{if}^z \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega) \right. \\ \left. + \cos^2 \Phi \sum_{k_i} \sum_{n, k_z, \pm, k} f_{if}^x \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega) \right\} \quad (6.18)$$

其中 $g_s=2$ 是自旋简并度; f_{if} 是振子强度。对于到扩展态的跃迁:

$$f_{if}^{x,z} = f^{x,z}(k_i, k_z, \pm, k) = \frac{2}{m^* \hbar \omega} \left| \langle k_z, \pm, k | p_{x,z} | 1, k_i \rangle \right|^2 \quad (6.19)$$

对于到束缚态的跃迁, $(k_z, \pm)$ 由子带指数 $n=1, 2, \dots$ 代替。参与 k_i 求和的各态满足 $k_i \leq k_F = (2\pi n_s)^{1/2}$, n_s 是阱中电子的面密度。

最终可得到吸收率表达式为:

$$f_{if}^{x,z} = \frac{W}{P_{in}} = \frac{g_s \hbar \pi e^2}{m^*} 2Z_0 \frac{4n_i^2 \cos\theta}{\left(n_i^2 \cos\theta + \sqrt{n_i^2 - \sin^2\theta}\right)^2} \times \left\{ \sin^2\Phi \frac{1}{A} \sum_{k_i} \sum_{n, k_z, \pm, k} f_{if}^z \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega) + \cos^2\Phi \frac{1}{A} \sum_{k_i} \sum_{n, k_z, \pm, k} f_{if}^x \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega) \right\} \quad (6.20)$$

其中 $n_i=3.27$ 是样品的折射系数, $n_i \sin\phi = \sin\theta$ 。

理想量子阱中的光吸收

对于理想量子阱, 电子波函数具有(1)或(4)的形式。振子强度只有对于 Γ 、反对称终态及 $k=k_i$ 的情况才不为零, 这样表达式就可大大简

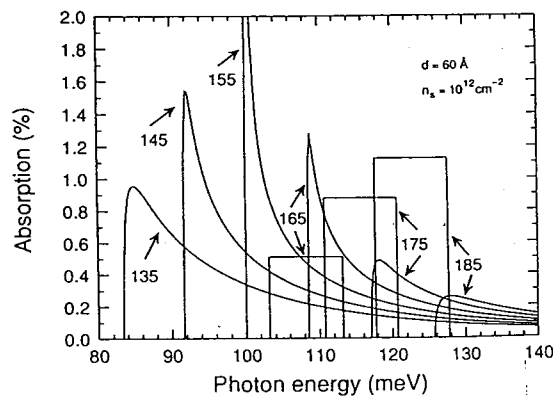


图6.10 77°入射下,对于60Å阱宽,不同势垒高度的理想量子阱所得的理论吸收谱

化，所要计算的只是基态波函数与终态波函数中依赖于 z 的部分之间的偶极矩阵元。对于终态， $\hbar^2 k_z^2 / 2m^* = \hbar\omega + \varepsilon_1$ ，如果阱中包含的是束缚激发态，则吸收率与 $\hbar\omega = \varepsilon_n - \varepsilon_1$ 处的 δ 函数成正比。图6.10是对阱宽为 $60\text{\AA}$ 和不同势垒高度 V_B 进行计算所得的结果。可以看到，对于高的势垒，吸收的大部分来自于束缚态到束缚态的跃迁；对于低的势垒，吸收转向束缚态到扩展态的跃迁。

由于杂质散射引起的吸收

对于探测器所用的多量子阱材料，其阱区都掺有大量的施主或受主杂质，这些杂质大部分处于电离状态，在它们周围产生库仑相互作用。如果考虑到它们的影响，量子阱就会偏离理想状态，因而由(6.2)或(6.4)式描述的波函数不再是系统的波函数。这时若把电离杂质的库仑势看成微扰势，那么一级近似情况下，波函数就可由下式给出：

$$|k^{(1)}\rangle \cong |k\rangle + \sum_{k'} |k'\rangle \frac{\langle k'|V_i|k\rangle}{E_k - E_{k'}} \quad (6.21)$$

对于这些态， p_x 矩阵元就有可能不为零：

$$\begin{aligned} \langle k_f^{(1)}|p_x|k_i^{(1)}\rangle &\cong \sum_{k'} \langle k_f|p_x|k'\rangle \frac{\langle k'|V_i|k_i\rangle}{E_{k_i} - E_{k'}} \\ &+ \sum_{k'} \frac{\langle k_f|V_i|k'\rangle}{E_{k_i} - E_{k'}} \langle k'|p_x|k_i\rangle \end{aligned} \quad (6.22)$$

$$\text{或 } \langle k_f^{(1)}|p_x|k_i^{(1)}\rangle \cong \hbar(k_{ix} - k_{fx}) \frac{\langle k_f|V_i|k_i\rangle}{E_{k_f} - E_{k_i}} \quad (6.23)$$

为了简便, 假定所有杂质原子都处在位于阱中心的平面内。电离杂质所产生的非屏蔽库仑势为:

$$V_{\text{bare}}(r) = \sum_j \frac{e^2}{4\pi\epsilon\sqrt{(R-R_j)^2 + z^2}} \quad (6.24)$$

其中求和包括所有的杂质位置 $(R_j, 0)$,

从而求得式中的矩阵元为:

$$\begin{aligned} \langle k_f | V_{\text{bare}} | k_i \rangle &= \sqrt{\frac{2}{L}} \frac{1}{A} \frac{e^2}{2\epsilon Q} F(k_z, Q) \sum_j e^{iQ \cdot R_j} \\ F(k_z, Q) &= \int \xi_{k_z}(z) \xi_1(z) e^{-Q|z|} dz \end{aligned} \quad (6.25)$$

可以看到, 在这种对于杂质位置作特殊假定的情况下, 只有与对称激发态的耦合才可能发生。

如果考虑到电子的屏蔽效应, 那么经线性近似后[17], 可得到:

$$\begin{aligned} \langle k_f | V_{\text{scr}} | k_i \rangle &= \sqrt{\frac{2}{L}} \frac{1}{A} V_{\text{scr}}(Q) \sum_j e^{iQ \cdot R_j} = \\ &= \sqrt{\frac{2}{L}} \frac{1}{A} \frac{e^2}{2\epsilon Q} \frac{F(k_z, Q)}{\frac{e^2}{2\epsilon Q} \Pi(Q) F_1(Q)} \sum_j e^{iQ \cdot R_j}, \quad (6.26) \\ \Pi(Q) &= \frac{g_s m^*}{2\pi\hbar^2} \left[1 - \theta(Q - 2k_F) \sqrt{1 - (2k_F / Q)^2} \right], \\ F_1(Q) &= \iint |\xi_1(z')|^2 |\xi_1(z)|^2 e^{-Q|z'-z|} dz' dz, \end{aligned}$$

假定阱中心平面内的所有杂质位置都不相关, 又可得到如下结果:

$$\frac{1}{A} \sum_{k_i} \sum_{n, k_z, \pm, k} f_{if}^x \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega) =$$

$$\frac{1}{(\hbar\omega)^3} \frac{2n_{\text{imp}}}{(2\pi)^4} \int_0^{k_F} k_i dk_i \int_0^\infty dk_z \int_0^{2\pi} Q^2 V_{\text{scr}}^2(Q) d\varphi \quad (6.27)$$

表达式中 n_{imp} 是杂质的面密度。其中,

$$Q = \sqrt{k_i^2 + k_z^2 - 2k_i k_z \cos\varphi}$$

$$K = K(k_z) = \sqrt{K_i^2 + 2m^* (\hbar\omega + \epsilon_1) / \hbar^2 - k_z^2}$$

图6.11是在P极化情况下, 光线入射角为 77° 时, 由于垂直于界面向上的电场分量所引起的在不同宽度阱内的直接跃迁吸收以及垂直条件下由电离杂质所引起的吸收。可以看到, 随着阱宽的变大, 吸收越来越趋向于束缚态到束缚态的跃迁。对于垂直入射下的吸收几乎不随阱宽的变化而变化, 这是因为它仅由子带内跃迁引起的, 并且基态波函数变化也不大。

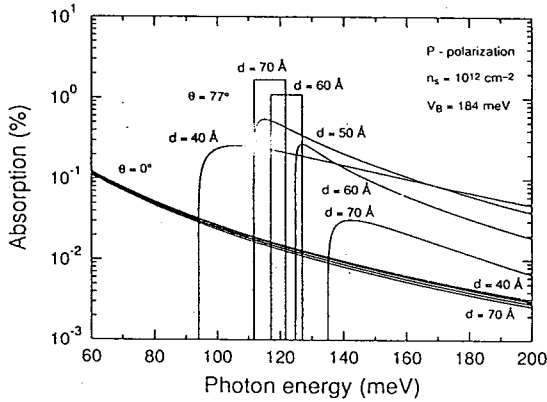


图6.11 P极化下,当光线以 77° 和垂直入射时, 对于不同宽度的量子阱所得到的理论吸收曲线 后者由杂质散射所引起,势垒高度为184meV

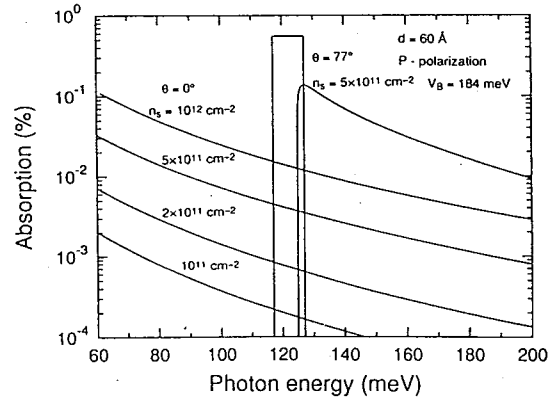


图6.12 垂直入射下,由杂质散射 起的吸收随不同杂质浓度的变化, 势 垒高度为184meV,阱宽为60Å.

图6.12显示的是垂直入射条件下，由杂质散射所引起的吸收随不同杂质浓度的变化，可以看到，吸收对杂质浓度的依赖接近超线性关系。

§ 6.4 N型垂直入射AlGaAs/GaAs多量子阱红外探测器

§ 6.4.1 引言

在本论文的引言部分，我们已了解到AlGaAs/GaAs多量子阱红外探测器短短几年内已取得飞速的发展。但是，由于N型量子阱内子带间跃迁选择定则的限制，来自于垂直方向的入射光将不能被吸收。为此人们想到了用 45° 角斜入射方式进行耦合，但这种方式只适用于线阵，而不能制作面阵。于是，人们又想到了在器件表面制作光栅耦合器的办法，来改变垂直入射光的方向，使光电场沿材料生长方向有一分量，以激发子带间跃迁，间接实现对垂直入射光的探测。但光栅的制作又大大增加了器件制作的工艺难度和费用，而且对均匀性也提出了更高的要求，阻碍了实用化的进程。可喜的是，在我们近来的一些实验中却发现不通过光栅耦合就能实现对垂直入射光的探测，而且探测率可以和 45° 角入射条件下的结果相比拟。Tidrow等人[18]在今年二月份也观察到了垂直入射条件下的光谱响应，垂直入射条件下的响应大约是 45° 入射条件下的35-45%。通过初步研究，我们认为垂直条件下的探测机制不是来自于子带间跃迁的吸收，而是阱内自由载流子的吸收。这一结果为开发无光栅垂直入射红外探测器提供了一条新的途径。

§ 6.4.2 实验

样品的生长与结构

本实验所用的样品是在VG V80S III-V族分子束外延设备上生长的。GaAs(001)衬底采用标准的方法进行清洗，进入系统后，首先在

预处理室去气，然后进入生长室，600°C脱氧化膜若20分钟，在RHEED的荧光屏上可看到清晰的As-(2×4)再构图样。量子阱结构的生长温度为700°C，GsAs的生长速率为0.5μm/h，Al的组份为0.25。生长过程中随时用RHEED监控外延膜生长质量。样品结构如图6.13所示，首先在衬底上外延1μm的GaAs缓冲层，随后是50个周期的AlGaAs/GaAs多量子阱结构，最上层是0.5μm厚的盖帽层。缓冲层和盖帽层都是用Si作N型高掺杂，掺杂浓度为 $1.0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ，其目的是作欧姆接触用；多量子阱结构以500Å非掺杂AlGaAs作势垒层，50Å掺杂GaAs作阱层，阱区中心30Å重掺杂，掺杂浓度为 $2.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。我们生长后的样品进行了荧光测试，发现其阱宽与Al组份都与设定值相符。

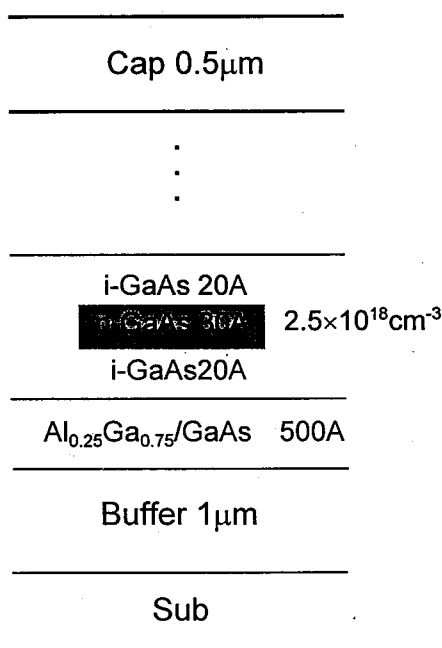


图5.13 AlGaAs/GaAs多量子阱结构示意图

为了便于研究，实验中我们同时制作了45°斜入射和垂直入射两种单元探测器，台面大小分别为 $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ 和 $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ ，如图6.14所示。制作工艺过程如下：

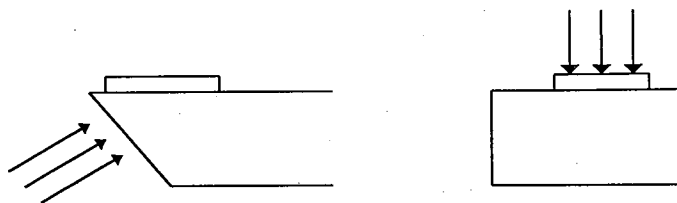


图5.14 45°斜入射和垂直入射探测器结构示意图

光刻(刻出台面图形)-湿法腐蚀(至缓冲层)-光刻(刻出电极图形)-蒸Au电极(先蒸AuGeNi后蒸Au)-剥离-合金(N_2 气氛、400°C下2分钟)-压焊-装杜瓦瓶。具体腐蚀时采用 $H_2O:H_2O_2:H_2SO_4=40:8:1$ 溶液,腐蚀厚度由电阻变化来控制或由台阶仪进行监测。45°斜入射器件在压焊前还要进行磨角。

样品的红外吸收测试

为进行红外吸收的测试,我们在同样条件下另外多生长了一块同样结构的样品,衬底采用双抛片,样品的缓冲层和盖帽层都没有掺杂,以消除它们对量子阱吸收的干扰。测试在Bio-Rad付里叶红外吸收光谱仪上进行,分辨率为 $4cm^{-1}$,入射光采用73°入射和垂直入射两种情况。吸收谱还相对于GaAs衬底进行了扣除。

样品的红外光谱响应的测试

这里的光谱响应测试与前面所述的GeSi/Si异质结红外探测器的光谱响应测试基本一样。所不同的是,由于AlGaAs/GaAs探测器是光导型的,因而还需要偏压装置。器件所用匹配阻抗为 $2M\Omega$ 。

§ 6.4.3 结果与讨论

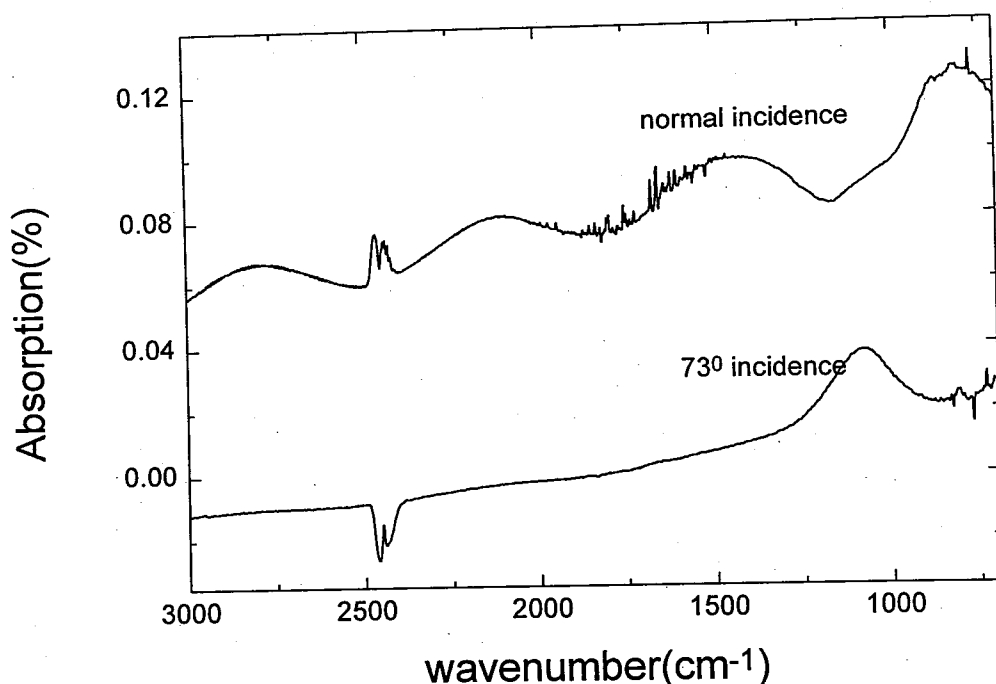


图6.15 室温下，样品对 73° 和垂直入射光的红外吸收谱

图6.15是室温条件下，样品在布儒斯特角(73°)入射光和垂直入射光下的付里叶红外吸收谱。当光以 73° 入射时，光电场沿样品生长方向(z-方向)和生长平面内(xy-平面)都有分量，在此情况下，吸收谱在 1100cm^{-1} 处存在有一个明显的吸收峰，对应波长为 $9.1\mu\text{m}$ ，吸收谱的背底随波数的减小而单调地降低。当入射光垂直入射时，光电场只处在xy-平面内，这时的吸收谱背底仍然随波数单调递增，而且强度更强，但 1100cm^{-1} 处的吸收峰却消失了。另外，由于外延材料的折射率和衬底材料的折射率之间的差别，谱中还出现了干涉效应。很明显， 1100cm^{-1} 吸收峰是来自于量子阱内基态到连续态的跃迁，它跟子带间跃迁选择定则是一致的，也与我们用有效质量近似方法计算的结果相吻合。随波数减小而单调递增的背底我们认为这是由于阱内二维自由载流子吸收引起的，自由载流子跃迁时通过杂质散射来维持动量的守恒。这一机制也可由上一章介绍的有关理论进行解释。图

6.16(b)是样品的 1100cm^{-1} 的吸收峰随入射光的不同偏振方向而变化的情况。入射光相对于样品的偏振关系由图6.16(a)给出。

可以看出，当入射光的偏振角由 90° 变为 0° 时，吸收峰的强度由最大变为最小；相反，其吸收背底却由最小变为最大。这分别与子带间的跃迁选择定则及二维自由载流子的吸收特性相吻合。

图6.17是测到的器件在77K下的 $I-V$ 曲线及其微分电阻值。可以看到器件在 $V_b=1.96\text{V}$ 的偏压下，暗电流只有 $0.3\mu\text{A}$ 。

图5.18是测得的样品的光谱响应。垂直入射器件与 45° 斜入射器件在2V偏压下的响应峰分别位于 $8.7\mu\text{m}$ 和 $8.9\mu\text{m}$ 处，峰值电压响应分别为 $1.1\times 10^5\text{V/W}$ 和 $1.7\times 10^5\text{V/W}$ 。相同偏压条件下，器件的噪声电压为 50nV 。可以算得峰值探测率分别为 $1.4\times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 和

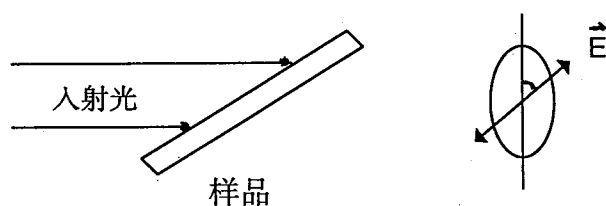


图6.16(a) 入射光相对于样品的偏振关系

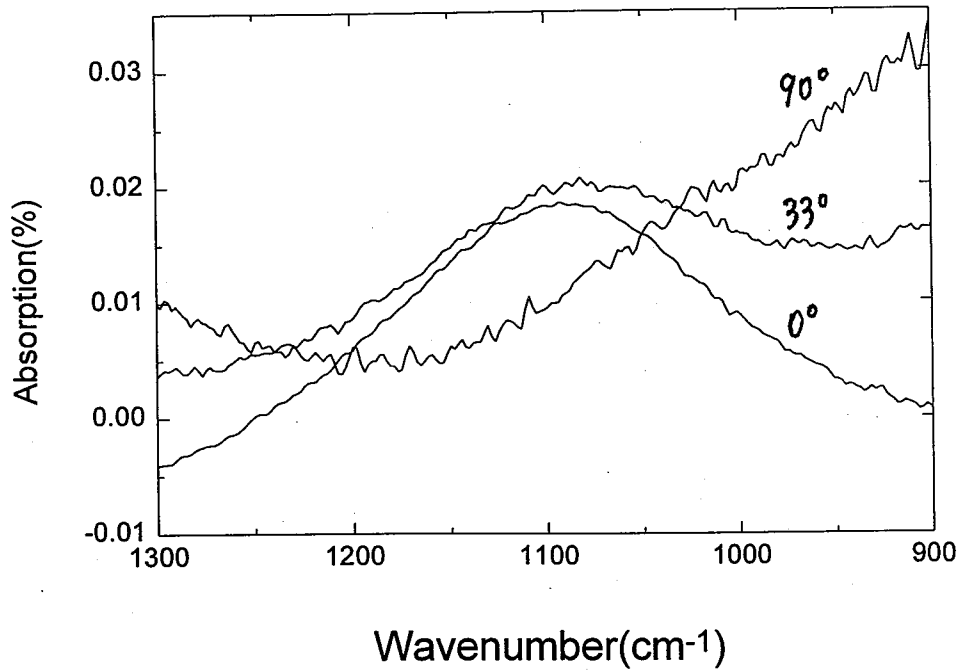


图6.16(b) 1100cm⁻¹吸收峰随入射光偏振角的变化

4.0×10¹⁰cmHz^{1/2}/W。这一结果显示器件在垂直入射条件下的探测率可以和45°入射条件下的探测率相比拟。对于45°入射情况，光谱响应主要来自于阱内电子从基态到连续态的跃迁，还有一部分起因于通过自由载流子吸收而产生的激发电子。其峰位与吸收光谱中所观察到的基本一致，只是由于低温下子带间的变宽效应，使得它略向短波方向移动一些[19]。对于垂直入射情况，子带间跃迁尽管消失，自由载流子的吸收反而更强，此时所形成的响应峰是自由载流子的吸收(吸收随波长的变长而增强)和激发载流子的逃逸几率(随载流子激发能量的降低而降低)共同作用的结果。当入射光的波长由小变大

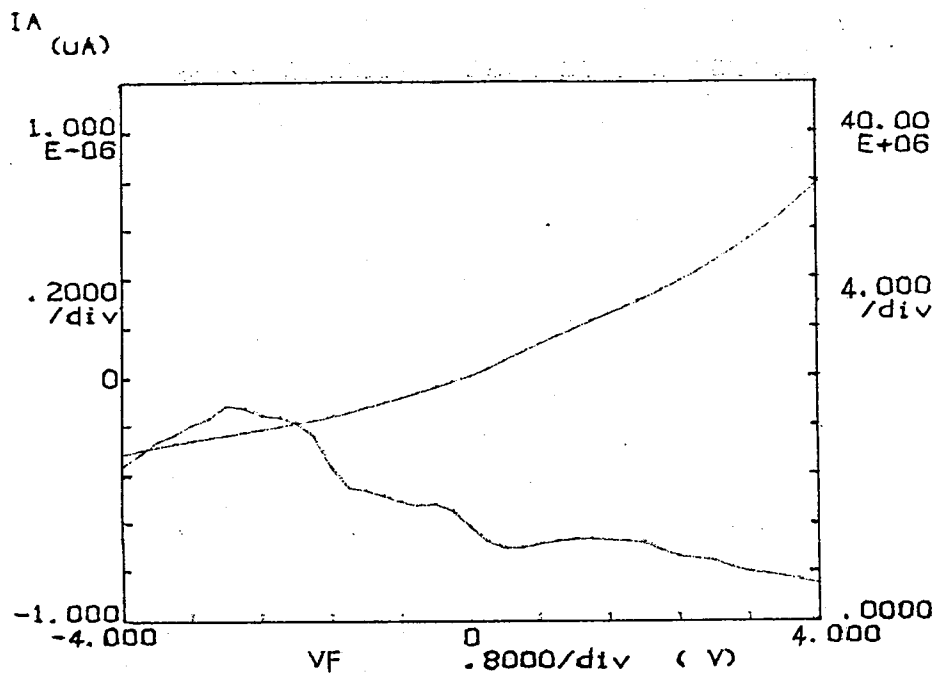


图6.17 器件在77K温度下的I-V曲线及其微分电阻

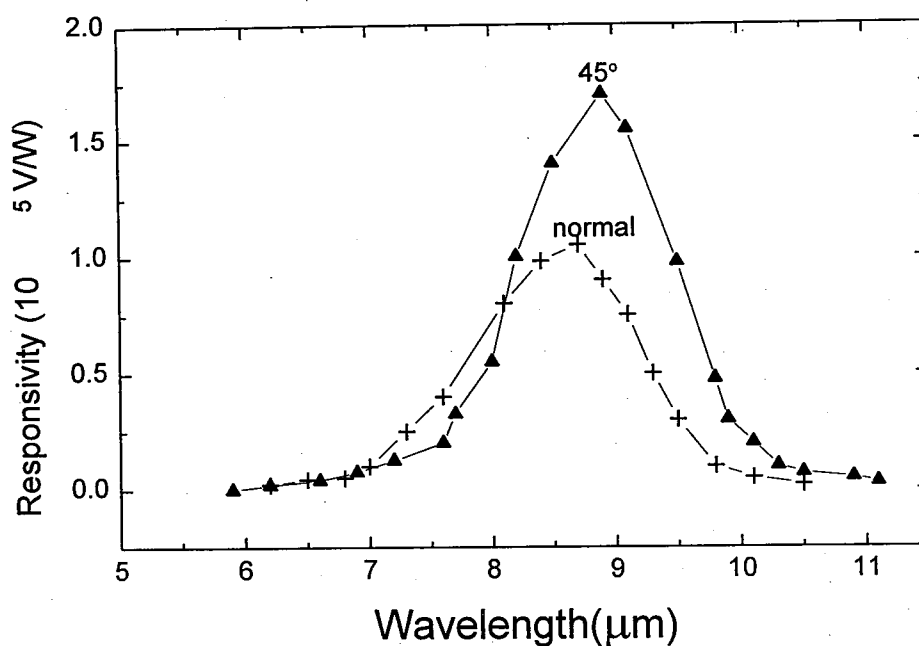


图6.18 液氮温度下,45°和垂直入射两器件在2V偏压下的光谱响应

时，光响应会随吸收的增强而增强，达到最大值以后，由于波长继续变大，所激发的载流子能量变小，因而逃逸几率也就随之变小，最终会形成一个响应峰。其截止波长为 $10\mu\text{m}$ ，这与计算所得到的垒高与基态能量的差 $E_b - E_1 = 125\text{meV}$ 相接近。

关于垂直入射条件下的跃迁机制，也有不同的解释。Peng等人[20]从理论上提出产生这种跃迁的原因是空间反演不对称。他们考虑更高的 Γ_{15}^c ，把通常的8带k·p微扰论推广到14带的情况，由于反演不对称性，引起了 Γ_{15}^c ， Γ_1^c 和 Γ_{15}^v 之间的附加耦合，他们认为正是这种耦合产生了大的xy-平面内极化的子带跃迁。然而他们的结果是错误的，因为他们假设空间反演不对称引起的附加耦合和直接的偶极耦合的强度相等，而且我们在吸收实验中也没有观察到这种跃迁。朱邦芬等[21]曾研究了空间反演不对称对电子子带的影响，发现这种影响是很小的。Shik等人[22]提出有效质量不连续可以引起大的从束缚态到准束缚态的xy-平面内极化的电子子带跃迁；Yang等人[23]根据他们的理论，当阱区和垒区的有效质量较大时，xy-平面内极化的跃迁是可能的，然而这些跃迁也都未在我们的吸收实验中所发现。因此，我们认为上述的这些解释仍然不合理，垂直入射下的跃迁只有来自阱内的自由载流子吸收。

§ 6.4.4 结论

我们同时获得了45°斜入射探测器和无光栅垂直入射探测器。通过实验证明，探测器在垂直条件下的响应不是来自于载流子的子带间的跃迁，而是来自于自由载流子吸收对电子的激发。垂直入射条件下的探测率达到 $1.4 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ，能与45°斜入射条件下的相比拟，这一结果为研究无光栅垂直入射AlGaAs/GaAs多量子阱红外探测器开辟了一条新的途径。