

# InAs/GaSb II 类超晶格电学特性的研究

向泰毅<sup>1,2</sup>, 王楠<sup>2\*</sup>, 黄敏<sup>2</sup>, 柴旭良<sup>2</sup>, 陈建新<sup>1,2\*</sup>

(1. 上海科技大学 信息科学技术学院, 上海 201210;

2. 中国科学院上海技术物理研究所 红外探测全国重点实验室, 上海 200083)

**摘要:** 为了研究 InAs/GaSb II 类超晶格的电学特性, 在 GaSb 衬底与 InAs/GaSb II 类超晶格外延材料之间生长了一层晶格匹配的 AlAsSb 电学隔离层, 抑制了衬底的导电效应。通过变温霍尔测试结果表明, 未掺杂的超晶格呈现 N 型导电。随着 P 型掺杂浓度的增加, 出现了补偿掺杂现象, 并且在 95 K 和 230 K 分别发生了导电类型的转变。转变温度以下呈现 P 型导电, 而转变温度以上则转为 N 型导电。通过费米能级模型对该现象进行了分析, 结果表明, 导电类型转变的温度随着掺杂浓度的增加而升高。

**关键词:** 分子束外延; InAs/GaSb II 类超晶格; 霍尔效应; x 射线衍射

**中图分类号:** O43

**文献标识码:** A

## The Study of Electrical Properties of Type-II InAs/GaSb Superlattices

XIANG Tai-Yi<sup>1,2</sup>, WANG Nan<sup>2\*</sup>, HUANG Ming<sup>2</sup>, CHAI Xu-Liang<sup>2</sup>, CHEN Jian-Xin<sup>1,2\*</sup>

(1. School of Information Science and Technology, ShanghaiTech University, Shanghai 201210, China;

2. National Key Laboratories of Transducer Technology, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

**Abstract:** In order to investigate the electrical properties of InAs/GaSb type-II superlattices, a lattice-matched AlAsSb electrical isolation layer was grown between the GaSb substrate and the InAs/GaSb type-II superlattice epitaxial material to suppress the conductive effect of the substrate. Temperature-dependent Hall measurements revealed that the undoped superlattice exhibited N-type conductivity. As the P-type doping concentration increased, a compensation doping phenomenon was observed, with the occurrence of conductivity type transitions at 95 K and 230 K, respectively. Below the transition temperatures, P-type conductivity was exhibited, while above the transition temperatures, the material exhibited N-type conductivity. The phenomenon was analyzed using the Fermi level model, and the results indicated that the transition temperature for conductivity type changes increased with increasing doping concentration.

**Key words:** molecular beam epitaxy, InAs/GaSb type-II superlattice, hall effect, x-ray diffraction

**PACS:**

### 引言

自从 L. Esaki 和 Sakaki<sup>[1]</sup> 提出 InAs/GaSb II 类超晶格概念以来, 引起了红外探测领域极大的关注。InAs/GaSb II 类超晶格由 InAs 和 GaSb 材料交替生长形成, 通过改变 InAs 层或 GaSb 层的周期厚度, 可以改变其有效禁带宽度, 从而实现探测波长从 3  $\mu\text{m}$  到 30  $\mu\text{m}$  的变化。并且轻重空穴带分离理

论上可以抑制俄歇复合<sup>[2]</sup>, 降低暗电流, 从而提高红外探测器的灵敏度。因在探测器性能、制造成本方面的优势, InAs/GaSb II 类超晶格成为红外探测领域中备受瞩目的材料之一。近年来, 利用 InAs/GaSb II 类超晶格材料研制红外探测器取得了显著的进展<sup>[3-8]</sup>。

对于红外光电探测器, 器件结构中各层材料电学特性对器件性能有着至关重要的作用。例如, P-

收稿日期: 2025-02-修回日期: 2025-12-26

Received date: 2025-02-XX, Revised date: 2025-12-26

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金项目 (62104236);

Foundation items: Supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (62104236);

作者简介 (Biography): 向泰毅 (1998-), 男, 侗族, 贵州六盘水人, 硕士研究生, 主要研究领域为碲化物超晶格红外探测材料电学特性研究

\* 通讯作者 (Corresponding author): E-mail: wangnan@mail. sitp. ac. cn; jianxinchen@mail. sitp. ac. cn

I-N型光伏探测器,其I区背景载流子浓度和迁移率很大程度上决定了少子寿命和扩散长度,进而影响探测器的量子效率和探测率;雪崩光电探测器,其各层载流子浓度分布决定了器件中的电场分布,进而影响器件的增益、击穿电压。因此研究材料的载流子浓度、载流子迁移率及其散射机制,对于光电器件设计与实现具有重要的理论意义与指导价值。

InAs/GaSb II类超晶格主要生长在晶格匹配的GaSb衬底上,由于GaSb衬底是导电的,使得常规霍尔测试所测电导为GaSb衬底与外延层材料之和,无法直接表征超晶格材料的电学特性。为了避免GaSb衬底影响,目前,国际上主要采用低温霍尔方法和在绝缘GaAs衬底异质外延研究超晶格材料的电学特性。GaSb衬底在温度低于20 K的条件下,载流子对霍尔电压的贡献可以忽略<sup>[9]</sup>,在此时进行霍尔测试时,所测得的电学信息可以反映超晶格本身的特性。然而,这种测试方法仅在20 K以下有效,远低于中长波InAs/GaSb II类超晶格探测器的典型工作温度,使得该方法在实际应用中的适用性受到了明显的限制。GaAs作为一种半绝缘材料,具有较高的电阻率,然而由于GaAs与超晶格材料之间存在约7%的晶格失配,在外延过程中极易引入大量的失配缺陷,从而影响实验结果。

AlAsSb是一种III-V族半导体材料,其禁带宽度和晶格常数由AlAs和AlSb成分决定。通过调控AlAs与AlSb的组分比例,AlAsSb不仅能够实现与GaSb衬底及InAs/GaSb II类超晶格的晶格匹配,而且具备良好的绝缘性,使其成为理想的电学隔离层材料。在本文中我们通过在GaSb衬底与超晶格外延材料之间生长AlAsSb绝缘层的方法探究了超晶格的电学特性及不同掺杂浓度对超晶格电学特性的影响,并对结果进行了解释和理论计算。

## 1 实验

本文研究的超晶格样品通过分子束外延(Molecular Beam Epitaxy, MBE)设备生长。型号为法国RIBER公司生产的分子束外延设备Compact 21,此MBE设备上配备了As、Sb裂解炉以及In、Ga、Al束源炉,Be作为掺杂源为样品提供P型掺杂。实验设计并生长了单层AlAsSb薄膜、单层GaSb薄膜和单层InAs薄膜以及超晶格样品。其中,AlAsSb薄膜是在GaSb衬底上外延生长的,其厚度为200 nm。InAs薄膜样品是在InAs衬底上外延生长200 nm的AlAsSb绝缘层后再外延生长1  $\mu\text{m}$ 的InAs薄膜;GaSb薄膜样品则是在GaSb衬底上外延生长200 nm的AlAsSb绝缘层后外延生长1  $\mu\text{m}$ 的GaSb薄膜。为了比对分析AlAsSb绝缘层对超晶格材料特性的影响,在GaSb上外延制备了两类超晶格样品,一类为先在GaSb衬底上外延生长200 nm AlAsSb绝缘层,后外延生长的100周期InAs(3 nm)/GaSb(2.1 nm)超晶格(下文简称“AlAsSb超晶格”)。另一类则为直接在GaSb衬底上外延生长的100周期的InAs(3 nm)/GaSb(2.1 nm)超晶格(下文简称“GaSb超晶格”)。此外,为了进一步探究P型掺杂浓度对超晶格材料的影响,我们分别在713  $^{\circ}\text{C}$ 、752  $^{\circ}\text{C}$ 和785  $^{\circ}\text{C}$ 的掺杂条件下对AlAsSb超晶格进行了掺杂实验以研究不同掺杂浓度下的电学特性变化,样品信息如下表1所示。

为了表征AlAsSb隔离层的绝缘性,分别在77 K和300 K下对AlAsSb薄膜进行了电阻率测试,AlAsSb薄膜在300 K下电阻率为 $3\sim 4\times 10^7 \Omega\cdot\text{cm}$ 范围,而在77 K下电阻率分别为 $8\sim 9\times 10^7 \Omega\cdot\text{cm}$ 范围,为了进一步说明AlAsSb的绝缘性,我们可以将其电阻率与其他常见半导体材料进行对比。例如,在300 K时,本征GaAs的电阻率约为 $10^7 \Omega\cdot\text{cm}$ ,相比之

表1 超晶格样品及掺杂温度

Table 1 Sample and Doping Temperature

	样品编号	样品结构	超晶格掺杂
AlAsSb 超晶格	样品A	GaSb Sub+200 nm AlAsSb+508 nm SLs	无
	样品B	GaSb Sub+200 nm AlAsSb+512 nm SLs	713 $^{\circ}\text{C}$ Be掺杂
	样品C	GaSb Sub+200 nm AlAsSb+506 nm SLs	752 $^{\circ}\text{C}$ Be掺杂
	样品D	GaSb Sub+200 nm AlAsSb+509 nm SLs	785 $^{\circ}\text{C}$ Be掺杂
GaSb超晶格	样品a	GaSb Sub+ 510 nm SLs	无
GaSb薄膜	样品E	GaSb Sub+200 nm AlAsSb+1 $\mu\text{m}$ GaSb	无
InAs薄膜	样品F	InAs Sub+200 nm AlAsSb+1 $\mu\text{m}$ InAs	无
AlAsSb薄膜	样品G	GaSb Sub+200 nm AlAsSb	无

下,我们所测得 AlAsSb 的电阻率与本征 GaAs 相当,特别是在低温(77 K)下,AlAsSb 的电阻率进一步升高,其绝缘性更为显著,这表明其可以作为超晶格结构中的有效绝缘层。

为表征材料晶体质量,对样品进行了高分辨率 X 射线衍射(X-Ray Diffraction, XRD)测试和原子力显微镜(Atomic Force Microscope, AFM)测试。图 1 为 AlAsSb 超晶格和 GaSb 超晶格的高分辨率 XRD 衍射扫描结果,AlAsSb 超晶格和 GaSb 超晶格的半峰宽分别为 36 arsec 和 32.4 arsec, AlAsSb 超晶格半峰宽与 GaSb 超晶格半峰宽接近,表明两者具有相当的晶体质量。

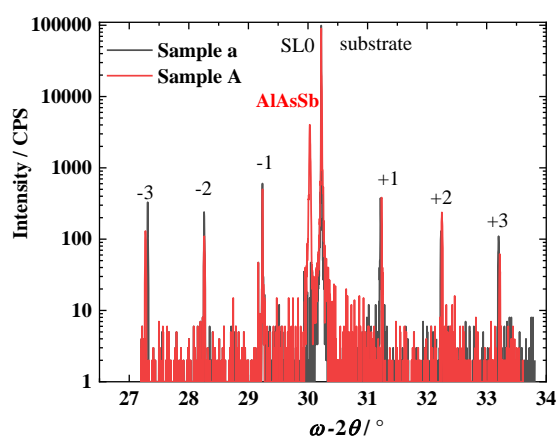


图1 AlAsSb超晶格和GaSb超晶格的X射线衍射结果  
Fig. 1 X-ray diffraction results of the AlAsSb superlattice and GaSb superlattice

图 2 为 AlAsSb 超晶格和 GaSb 超晶格材料的 AFM 形貌表征,扫描范围为  $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ , AlAsSb 超晶格和 GaSb 超晶格的表面粗糙度均方根(RMS)分别为 0.22 nm 和 0.21 nm。结果表明, AlAsSb 超晶格和 GaSb 超晶格的表面粗糙度差异较小,样品表面平整,均可以观察到明显层状结构。表明 AlAsSb 绝缘层的引入对表面平整度没有显著影响。

在完成 XRD 和 AFM 测试后,将材料解理为  $8 \times 8 \text{ mm}^2$  的正方形,通过变温霍尔测试结合范德堡法表征了样品的电学性能。霍尔测试设备使用美国公司 LaKeShore 设备,通过氮气压缩机进行降温,测试温度范围为 10 K–300 K,磁场大小为 0.5 T。在霍尔测试中,为了形成良好的欧姆接触,在材料的四个角上沉积生长了 Ti/Pt/Au,并用钢球完成材料与设备之间的接触。为了探究 AlAsSb 绝缘层对超晶格电学特性的影响,将无掺杂条件下的 AlAsSb 超晶格和 GaSb 超晶格进行对比测试,测试温度为 10 K。通过对比分析 AlAsSb 超晶格和 GaSb 超晶格在相同测试条件下的电学参数,可以明确 AlAsSb 绝缘层的引入对电学特性的影响程度。测试结果如表 2 所示, AlAsSb 超晶格和 GaSb 超晶格在低温下的电学特性大致相同,表明 AlAsSb 电学绝缘层对超晶格电学特性没有显著影响。

高分辨率 XRD 衍射及 AFM 形貌表征结果显示了 AlAsSb 超晶格具有良好的晶体结构和平整的表面。极低温下霍尔测试的结果表明生长 AlAsSb 绝

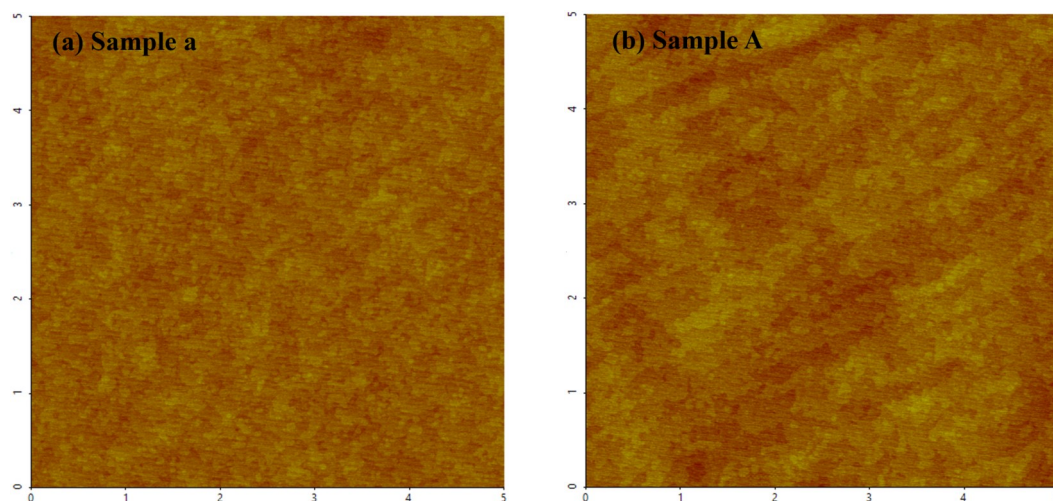


图2 AlAsSb超晶格和GaSb超晶格AFM测试图像  
Fig. 2 AFM test images of AlAsSb superlattice and GaSb superlattice



表 2 AlAsSb 超晶格和 GaSb 超晶格在 10 K 下的电学信息  
Table 2 Electrical properties of the AlAsSb insulating layer superlattice and GaSb superlattice at 10 K

样品	载流子浓度( $\text{cm}^{-3}$ )	迁移率( $\text{cm}^2/\text{vs}$ )
Sample A	$1.52 \times 10^{16}$	6796
Sample a	$1.12 \times 10^{16}$	7036

缘层的超晶格与 GaSb 衬底的超晶格电学特性一致。因此本文采用生长 AlAsSb 绝缘层的方法来探究超晶格的电学特性。

2 结果与分析

在开展 InAs/GaSb II 类超晶格电学特性研究前,首先对单层 InAs、GaSb 薄膜的电学特性进行了表征分析,图 3 为单层 InAs、GaSb 薄膜的霍尔测试结果。结果表明非故意掺杂 (UID, Unintentional Doping) InAs 导电类型为 N 型,当温度大于 83 K 迁移率主要受电离杂质散射影响,随着温度升高,电离杂质散射减弱,迁移率上升;当温度处于 100 K - 275 K,声子散射增强,导致迁移率随温度升高而下降;当温度高于 275 K,迁移率出现回升,这可能是由于载流子浓度增加引发屏蔽效应导致的<sup>[10]</sup>。非故意掺杂 GaSb 为 P 型,当温度小于 70 K,迁移率随温度上升而上升,此时由电离杂质散射影响,当温度大于 70 K 时,迁移率随温度上升而下降,此时由声子散射影响并且由于较大的有效质量,使得整体的迁移率较低。已有研究表明,InAs/GaSb 超晶格的导电类型与 InAs 和 GaSb 层的厚度比例密切相

关,当 InAs 层较厚时,超晶格更倾向于表现为 N 型导电,而当 GaSb 层较厚时,超晶格则表现为 P 型<sup>[11]</sup>。

图 4(a)为 Sample\_A-Sample\_D 载流子浓度随温度线性变化关系,未掺杂样品 (Sample\_A) 的载流子浓度在是个温度范围内保持在  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  范围内,表现为 N 型导电,如图 4(b)为 Sample\_A 的  $\ln(n) - 1000/T$  关系,可以看到明显存在两种不同的斜率,当温度小于 140 K 时,Sample\_A 的载流子浓度随温度有缓慢的增长,通过 Arrhenius 定律拟合得到载流子激活能约为 3 meV,此时导电与浅能级缺陷相关<sup>[12]</sup>,而当温度大于 140 K 以上,此时载流子浓度随温度有较为明显的增长,通过拟合得到激活能约为 33 meV,说明此时导电与超晶格样品中的深能级缺陷相关。Benyahia D 等研究人员<sup>[13]</sup>在实验中发现了类似的情况,认为该缺陷可能由 InAs 材料中的浅能级缺陷导致,由于 InAs/GaSb 超晶格材料错开型的能带结构,原本在 InAs 材料中的浅能级缺陷在超晶格中转变为深能级缺陷<sup>[14]</sup>。当采用 Be 对超晶格材料进行掺杂调控,载流子浓度较未掺杂样品略微下降 (Sample\_B),出现了补偿掺杂效应,并且通过拟合得到了与 Sample\_A 相同的激活能结果。随着掺杂浓度的进一步提高,样品的导电类型分别在 95 K, 230 K 时发生转变 (Sample\_C, Sample\_D),在转变温度 ( $T_{ch}$ ) 以下材料表现出由受主杂质 (Be) 电离所带来的 P 型导电特征,此时拟合得到受主激活能约为 3 meV。而在转变温度 ( $T_{ch}$ ) 以上转变为 N 型导电,此时拟合激活能约为 33 meV,同样存在与 InAs 相关的深能级缺陷。

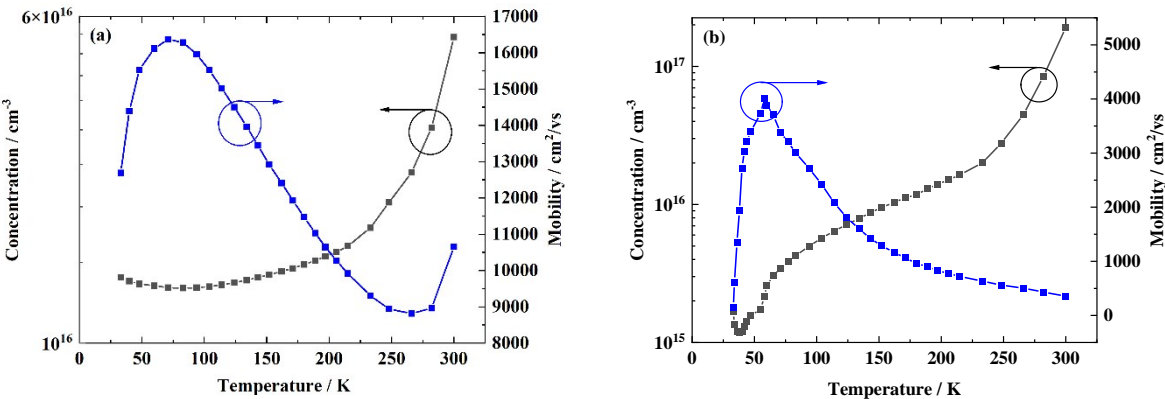


图 3 InAs 和 GaSb 薄膜变温霍尔测试结果:(a)InAs 的载流子浓度和迁移率;(b)GaSb 的载流子浓度和迁移率  
Fig. 3 Temperature-dependent Hall test results of InAs and GaSb thin filmsNote: (a) Carrier concentration and mobility of InAs; (b) Carrier concentration and mobility of GaSb

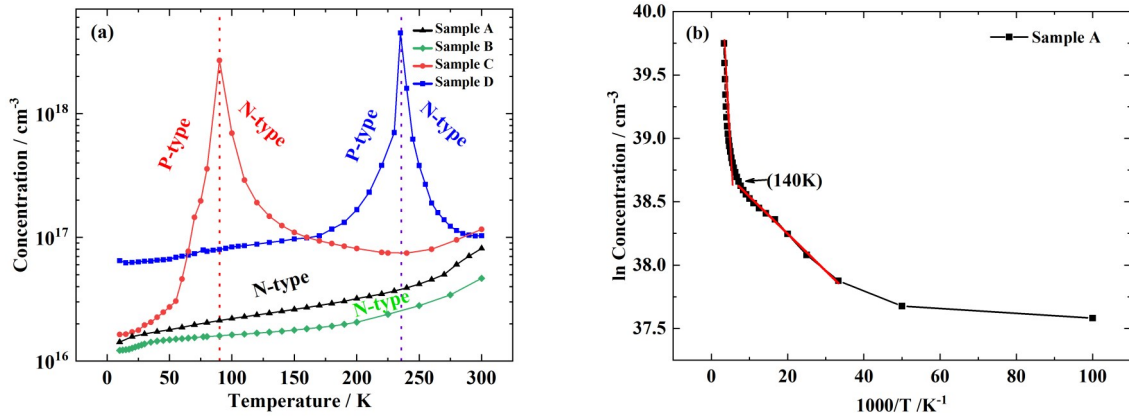


图4 AlAsSb超晶格载流子浓度随温度变化结果:(a)Sample\_A–Sample\_D载流子浓度随温度线性变化关系;(b)Sample\_A  $\ln(n)-1000/T$  关系

Fig. 4 Temperature-dependent carrier concentration results of the AlAsSb superlattice: (a) The linear relationship between carrier concentration and temperature for Sample\_A to Sample\_D ; (b) The  $\ln(n)-1000/T$  relationship of Sample\_A

值得注意的是, Sample\_C和Sample\_D的载流子浓度在转变点附近发生了突变,在霍尔测试中,载

流子浓度为霍尔系数的倒数,当材料电子和空穴共同作用时,材料的霍尔系数表示为<sup>[15]</sup>:

$$R_H = \frac{p-nb^2}{e(p+nb)^2} \quad (1)$$

其中b为电子与空穴迁移率之比,e为电荷量。在突变点附近为混合导电区域,空穴和电子导电贡献相近, $p-nb^2$ 趋于0,使得载流子浓度在转变点陡增,在突变点附近的载流子浓度并不等于真实的电子浓度或空穴浓度。

导电类型转变可以通过费米能级 $E_F$ 相对于能带中心 $E_i$ 的位置来解释。当费米能级更接近导带边缘 $E_c$ 时,超晶格表现出N型导电性,而当费米能级更接近价带边缘 $E_v$ 时,则表现出P型导电性。费米能级相对于 $E_i$ 的位置可以表示为<sup>[16]</sup>:

$$E_F - E_i = -k_B T \cdot \operatorname{arsinh} \left( \frac{N_a}{2 \cdot n_i} \right) \quad (2)$$

其中, $k_B$ 为玻尔兹曼常数, $N_a$ 为掺杂浓度, $n_i$ 为本征载流子浓度。在AlAsSb超晶格中还存在浅能级缺陷 $N_{sd}$ 和深能级缺陷 $N_{dd}$ 公式(2)则改写为:

温度变化的经验公式<sup>[17]</sup>

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (7)$$

表3列出了费米能级相关计算参数。经过

$$E_F - E_i = -k_B T \cdot \operatorname{arsinh} \left( \frac{N_a \cdot e^{-\frac{\Delta E_a}{k_B T}} - N_{sd} \cdot e^{-\frac{\Delta E_{sd}}{k_B T}} - N_{dd} \cdot e^{-\frac{\Delta E_{dd}}{k_B T}}}{2 \cdot n_i} \right) \quad (3)$$

其中 $\Delta E_a$ 为受主杂质的激活能, $\Delta E_{sd}$ 和 $\Delta E_{dd}$ 分别为浅能级缺陷激活能和深能级缺陷激活能。

本征载流子浓度计算公式为:

$$n_i = \sqrt{N_C \cdot N_V} \cdot e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} \quad (4)$$

导带和价带的有效态密度由下式给出:

$$N_C(T) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \frac{m_e^* \cdot k_B T}{\pi \hbar^2} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (5)$$

$$N_V(T) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \frac{m_h^* \cdot k_B T}{\pi \hbar^2} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (6)$$

根据Varshni的经验关系,半导体禁带宽度随

表3 费米能级计算参数

Table 3 Fermi Level Calculation Parameters

相关参数	名称	值
$E_g(0)$	0 K时的带隙	0.254 eV
$m_h^*$	空穴有效质量	0.45 $m_0$
$m_e^*$	电子有效质量	0.035 $m_0$
$\alpha$	带隙温度系数	3.7×10 <sup>-4</sup> eV/K
$\beta$	特征温度参数	270 K
$N_{dd}$	深能级缺陷浓度	4×10 <sup>16</sup> cm <sup>-3</sup>
$N_{sd}$	浅能级缺陷浓度	1.8×10 <sup>16</sup> cm <sup>-3</sup>
$\Delta E_{sd}$	浅能级缺陷激活能	3 meV
$\Delta E_{dd}$	深能级缺陷激活能	33 meV
$\Delta E_a$	受主杂质激活能	3 meV

$k \cdot p$ 方法计算本实验中的超晶格材料的带隙 $E_g$ (0)约为0.254 eV,导带底有效质量 $m_e^*=0.035 m_0$ ,价带顶有效质量 $m_h^*=0.45 m_0$ , $m_0$ 为自由电子质量,这些结果与文献中<sup>[12,18]</sup>类似结构的InAs/GaSb II类超晶格接近。根据<sup>[19]</sup> Klein B等人的研究结果,相似结构的InAs/GaSb II类超晶格的 $\alpha=3.7 \times 10^{-4}$  eV/K,  $\beta=270$  K。浅能级缺陷在低温下几乎完全电离,由未掺杂样品(Sample\_A)的霍尔测试获得, $N_{sd} \approx 1.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 。深能级杂质无法直接获得,未掺杂样品(Sample\_A)的载流子浓度在高温区存在深能级缺陷,因此在本文中 $N_{dd} \approx 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 作为假设值。通过上文拟合得到激活能分别 $\Delta E_{sd}=3$  meV,  $\Delta E_{dd}=33$  meV,  $\Delta E_a=3$  meV。Sample\_A-Sample\_D的掺杂浓度可由霍尔测试结果获得。Sample\_A的 $N_a=0$ , Sample\_B的 $N_a \approx 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , Sample\_C的 $N_a \approx 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , Sample\_D的 $N_a \approx 8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 。

将上述参数带入,通过式(3)可以计算出每个样品费米能级相对禁带中央随温度的变化趋势如图5,其中Sample\_C在104 K左右发生导电类型转变,Sample\_D在217 K左右发生导电类型转变。这与实验结果趋势相当,即掺杂浓度越大,转变温度越高。

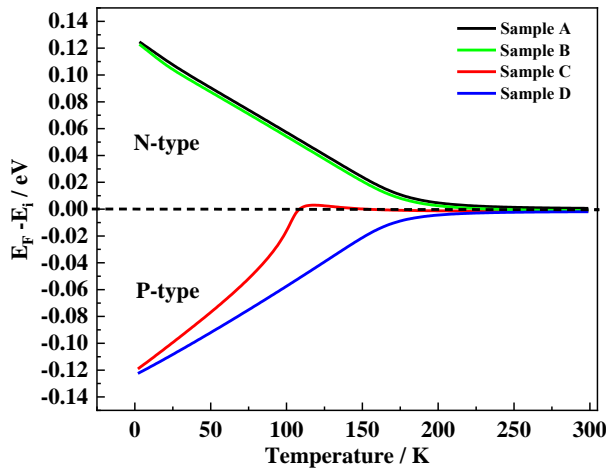


图5 费米能级相对禁带中心随温度的变化

Fig. 5 Temperature-dependent variation of the Fermi level relative to the band gap center

图6展示了不同P型掺杂浓度AlAsSb超晶格的迁移率,可以看到经过P型掺杂调控,迁移率结果发生了显著的改变。对于Sample\_A,其迁移率的温度依赖性可划分为三个区间,分别由不同散射机制主

导:当温度处于10 K - 50 K时随着温度升高迁移率随着下降,此时有声子散射影响。随着温度升高,声子的数量增加,载流子-声子之间的散射概率上升。同时,载流子的热运动速度提高,也间接增加了散射事件的发生概率,从而导致迁移率随温度升高而下降。当温度处于70 K-200 K时,迁移率几乎不随温度变化,这正体现了界面粗糙度散射的特点<sup>[20]</sup>,界面粗糙度散射的强度主要由界面形貌特性(如粗糙度幅值和相关长度)决定,而这些参数通常对温度变化不敏感。当温度大于200 K,迁移率随温度上升,此时有电离杂质散射影响。由于温度升高会使载流子热运动增强,速度增大,导致与电离杂质之间的相互作用时间缩短,散射截面减小,从而降低散射概率。此外,温度升高还会增强对杂质库仑场的屏蔽效应,使得杂质散射对迁移率的影响进一步减弱。此时电离杂质散射减弱使得迁移率呈现一定程度的上升,但这种上升较为温和。这说明,除电离杂质散射外,同时受到其他散射机制影响,从而共同调控了载流子的输运特性。相比之下,轻Be掺杂的Sample\_B迁移率随温度变化趋势与Sample\_A基本一致,但由于电离杂质Be的影响,迁移率相比Sample\_A偏低。随着Be掺杂浓度的进一步提升,Sample\_C和Sample\_D由于费米能级相对禁带中心发生变化发生了导电类型转变,迁移率受到导电机理转变的影响,当温度小于各自的 $T_{th}$ 时为空穴导电,且迁移率远低于相同温度下Sample\_A和Sample\_B的迁移率,并且随温度上升缓慢下降,此时有声子散射影响。当温度高于各自的 $T_{th}$ 时为电子导电,并且随温度上升而显著上升,电离杂质散射特征较为明显。由于此时激发出大量电子,使得屏蔽效应增强,大大降低了散射作用,使得迁移率有明显的上升。对于Sample\_B, Sample\_C, Sample\_D,随着掺杂浓度的上升,在高温区电离杂质散射的效果更明显,迁移率随温度变化越快。同样地Sample\_C和Sample\_D的载流子迁移率在转变点附近发生了突变。在霍尔测试中,载流子迁移率为霍尔系数与电阻率的商。同样是因为霍尔系数此时趋于0,导致迁移率此时趋于零,在转变点附近迁移率并不等于真实的电子迁移率或空穴迁移率。

### 3 结论

本研究通过在GaSb衬底与InAs/GaSb II类超晶格之间引入一层AlAsSb绝缘层,抑制了GaSb衬底的导电效应,从而为探究InAs/GaSb II类超晶格



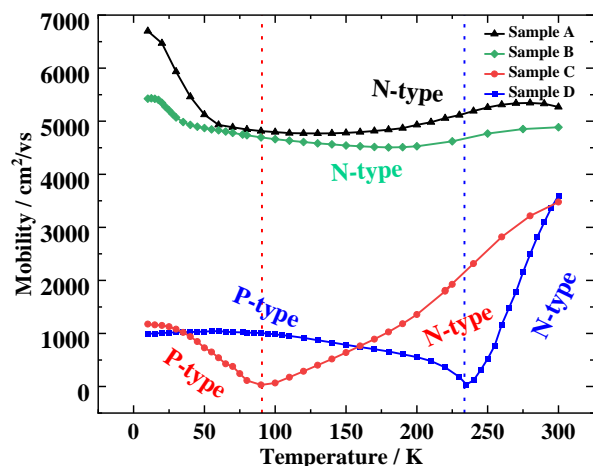


图6 AlAsSb超晶格载流子迁移率随温度变化结果

Fig. 6 Temperature-dependent carrier mobility results of the AlAsSb superlattice

材料电学特性提供了一种新的研究思路。通过系统分析不同P型掺杂浓度下超晶格的载流子输运行为,实验发现超晶格经过掺杂调控出现了补偿掺杂和导电类型转变,导电类型转变具体表现为在低于某一转变温度时,材料表现为P型导电;而在高于该温度后,材料导电类型转变为N型。此外,随着P型掺杂浓度的增加,转变所需的温度也相应提高。经分析,这一导电类型转变现象可归因于费米能级相对于禁带中心位置的温度依赖性:低温下,由受主杂质(Be)激活产生的空穴使费米能级靠近价带边缘,而高温下随着浅能级缺陷和深能级缺陷与本征载流子的激活,费米能级逐渐接近或跨越禁带中心,从而发生由P型向N型的转变。基于费米能级模型与载流子激发机制的计算,本研究不仅较好地解释了上述导电类型转变现象,而且实现了对这一现象的半定量评估。该研究方法为预测超晶格电学特性随温度变化的规律提供了理论依据,并为器件仿真设计提供了实验基础和理论参考。

## References

- [1] SAI-HALASZ G, TSU R, ESAKI L. A new semiconductor superlattice[J]. *Applied Physics Letters*, 1977, 30(12): 651-653.
- [2] MOHSENI H, LITVINOV V, RAZEGLI M. Interface-induced suppression of the Auger recombination in type-II InAs/GaSb superlattices[J]. *Physical Review B*, 1998, 58(23): 15378-15382.
- [3] SHANG L T, WANG J, XING W R, et al. Research progress of type-II superlattice infrared detector technology at home and abroad[J]. *Laser & Infrared*, 2021, 51(6): 683-694.
- [4] LI J B, LI D S, WU S J, et al. Research progress of type-II superlattice infrared focal plane array detectors[J]. *Infrared Technology*, 2021, 43(11): 1034-1043.
- [5] JIANG D W, XU Y Q, WANG G W, et al. Research progress of multicolor infrared detectors based on antimonide type-II superlattices[J]. *Journal of Synthetic Crystals*, 2020, 49(12): 2211-2220.
- [6] ZHANG Y H, MA W Q, WEI Y, et al. Research progress of long-wavelength, very long-wavelength, and dual-color InAs/GaSb type-II superlattice infrared detectors[J]. *Science China: Physics, Mechanics & Astronomy*, 2014, 44(4): 390-395.
- [7] XIAO Y, DENG K, ZHANG K, et al. On-chip room-temperature operated short-wavelength-infrared Si:S photodetector with a vertical junction[J]. *Advanced Functional Materials*, 2024, 34(49): 2409354.
- [8] GUO J, ZHANG T, ZHANG K, et al. Sharp interface blocked impurity band very long-wavelength infrared photodetector with high-temperature epitaxy[J]. *IEEE Electron Device Letters*, 2024, 45(4): 691-694.
- [9] HAUGAN H, ELHAMRI S, BROWN G, et al. Growth optimization for low residual carriers in undoped midinfrared InAs/GaSb superlattices[J]. *Journal of Applied Physics*, 2008, 104(7): 074905.
- [10] HERRING C. Transport properties of a many-valley semiconductor[J]. *The Bell System Technical Journal*, 1955, 34(2): 237-290.
- [11] KHOSHAKHLAGH A, JAECKEL F, HAINS C, et al. Background carrier concentration in midwave and long-wave InAs/GaSb type II superlattices on GaAs substrate[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(5): 051906.
- [12] CHEN G, HOANG A, BOGDANOV S, et al. Investigation of impurities in type-II InAs/GaSb superlattices via capacitance-voltage measurement[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(3): 032106.
- [13] BENYAHIA D, KUBISZYN Ł, MICHALCZEWSKI K, et al. Electrical properties of midwave and longwave InAs/GaSb superlattices grown on GaAs substrates by molecular beam epitaxy[J]. *Nanoscale Research Letters*, 2018, 13: 1-7.
- [14] SHEN J, REN S Y, DOW J D. Deep levels in type-II InAs/GaSb superlattices[J]. *Physical Review B*, 1992, 46(11): 6938-6941.
- [15] LIU E K, ZHU B S, LUO J S. *Semiconductor Physics (7th Edition)* [M]. Beijing: Electronic Industry Press, 2008.
- [16] DONG H, ZHANG Y, CUI L, et al. Electrical properties of Si and Be doped InSb and InAlSb/InSb superlattice applied to improve the doping efficiency[J]. *Journal of Crystal Growth*, 2020, 535: 125377.
- [17] VARSHNI Y P. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors[J]. *Physica*, 1967, 34(1): 149-154.
- [18] SUCHALKIN S, BELENKY G, SVENSSON S, et al. In-plane and growth direction electron cyclotron effective mass in short period InAs/GaSb semiconductor superlattices[J]. *Journal of Applied Physics*, 2011, 110(4): 043707.
- [19] KLEIN B, PLIS E, KUTTY M, et al. Varshni parameters for InAs/GaSb strained layer superlattice infrared photode-

- 
- tectors[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2011, 44(7): 075102.
- [20] HOFFMAN C, MEYER J, YOUNGDALE E, et al. Interface roughness scattering in semiconducting and semimetallic InAs-Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Sb superlattices[J]. Applied Physics Letters, 1993, 63(16): 2210-2212.