

基于 $k \cdot p$ 方法的二类超晶格红外探测器仿真进展

孙童, 关晓宁, 张凡, 宋海智, 芦鹏飞

Progress in simulation of type- II superlattice infrared detectors based on the $k \cdot p$ method

引用本文:

孙童,关晓宁,张凡,宋海智,芦鹏飞. 基于 $k \cdot p$ 方法的二类超晶格红外探测器仿真进展[J]. [激光技术](#), 2023, 47(4): 439–453.

SUN Tong,GUAN Xiaoning,ZHANG Fan,SONG Haizhi,LU Pengfei. Progress in simulation of type- II superlattice infrared detectors based on the $k \cdot p$ method[J]. [Laser Technology](#), 2023, 47(4): 439–453.

您可能感兴趣的其他文章

1. 碲化物 II 类超晶格中远红外探测器的研究进展

引用本文: 谢修敏, 徐强, 陈剑, 等. 碲化物 II 类超晶格中远红外探测器的研究进展[J]. [激光技术](#), 2020, 44(6): 688–694.

2. 小波变换和非涅耳变换的多彩色图像加密

引用本文: 曾健清, 王君, 陈叶, 等. 小波变换和非涅耳变换的多彩色图像加密[J]. [激光技术](#), 2018, 42(6): 733–738.

3. 偏振参数对高能电子运动及辐射特性的影响

引用本文: 常健平, 余奕辰, 闫瑾, 等. 偏振参数对高能电子运动及辐射特性的影响[J]. [激光技术](#), 2023, 47(1): 135–139.

4. 不同年龄段人眼的视觉感知研究

引用本文: 马佳飞, 王贯, 姚晒晖, 等. 不同年龄段人眼的视觉感知研究[J]. [激光技术](#), 2023, 47(2): 260–266.

5. 负支离轴共焦非稳腔过量噪声的研究

引用本文: 吴超, 唐霞辉, 李根, 等. 负支离轴共焦非稳腔过量噪声的研究[J]. [激光技术](#), 2016, 40(6): 882–887.

文章编号: 1001-3806(2023)04-0439-15

基于 $k \cdot p$ 方法的二类超晶格红外探测器仿真进展

孙 童¹, 关晓宁¹, 张 凡², 宋海智^{3,4}, 芦鹏飞^{1,2*}

(1. 北京邮电大学 信息光子学与光通信全国重点实验室, 北京 100876; 2. 超晶科技(北京)有限公司, 北京 100083; 3. 西南技术物理研究所, 成都 610041; 4. 电子科技大学 基础与前沿研究院, 成都 610054)

摘要: 二类超晶格(T2SL)相对于其它制冷型红外探测器材料体系,具有成本低、均匀性高、工艺兼容性好等特点,且波长灵活可调、俄歇复合速率低。 $k \cdot p$ 方法作为一种常用且相对成熟的能带结构仿真技术,具有计算精度高、节省计算资源等特点,在T2SL的仿真中受到了广泛的关注。梳理了中波、长波、甚长波T2SL红外探测器的仿真进展,归纳了 $k \cdot p$ 方法的发展过程,以及该方法在T2SL红外探测器仿真中的进展和作用,直观展示 $k \cdot p$ 方法在超晶格仿真工作中的准确性与便利性;重点讨论了T2SL探测器的暗电流机制、量子效率和吸收光谱等性质,对T2SL红外探测器的研究和应用前景进行展望。采用包络函数近似下的 $k \cdot p$ 方法可以对超晶格材料的能带结构和电子性质进行较为准确的理论分析和仿真计算。

关键词: 探测器;二类超晶格; $k \cdot p$ 方法;器件仿真

中图分类号: TN215 **文献标志码:** A **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2023.04.001

Progress in simulation of type-II superlattice infrared detectors based on the $k \cdot p$ method

SUN Tong¹, GUAN Xiaoning¹, ZHANG Fan², SONG Haizhi^{3,4}, LU Pengfei^{1,2}

(1. State Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China; 2. SuperMat Technology (Beijing) Co. Ltd., Beijing 100083, China; 3. Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China; 4. Institute of Fundamental and Frontier Sciences, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

Abstract: Compared with other cooled infrared detector material systems, type-II superlattice (T2SL) has the characteristics of low cost, high uniformity, good process compatibility, flexible wavelength adjustability and lower Auger recombination rates. As a commonly used and relatively mature energy band structure simulation technology, the $k \cdot p$ method has the characteristics of high computational accuracy and saving computing resources, and has received widespread attention in the simulation of T2SL. The progress of simulation of mid-wave, long-wave, and very-long-wave T2SL infrared detectors was reviewed, and the development process of the $k \cdot p$ method was summarized, as well as the progress and role of the method in the simulation of T2SL infrared detectors, to more intuitively demonstrate the accuracy and convenience of the $k \cdot p$ method in superlattice simulation work. The dark current mechanisms, quantum efficiency, absorption spectra, and other properties of T2SL detectors were discussed with emphasis on the prospect of research and application of T2SL infrared detectors. The $k \cdot p$ method under the approximation of the envelope function can be used to perform accurate theoretical analysis and simulation calculations on the band structure and electronic properties of superlattice materials.

Key words: detectors; type-II superlattices; the $k \cdot p$ method; device simulation

引 言

基金项目:中国兵器工业集团激光器件技术重点实验室开放课题基金资助项目(KLLDT202103)

作者简介:孙 童(1998-),女,博士研究生,现主要从事器件模拟的研究。

* 通讯联系人。E-mail: photon.bupt@gmail.com

收稿日期:2022-06-27;收到修改稿日期:2022-09-16

二类超晶格(type-II superlattice, T2SL)主要由Ⅲ-V族锑化物组成,自从问世以来^[1-3],由于其晶格稳定性好、能带可调、器件均匀性高,得以迅速发展,成为第3代制冷型红外焦平面探测器研发与应用中的热门材料。 $k \cdot p$ 方法是一种以能带态为基础的经验能带结

构方法。在固体物理学中, $k \cdot p$ 微扰理论是用来计算晶体能带结构和光学性质的常用方法,尤其是在计算有效质量的时候有明显优势。 $k \cdot p$ 微扰理论广泛用于计算各类半导体光电材料与器件^[4],通过微扰理论求解高对称性极值点(例如 Γ , X , L)附近的能带结构,输出信息足够精确,可以模拟半导体带隙附近的光电过程,进而用于器件级的分析和设计。包络函数近似下的 $k \cdot p$ 方法被称为“标准模型”^[5],涵盖了从材料层、量子结构层到器件层的建模,是计算 T2SL 能带结构的理想方法。

采用 $k \cdot p$ 方法计算 T2SL 材料的能量色散曲线和电子空穴有效质量^[6],为 T2SL 材料的设计与仿真提供参考与辅助^[7],已经成为 T2SL 探测器材料结构设计中的主流方法。本文中归纳了 $k \cdot p$ 方法及其发展历程,系统梳理了中波、长波、甚长波 T2SL 红外探测器的仿真进展,讨论了不同器件结构的暗电流、量子效率和吸收光谱等性质,为 T2SL 材料的结构设计和工艺实现提供重要的指导。

1 T2SL 简介

作为 III-V 族梯基材料的一种, T2SL 是由晶格常数相互接近的 InAs, GaSb 和 AlSb 及其化合物周期性交替堆叠而构成人工晶体^[8]。T2SL 结构保持自然晶格的连续性,类似于周期性排列的晶格^[9],主要包括 InAs/GaSb、InAs/InGaSb 以及 InAs/InAsSb 等材料体系,在 GaSb 衬底上生长以实现晶格匹配。以 InAs/GaSb T2SL 为例,电子与空穴分别被限制在 InAs 层与 GaSb 层中,相邻 InAs 层或 GaSb 层中的电子或空穴波函数发生交叠,以致在导带或价带中形成电子空穴微带^[10],如图 1 所示。红外辐射信号的产生需要电子吸收光子,并在最高空穴微带与最低电子微带之间跃迁产生光生载流子来完成,通过捕捉这些跃迁的光生载流子进而实现辐射信号的探测。

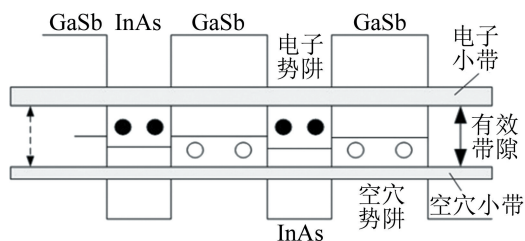


图1 InAs/GaSb T2SL 能带结构^[10]

Fig. 1 InAs/GaSb T2SL band structure^[10]

InAs/GaSb 超晶格材料体系的能带可调特性是其优势所在,实际操作中通过对 InAs 层与 GaSb 层

的厚度调节,可灵活实现对波长 $2\ \mu\text{m} \sim 30\ \mu\text{m}$ 范围内的红外辐射信号的探测^[11]。InAs 层与 GaSb 层对电子和空穴的限制减小了电子与空穴之间的相互作用,从而有效提高了电子有效质量,减小了隧穿电流,进而降低了暗电流,为提高载流子寿命与探测器工作温度提供了理论支持。通过分别调节 InAs 层与 GaSb 层实现对电子和空穴微带的单独调控^[12],这可以最大程度地优化能带偏调量,是该种材料体系在超晶格结构设计过程中的优势所在^[13]。基于以上优势, InAs/GaSb T2SL 已成为中波、长波和甚长波红外探测器最理想的材料之一。随着外延材料的高质量制备成为可能, T2SL 红外探测器有望实现高工作温度和小型化,这将大幅度拓展其在军事、遥感、环境、安防和工业领域的应用^[14]。

2 $k \cdot p$ 模型的概念及其发展

图 2 中列出了超晶格电子结构的各种计算方法及其优缺点,主要分为经验方法和非经验方法。其中非经验方法主要是从头计算法,经验方法主要是紧束缚、 $k \cdot p$ 微扰、赝势、包络函数近似等方法。从头计算法,比如利用第一性原理的密度泛函理论,可以更精确地计算出能带结构,实现基态的自洽,但是计算量过于庞大。相比于从头计算法,半经验方法就高效很多,它可以根据经验参数高效率地得到带隙、有效质量等结果,实现资源的最大利用化。本文中所归纳的 $k \cdot p$ 方法,就是半经验方法的一种,不需要大量计算资源,仅用一些实验数据便可得到整个布里渊区的能带结构,同时可以较为准确地计算极值点附近能带的色散关系,进而推导出有效质量,故使用 $k \cdot p$ 方法就显得高效多了。

超晶格电子能带的计算也如同其它材料的能带计算,在实际的研究过程中,所用的理论方法也都是希望求解过程简单高效,使得到的理论结果与实验结果契合度更高。而 $k \cdot p$ 理论方法考虑了应力对能带排列的改变,能有效地描述带边的电子状态,在超晶格材料计算中优势极为突出。此外,在以往超晶格的实际计算中,人们对于 $k \cdot p$ 理论方法存在的不足进行了改进,衍生出了诸如全 $k \cdot p$ 理论、包络函数近似的 $k \cdot p$ 理论等一系列优化后的 $k \cdot p$ 理论方法,这使得 $k \cdot p$ 理论方法成为超晶格材料计算的重要体系^[15]。对于超晶格结构来说,只需要保证在 Γ 附近极值点较为精确即可,因此使用包络函数近似法是更好的选择。包络函数近似法是利用电子布洛赫函数的包络,近似描

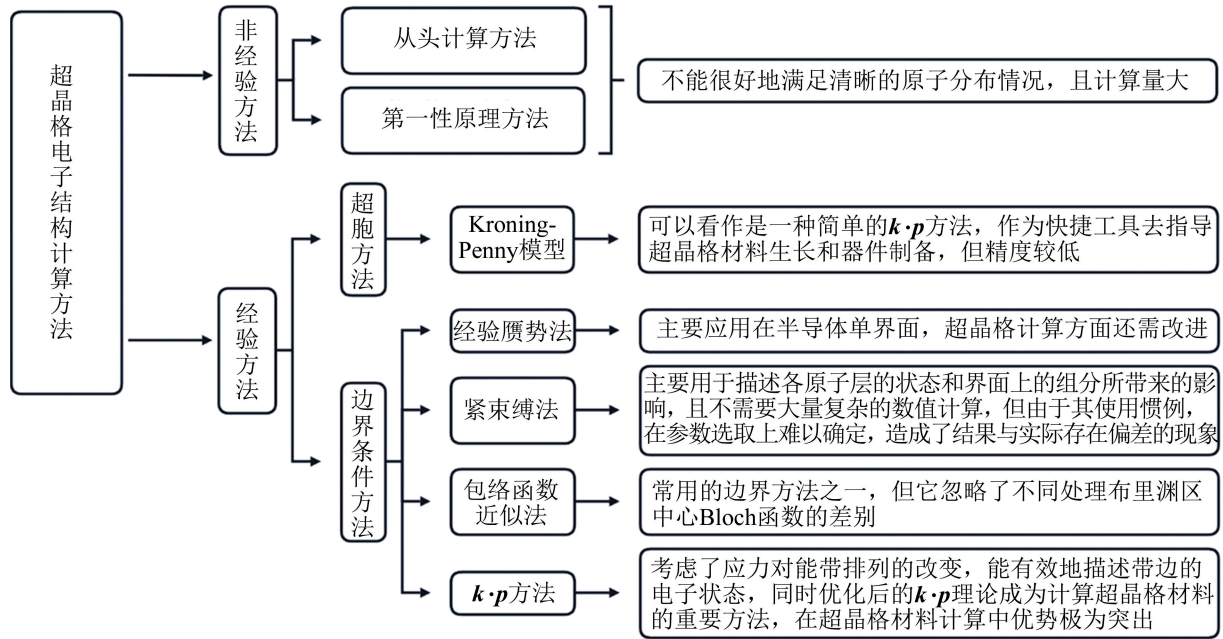


图2 超晶格电子结构计算方法

Fig. 2 Calculation method of superlattice electronic structure

述电子的运动状态。这样理论上就可以用一个函数描述两种材料中电子运动状态,能够节省大量计算资源。解决包络函数近似常用方法有多种,比如变分法、传输矩阵法、平面波展开法和有限差分法。包络函数近似下的 $k \cdot p$ 理论只需要输入体材料参数就可将超晶格描述为完整的周期性系统,已广泛用于超晶格的建模,尤其是接近布里渊区的点。

2.1 $k \cdot p$ 基础理论

$k \cdot p$ 微扰理论是计算晶体能带结构和光学性质的半经验方法。在基函数不同的条件下 $k \cdot p$ 方法有不同的表现形式,哈密顿量呈现方式也不一样。包络函数近似的 $k \cdot p$ 方法是常用于预测半导体量子阱和超晶格电子性质的工具,模型中考虑了界面贡献和能带弯曲,模拟与仿真结果非常可靠^[16]。

下式是微扰理论的基础^[17]:

$$\begin{cases} \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_k' \\ \mathbf{H}_0 = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} + V_0 \\ \mathbf{H}_k' = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_0} + \frac{\hbar \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}{m_0} \end{cases} \quad (1)$$

式中, \mathbf{k} 为电子的波矢; \mathbf{p} 为动量; \mathbf{H}_0 是未受扰动的哈密顿量,实际上等于 $\mathbf{k}=0$ 的精确哈密顿量; \mathbf{H}_k' 是微扰项,因此可以将哈密顿量写为两个项的总和,称之为 $k \cdot p$ 微扰理论; m_0 为自由电子质量; V_0 为无应变晶体的自洽周期势; \hbar 为约化普朗克常数。而 $k \cdot p$ 可以写为^[17]:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{p} = k_x \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) + k_y \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial y} \right) + k_z \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (2)$$

对于非简并带(即在 $\mathbf{k}=0$ 时与任何其它带具有不同能量的带),并且没有考虑自旋-轨道耦合时,在 $\mathbf{k}=0$ 处有一个极值,在最低非零阶时 $k \cdot p$ 微扰理论的结果是^[18]:

$$u_{n,k} = u_{n,0} + \frac{\hbar}{m} \sum_{n' \neq n} \frac{\langle u_{n,0} | \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} | u_{n',0} \rangle}{E_{n,0} - E_{n',0}} u_{n',0} \quad (3)$$

$$E_{n,k} = E_{n,0} + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} + \frac{\hbar^2}{m^2} \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle u_{n,0} | \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} | u_{n',0} \rangle|^2}{E_{n,0} - E_{n',0}} \quad (4)$$

式中, n 为电子的能带, u 为周期函数, E 为能量, m 为电子质量。这里无关的特定能带用 n 表示,称为 A 类; B 类由其它 $n' \neq n$ 的能带构成。由于 \mathbf{k} 是实数向量,因此这些表达式中的矩阵元素可以重写为^[18]:

$$\langle u_{n,0} | \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} | u_{n',0} \rangle = \mathbf{k} \cdot \langle u_{n,0} | \mathbf{p} | u_{n',0} \rangle \quad (5)$$

因此,只需几个未知参数,即 $E_{n,0}$ 、 $E_{n',0}$ 和 $\langle u_{n,0} | \mathbf{p} | u_{n',0} \rangle$,就可以计算任意 \mathbf{k} 处的能量。 $\langle u_{n,0} | \mathbf{p} | u_{n',0} \rangle$ 被称为“光学矩阵元”。现在常用的六带、八带模型,里面的每一个参数,都是经过实验印证的^[17]。用八带 $k \cdot p$ 方法可以很好地计算出 T2SL 光电探测器的电子能带结构和光学特性^[19]。

2.2 多带 $k \cdot p$ 模型

为了将单带模型扩展到完整的价带描述,考虑了自旋-轨道耦合以及 3 个自旋简并带。下面给出这种处理方法的概述,用下式来表示这种自旋轨道相互作用^[17]:

$$\frac{e^2}{m_0^2 c^2 r^3} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = \frac{1}{4m_0^2 c^2} [\boldsymbol{\sigma} \times \nabla V(r)] \cdot \mathbf{p} \quad (6)$$

式中, $\boldsymbol{\sigma}$ 、 \mathbf{L} 、 \mathbf{S} 分别为泡利自旋矩阵、角动量和自旋算符; c 为光速, e 为电子, r 为实空间, $V(r)$ 为周期势。包含上述自旋-轨道相互作用的完整布洛赫波函数的薛定谔方程是^[20]:

$$\mathbf{H}\Psi(r) = \left\{ \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} + V(r) + \frac{\hbar}{4m_0^2 c^2} [\nabla V(r) \times \mathbf{p}] \cdot \boldsymbol{\sigma} \right\} \Psi(r) = E(\mathbf{k}) \Psi(r) \quad (7)$$

式中, $\Psi(r)$ 为波函数, 也被称为布洛赫函数。利用布洛赫定理, 将 (7) 式扩展为空穴带和自旋轨道分裂

$$\mathbf{H}^{\text{LK}} = - \begin{pmatrix} P+Q & -S & R & 0 & \frac{-S}{\sqrt{2}} & \sqrt{2}R \\ -S^* & P-Q & 0 & R & -\sqrt{2}Q & \sqrt{\frac{3}{2}}S \\ R^* & 0 & P-Q & S & \sqrt{\frac{3}{2}}S^* & \sqrt{2}Q \\ 0 & R^* & S^* & P+Q & -\sqrt{2}R^* & \frac{-S^*}{\sqrt{2}} \\ \frac{-S^*}{\sqrt{2}} & -\sqrt{2}Q^* & \sqrt{\frac{3}{2}}S & -\sqrt{2}R & P+\Delta & 0 \\ \sqrt{2}R^* & \sqrt{\frac{3}{2}}S^* & \sqrt{2}Q^* & \frac{-S}{\sqrt{2}} & 0 & P+\Delta \end{pmatrix} \quad (11)$$

其中,

$$\begin{cases} P = \frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_1 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \\ Q = \frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_2 (k_x^2 + k_y^2 - 2k_z^2) \\ R = -\frac{\sqrt{3}\hbar^2}{2m_0} [-\gamma_2 (k_x - ik_y)^2 + 2i\gamma_3 k_x k_y] \\ S = \frac{\sqrt{3}\hbar^2}{m_0} \gamma_3 (k_x - ik_y) k_z \end{cases} \quad (12)$$

式中, 上标 “*” 表示厄米共轭, Δ 是自旋轨道分裂, 而 γ_1 、 γ_2 和 γ_3 是 Luttinger 参数。

在这个新的基础上, 与交互作用算子无关的部分可以写成^[21]:

(spin orbit, SO) 带的 6 个中心布洛赫函数的线性组合, 然后利用 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 微扰理论消除基函数与 SO 的耦合。6×6 矩阵薛定谔方程的表达式见下^[20]:

$$\sum_{j'=1}^6 \mathbf{H}_{jj'}^{\text{LK}}(\mathbf{k}) \mathbf{a}_{j'}(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k}) \mathbf{a}_j(\mathbf{k}) \quad (8)$$

式中, $\mathbf{a}_j(\mathbf{k})$ 为本征值 $E(\mathbf{k})$ 对应的本征矢列。Luttinger-Kohn (LK) 哈密顿量 \mathbf{H}^{LK} 为^[20]:

$$\mathbf{H}_{jj'}^{\text{LK}} = E_j(\mathbf{k}=0) \delta_{jj'} + \sum_{\alpha\beta} \mathbf{D}_{jj'}^{\alpha\beta} k_\alpha k_\beta \quad (9)$$

式中, jj' 为任意两个能级, δ 为狄拉克函数, $\alpha, \beta = x, y, z$ 。矩阵 $\mathbf{D}^{\alpha\beta}(\alpha, \beta) = (x, y, z)$ 表示与远距带相互作用引起的 LK 哈密顿量的非对角元素^[20]:

$$\mathbf{D}_{jj'}^{\alpha\beta} = \frac{\hbar^2}{2m_0} \delta_{jj'} \delta_{\alpha\beta} + \frac{\hbar^2}{2m_0} \sum_{\xi} \frac{\mathbf{p}_{j\xi}^\alpha \mathbf{p}_{\xi j'}^\beta + \mathbf{p}_{j\xi}^\beta \mathbf{p}_{\xi j'}^\alpha}{E_j(\mathbf{k}=0) - E_{j'}(\mathbf{k}=0)} \quad (10)$$

式中, j, j' 为单一能带指标 n , 给出了哈密顿 \mathbf{H}^{LK} (六带的 6×6 矩阵) 的显式形式^[20]:

$$\begin{aligned} \langle u_i | \mathbf{H}(\mathbf{k}) | u_j \rangle &= \sum_{m,n} (R_{mi}^\dagger)_{jn} \left(\langle v_m | \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_k + \mathbf{H}_{k \cdot p} | v_n \rangle + \right. \\ &\quad \left. \sum_{\alpha} \frac{\langle v_m | \mathbf{H}_{k \cdot p} | v_\alpha \rangle \langle v_\alpha | \mathbf{H}_{k \cdot p} | v_n \rangle}{E - E_\alpha} \right) + \\ &\quad \langle u_i | \mathbf{H}_{\text{SO}} + \mathbf{H}_{\text{SO}'} | u_j \rangle \end{aligned} \quad (13)$$

式中, $\mathbf{H}_k = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_0}$, $\mathbf{H}_{k \cdot p} = \frac{\hbar^2}{m_0} \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$, $\mathbf{H}_{\text{SO}} = \frac{\hbar^2}{4m_0^2 c^2} (\nabla V_0) \times \mathbf{p} \cdot$

$\boldsymbol{\sigma}$, $\mathbf{H}_{\text{SO}'} = \frac{\hbar^2}{4m_0^2 c^2} (\nabla V_0) \times \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ 。(13) 式中对 \mathbf{H}_0 的操作, 由于其算子是自旋无关的, 因此括号内的矩阵可以写成块对角线^[21]:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}_{\text{int}} & 0 \\ 0 & \mathbf{H}_{\text{int}} \end{pmatrix} \quad (14)$$

式中, \mathbf{H}_{int} 是 Kohn 的 4×4 交互矩阵。

$$\begin{pmatrix} s & x & y & z \\ \begin{matrix} E_c + A'k^2 + \hbar^2 k^2 / (2m_0) \\ Bk_y k_z - iP_0 k_x \\ Bk_x k_z - iP_0 k_y \\ Bk_x k_y - iP_0 k_z \end{matrix} & \begin{matrix} Bk_y k_z + iP_0 k_x \\ E_v' + M(k_y^2 + k_z^2) + \\ L'k_x^2 + \hbar^2 k^2 / (2m_0) \\ N'k_x k_y \end{matrix} & \begin{matrix} Bk_x k_z + iP_0 k_y \\ N'k_x k_y \\ E_v' + M(k_x^2 + k_z^2) + \\ L'k_y^2 + \hbar^2 k^2 / (2m_0) \\ N'k_y k_z \end{matrix} & \begin{matrix} Bk_x k_y + iP_0 k_z \\ N'k_x k_z \\ N'k_y k_z \\ E_v' + M(k_x^2 + k_y^2) + \\ L'k_z^2 + \hbar^2 k^2 / (2m_0) \end{matrix} \end{pmatrix} \quad (15)$$

矩阵(15)式利用了时间反对称性^[20], 并且可以通过导带态 E_c 和价带态 E_v 以及(13)式中的精确本征值 E 可以得到矩阵中的 Kohn 参数 A' 、 B 、 P_0 、 M 、 N' 和 L' 。这些参数可以通过实验得到, 也可以根据定义

进行计算。

(13)式中 $\langle u_i | \mathbf{H}(\mathbf{k}) | u_j \rangle$ 里的相互作用矩阵在不考虑 \mathbf{k} 的自旋-轨道矩阵 $\langle u_i | \mathbf{H}_{\text{so}}' | u_j \rangle$ 情况下, 由以下得出^[21]:

$$\begin{pmatrix} u_{-1/2}^{r_6} & u_{1/2}^{r_6} & u_{-3/2}^{r_8} & u_{-1/2}^{r_8} & u_{1/2}^{r_8} & u_{3/2}^{r_8} & u_{-1/2}^{r_7} & u_{1/2}^{r_7} \\ \begin{matrix} A & 0 & T^* + V^* & 0 \\ 0 & A & \sqrt{2}(W-U) & -\sqrt{3}(T^* + V^*) \\ T+V & \sqrt{2}(W^* - U) & -P+Q & -S^* \\ 0 & -\sqrt{3}(T+V) & -S & -P-Q \\ -\sqrt{3}(T^* - V^*) & 0 & R^* & 0 \\ \sqrt{2}(W^* - U) & T^* - V^* & 0 & R^* \\ W^* - U & -\sqrt{2}(T^* - V^*) & \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}} S^* & -\sqrt{2}R^* \\ \sqrt{2}(T+V) & W+U & -\sqrt{2}Q & \frac{1}{\sqrt{2}} S^* \end{matrix} & \begin{matrix} -\sqrt{3}(T-V) & \sqrt{2}(W-U) & W-U & \sqrt{2}(T^* + V^*) \\ 0 & T-V & -\sqrt{2}(T-V) & W^* + U \\ R & 0 & \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}} S & -\sqrt{2}Q \\ 0 & R & -\sqrt{2}R & \frac{1}{\sqrt{2}} S \\ -P-Q & S^* & \frac{1}{\sqrt{2}} S^* & \sqrt{2}R^* \\ S & -P+Q & \sqrt{2}Q & \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}} S^* \\ \frac{1}{\sqrt{2}} S & \sqrt{2}Q & Z & 0 \\ \sqrt{2}R & \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}} S & 0 & Z \end{matrix} \end{pmatrix} \quad (16)$$

式中, $A = E_c + \left[A' + \frac{\hbar^2}{2m_0} \right] (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$, $U = \frac{1}{\sqrt{3}} P_0 k_z$, $V =$

$\frac{1}{\sqrt{6}} P_0 (k_x - ik_y)$, $W = i \frac{1}{\sqrt{3}} B k_x k_y$, $T = \frac{1}{\sqrt{6}} B k_z (k_x + ik_y)$, $P = -E_v + \frac{1}{2} \gamma_1 \frac{\hbar^2}{m_0} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$, $Q = \frac{1}{2} \gamma_2 \frac{\hbar^2}{m_0} (k_x^2 + k_y^2 - 2k_z^2)$, $R = -\frac{\sqrt{3}}{2} \left[\gamma_2 \frac{\hbar^2}{m_0} (k_x^2 - k_y^2) - 2i \gamma_3 k_x k_y \right]$, $S = \sqrt{3} \gamma_3 \frac{\hbar^2}{m_0} k_z (k_x - ik_y)$, $Z = E_v - \Delta - \frac{1}{2} \gamma_1 \frac{\hbar^2}{m_0} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$, $E_v = E_v' + \frac{\Delta}{3}$ 。常数 γ_1 、 γ_2 和 γ_3 是修正后的 Luttinger 参数, 并根据 Kohn

参数给出^[21]:

$$\begin{cases} \gamma_1 = -\frac{2}{3} \frac{m_0}{\hbar^2} (L' + 2M) - 1 \\ \gamma_2 = -\frac{1}{3} \frac{m_0}{\hbar^2} (L' - M) \\ \gamma_3 = -\frac{1}{3} \frac{m_0}{\hbar^2} N \end{cases} \quad (17)$$

修改后的 Luttinger 参数与所使用的 Luttinger 参数 γ_1^L 、 γ_2^L 和 γ_3^L 有关。

在 8 个基 u_j 函数下, 应变相互作用矩阵的轨道部分 $\langle u_i | \mathbf{D}_0 + \mathbf{D}_{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}} | u_j \rangle$ 可由下面的矩阵得到^[21]:

$$\begin{pmatrix}
 u_{-1/2}^{\Gamma_6} & u_{1/2}^{\Gamma_6} & u_{-3/2}^{\Gamma_8} & u_{-1/2}^{\Gamma_8} & u_{1/2}^{\Gamma_8} & u_{3/2}^{\Gamma_8} & u_{-1/2}^{\Gamma_7} & u_{1/2}^{\Gamma_7} \\
 a'e & 0 & t^* - v^* & 0 & -\sqrt{3}(t+v) & \sqrt{2}(w+u) & w+u & \sqrt{2}(t^* - v^*) \\
 0 & a'e & \sqrt{2}(w+u) & -\sqrt{3}(t^* - v^*) & 0 & t+v & -\sqrt{2}(t+v) & w^* - u \\
 t-v & \sqrt{2}(w^* + u) & -p+q & -s^* & r & 0 & \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}s & -\sqrt{2}q \\
 0 & -\sqrt{3}(t-v) & -s & -p-q & 0 & r & -\sqrt{2}r & \frac{s}{\sqrt{2}} \\
 -\sqrt{3}(t^* + v^*) & 0 & r^* & 0 & -p-q & s^* & \frac{s^*}{\sqrt{2}} & \sqrt{2}r^* \\
 \sqrt{2}(w^* + u) & t^* + v^* & 0 & r^* & s & -p+q & \sqrt{2}q & \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}s^* \\
 w^* + u & -\sqrt{2}(t^* + v^*) & \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}s^* & -\sqrt{2}r^* & \frac{s}{\sqrt{2}} & \sqrt{2}q & -ae & 0 \\
 \sqrt{2}(t-v) & w-u & -\sqrt{2}q & \frac{s^*}{\sqrt{2}} & \sqrt{2}r & \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}s & 0 & -ae
 \end{pmatrix} \quad (18)$$

式中, $w = ib'e_{xy}/\sqrt{3}$, $p = a(e_{xx} + e_{yy} + e_{zz})$, $t = b'(e_{xz} + ie_{yz})/\sqrt{6}$, $q = b[e_{zz} - (e_{xx} + e_{yy})/2]$, $u = P_0(\sum_j e_{xj}k_j)/\sqrt{3}$, $r = \sqrt{3}/2b(e_{xx} - e_{yy}) - ide_{xy}$, $v = P_0[\sum_j (e_{xj} - ie_{yj})k_j]/\sqrt{6}$, $s = -d(e_{xz} - ie_{yz})$, $e = e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}$.

结合包络函数近似的 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 方法常用于计算半导体量子阱和超晶格电子性质。对于空间非均匀系统, 大多数包络函数近似下的 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 方法是基于 Luttinger 和 Kohn 的形式, 该方法处理了均匀晶体对微弱、缓慢变化的外部扰动势的响应^[22]。通过利用 Lowdin 微扰理论对应变闪锌矿半导体 Γ 点附近电子态的八带 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 模型进行重正化获得解析色散关系^[23]。应变半导体中的能带经常使用 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 矩阵进行处理, 矩阵的维数取决于布里渊区对称群以及模型中包含的能级数^[24]。例如, 在直接带隙锌铅半导体布里渊区 Γ 点附近能带结构可由八带 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 模型准确描述。

2.3 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 模型的进展

BURT^[25] 通过比较 1 维 Mathieu 点阵的精确解和方阱包络函数解给出了一个证明。方程式与标准 Kohn 哈密顿量类似。2002 年, DENTE 等人^[4] 将超晶格经验赝势方法 (superlattice empirical pseudopotential method, SEPM) 应用在 InAs/GaSb T2SL 中, 并将结果与有效质量方法以及经验赝势方法的计算结果进行了比较, 表明 SEPM 方法准确地预测了这些观察结果。图 3 展示了 1 组八带 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 计算产生的带边预测, 其中 InAs 分别为 8 个单分子层 (monolayer, ML) 和 6 个单分

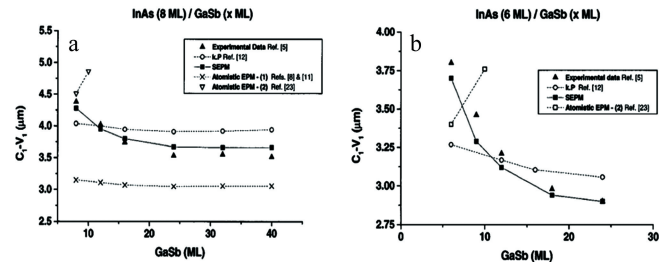


图 3 实验和仿真结果^[4]

Fig. 3 Experimental and simulation results^[4]

子层, 可以看出 SEPM 和标准模型的预测都与数据基本一致。

2010 年, KLIPSTEIN 等人^[16] 采用 TAKHTAMIROV 和 VOLKOV 的方法导出了 6×6 和 8×8 类 Kohn 哈密顿量, 进而得到非对角项的修正算子形式^[26]。这种 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 模型考虑了界面贡献和能带弯曲, 为 T2SL 材料仿真提供了相对可靠的模拟结果。LIU 等人^[27] 基于对称性原理和 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 微扰理论, 将完整的哈密顿量投影到 4 个能态所组成的子空间, 所有其它态都在微扰过程中处理。这种方法可以计算所有的矩阵元素, 并且得到的矩阵元素可以根据反反对称性进行简化, 此外还可以将模型哈密顿量扩展到八带。

2012 年, QIAO 等人^[19] 推导出包含垂直和水平极化的动量矩阵元。所推导出来的表达式是包络函数形式的, 比 SZMULOWICZ^[28] (用算符矩阵表示) 的表达式更直接, 也比 CHANG 和 JAMES^[29] 的表达式更简洁, JAMES 的表达式仅针对价带内的子带间跃迁, 忽略了导带价带之间的相互作用。2013 年, KLIPSTEIN

等人^[30]提出了一种新的 $k \cdot p$ 模型,该模型将 TVK8 (Takhtamirov-Volkov-Klipstein-8) 包络函数拟合为具有少量参数的类 Kane 哈密顿量。2014 年, KLIPSTEIN 等人^[16]在以往的研究基础之上进一步对 $k \cdot p$ 模型进行修正,只需要少量的参数即可得到足够准确的 T2SL 材料电子性质,并且将 Luttinger 参数的数量从通常的 6 个减少到 2 个独立参数。

3 基于 $k \cdot p$ 方法的 T2SL 仿真进展

T2SL 的仿真主要围绕能带结构以及暗电流、量子效率等光学和电学特性的计算。经过多年发展, $k \cdot p$ 方法在 T2SL 方向中得到进一步完善,从简单的四带模型一直到十四带模型。四带模型可准确预测导带与价带之间跃迁能量,而超晶格完整的光学响应计算则需要更多能带的模型。有限元方法也被用于八带 $k \cdot p$ 计算以预测能带结构及吸收谱,可以在此基础上通过能带结构的调整进行不同工作波段的 T2SL 器件设计^[31]。

在实际的仿真过程中,能带调控对暗电流的变化起着重要作用。通过能带结构的仿真,可以得到材料的禁带宽度、电子空穴有效质量、载流子寿命、缺陷能级等属性,而材料的这些性质直接或间接影响暗电流分量中的某一种或几种,进而实现对暗电流的影响。例如禁带宽度的改变会直接影响两种隧穿电流的大小,会通过影响本征载流子浓度进而间接影响扩散电流的大小,也会间接影响产生复合电流的大小。电子有效质量的改变会对两种隧穿电流产生影响,也会通过影响载流子迁移率进而影响材料的扩散系数和扩散长度,从而实现对扩散电流的间接影响。对于量子效率来说,材料的吸收系数、少子扩散长度以及吸收区掺杂类型和浓度等都会对其产生一定的影响。通过能带工程得到少子质量和少子迁移率,进而影响少子的扩散系数和扩散长度,而能带仿真过程中得到费米态分布也会实现对材料吸收系数的影响,最终影响到探测器的量子效率。

3.1 中波仿真进展

中波 T2SL 材料一般是由 10 个单分子层左右的 InAs、GaSb 交替周期性生长构成。3 μm ~ 5 μm 波段的 T2SL 中波红外探测器在大气监测、气体探测和红外对抗等多个方面都有着重要的作用。中波红外探测器的性能与吸收层超晶格材料的载流子寿命有关联。T2SL 由于其独特的二类断带隙排列所带来的一些理论优势,可以通过调整层厚度设计有效带隙^[32],进而

提升载流子寿命,降低器件暗电流。在中波 T2SL 探测器领域,国际上主要的研究机构包括美国西北大学量子器件中心 (Center for Quantum Devices, CQD)、喷气推进实验室 (Jet Propulsion Laboratory, JPL)、瑞典的 IRnova 等。

2005 年, RODRIGUEZ 等人^[32]使用八带 $k \cdot p$ 方法计算了 10 ML InAs/10 ML GaSb 结构,据此制成的 PIN 光电探测器的截止波长为 5.6 μm ,在室温下显示出良好的吸收效率。HAUGAN 等人^[33]设计了用于中红外探测器应用的超晶格结构,通过使用修正后包络函数近似下的八带 $k \cdot p$ 模型对超晶格的带隙能量和其它相关参数进行计算,结果表明,8.7 ML InAs/5 ML GaSb 超晶格的带隙在 180 meV 左右,截止波长接近 6.9 μm 。

2007 年,中国科学院半导体研究所 NIU 研究组^[34]结合八带 $k \cdot p$ 方法和包络函数近似的相关计算,计算了中波段 InAs/GaSb 超晶格材料的相关性质,并且与实验结果有较好的数值拟合。2008 年,以色列 SCD (SemiConductor Device) 公司^[35]提出 XBN 和 XBP (其中 X 是加偏置的电极层, B 是势垒层, N 或者 P 是吸收层) 型势垒器件用以抑制产生-复合 (generation-recombination, G-R) 电流,该公司在 2013 年完成了基于 $k \cdot p$ 微扰理论的超晶格电子性质计算^[30]。

2012 年, QIAO 等人^[19]使用八带 $k \cdot p$ 方法建立了一个包括导带和价带混合的严格的能带结构模型。求解了 8×8 哈密顿量并用包络函数显式推导出新的动量矩阵元后,利用费米黄金法则得到了不同掺杂和注入条件下的光学跃迁率。对 14.7 ML InAs/7 ML GaSb 结构的光学性质进行模拟。图 4a 为能量色散关系图 (左边是狄利克雷边界条件 (Dirichlet boundary condition, DBC); 右边是周期性边界条件 (periodic boundary condition, PBC)), 图 4b 为吸收光谱和光致发光光谱,图 4b 中的小图,蓝色曲线表示总吸收,黑色曲线是第一重空穴带 (HH1) 到所有子传导带 (conduction subbands, CBs) 的吸收,绿色曲线是第一轻空穴带 (LH1) 到所有 CBs 的吸收,红色曲线是第二重空穴带 (HH2) 到所有 CBs 的吸收。可以看到, HH1-C2 (C 为导带) 跃迁出现在 HH1 到所有 CBs 吸收曲线的第二阶段,这与图 4a 中 C2 和 HH1 子带之间的有效带隙一致,约为 470 meV。同时在界面层来研究对材料的影响,通过控制界面层的厚度和材料组成, T2SL 的光学性质有望具有较大的可调范围。该模型为新型光电探测器的设计提供了有效的思路。

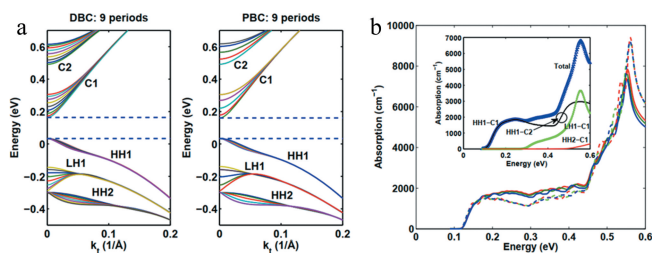


图4 a—能量色散关系^[19] b—14.7 ML InAs/7 ML GaSb T2SL 吸收光谱^[19]

Fig. 4 a—energy dispersion relationship^[19] b—14.7 ML InAs/7 ML GaSb T2SL absorption spectrum^[19]

2014年, HU 等人^[36]设计了 NBN 结构的 InAs/GaSb T2SL 红外探测器, 利用 $k \cdot p$ 微扰理论对 InAs/GaSb T2SL 吸收层能带进行计算, 并从理论和实验两方面对 NBN 器件的暗电流特性进行了研究。中国科学院半导体研究所 MA 研究组^[37]报道了基于 $k \cdot p$ 模型的中波 InAs/GaSb T2SL 材料的设计、生长和器件工艺技术, 具体结构如图 5a 所示, 图 5b 为不同温度下的 Arrhenius 图。由 Arrhenius 图可以得到活化能 ΔE_{act} 。

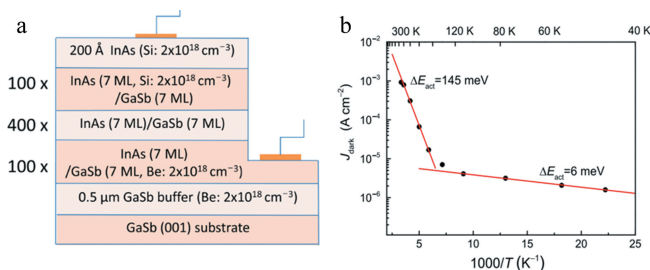


图5 a—中波器件生长顺序示意图^[37] b—不同温度下暗电流的 Arrhenius 图^[37]

Fig. 5 a—medium wave device growth sequence diagram^[37] b—dark current Arrhenius diagram at different temperatures^[37]

2018年, MANYK 等人^[38]利用 SimuApsys 平台的 $8 \times 8 k \cdot p$ 方法对 InAs/GaSb 探测器的特性进行了理论建模。计算时在哈密顿量中加入了“非公共原子”模型 $H_{xy} = 700 \text{ meV}$ 的修正项来计算 $E-k$ 曲线。从色散曲线估算了电子和空穴的有效质量, 并计算了吸收系数 α 。对模拟和实验的暗电流进行了比较分析, 如图 6a 所示。在温度为 380 K, 反向偏置电压大于 0.4 V 时, 测得的暗电流大于计算值。这说明即使在高温下, 也可能存在额外的泄漏电流通道, 从而导致更高的暗电流水平。在模拟探测率的基础上, 计算了 320 K ~ 380 K 温度范围内的探测率特性。在 320 K 时, 模拟的理论特性与实验测量的特性相当, 但在更高的温度下, 由于器件的低阻和扩散长度较短, 探测率的实验值不能达到理论值。如图 6b 中, 在温度为 380 K 时, 波长约为 $5 \mu\text{m}$, 理论计算的探测率为 $3 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$, 比实测值提高了 3 倍。

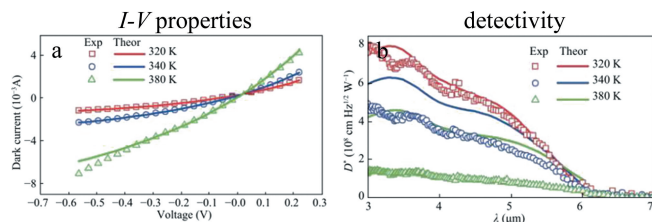


图6 实验和理论值比较^[38]

Fig. 6 Experimental and theoretical comparison^[38]

$\text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$, 比实测值提高了 3 倍。

2019年, ZHU 等人^[39]通过经验紧束缚理论和 $k \cdot p$ 微扰理论建立了 9 ML InAs/8 ML GaSb 中波超晶格结构模型, 计算了材料的电子有效质量、禁带宽度等关键参数。图 7a 所示超晶格材料及能带图。下方是短波二极管, 上方是中波二极管, 其中中波二极管的工作波长范围为 $3 \mu\text{m} \sim 5 \mu\text{m}$ 。由图 7b 可知, 该器件结构在 -200 mV 偏压下具有中波二极管的 $I-V$ 特性。此二极管探测率在中波波段达到 $3.7 \times 10^{11} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ 以上, 性能较好。

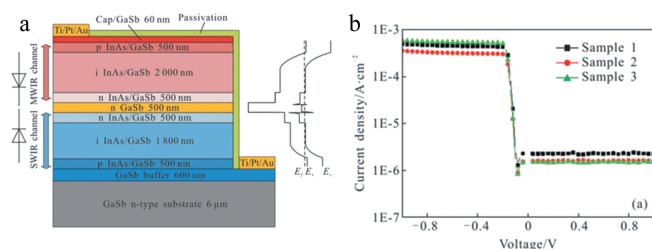
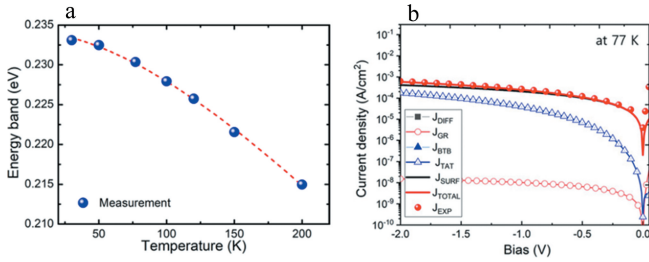


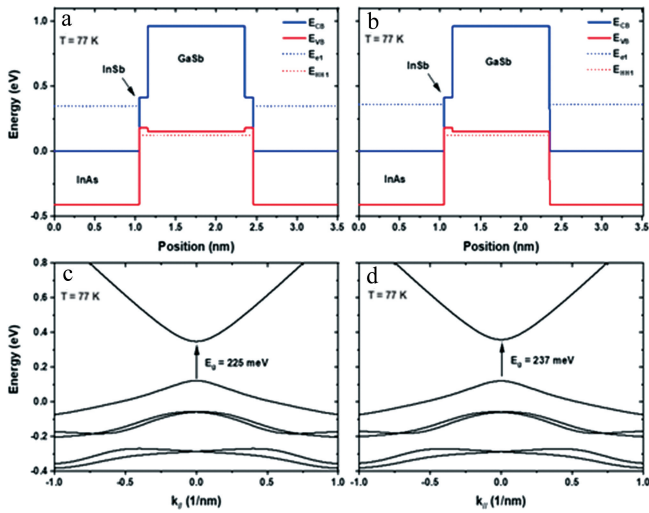
图7 a—超晶格材料的能带图^[39] b—电流密度与电压关系^[39]

Fig. 7 a—superlattice material and band diagram^[39] b—current density vs. voltage relationship^[39]

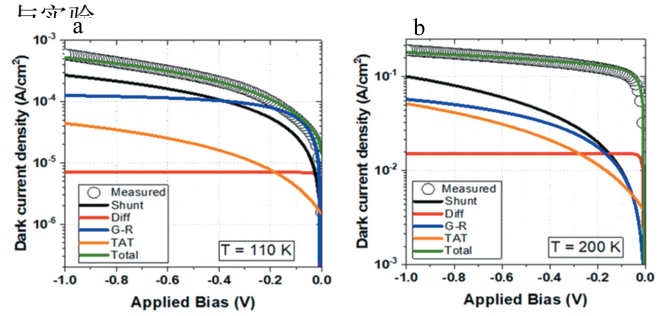
2021年, KIM^[40]基于 $k \cdot p$ 方法计算了 10 ML InAs/10 ML GaSb T2SL 中波红外探测结构的暗电流特性。研究中采用体暗电流模型, 并考虑了包括表面漏电流在内的 4 种暗电流机制, 通过建模得到了测量值。为了使暗电流密度的理论值和实验值相等, 在计算隧穿分量时, 假定了一个三角形势垒和一个单一的有效陷阱态。在负偏压和温度分别为 50 mV 和 77 K 时, T2SL 光电二极管的截止波长约为 $5.6 \mu\text{m}$, 暗电流密度为 $1.9 \times 10^{-5} \text{ A/cm}^2$ 。尽管表面漏电流占总暗电流密度的百分比随着反向偏置的增加而减小, 但在大多数测量值中, 可以看出总暗电流是由表面漏电流决定的。因此, 如果要改善低禁带 PIN 结构红外探测器的电学特性, 就必须开发更先进的钝化技术。如图 8a 说明了基于测量光谱的光子能量随温度的变化, 图 8b 中, 离散的红点和粗红色曲线分别表示测量和模拟的暗电流密度, 可以看出测量和模拟的实验结果有很好的相关性。

图8 实验测量和理论模拟^[40]Fig. 8 Experimental measurements and theoretical simulations^[40]

2021年, KESARIA 等人^[41]采用 Nextnano 软件中的八带 $k \cdot p$ 包络函数方法对图 9a、图 9b 所示的 7 ML InAs/4 ML GaSb T2SL 的能带结构进行建模。图 9a 在两个界面处具有 InSb 界面层; 图 9b 在 GaSb-on-InAs 层上具有 InSb 层, 并且在 InAs-on-GaSb 层上具有尖锐界面; 图 9c 的带隙为 225 meV, 与荧光结果的预测值一致; 图 9d 中的带隙为 237 meV, 与图 9c 相比发生了红移, 这进一步表明, InAs/GaSb 超晶格的能带能量可以通过在两个界面上插入 InSb 层而调谐到更长的波长。

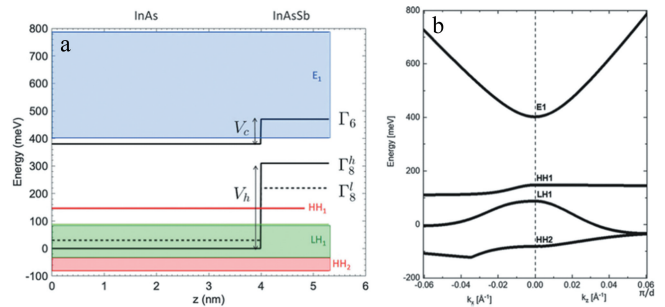
图9 a,b—7 ML InAs/4 ML GaSb T2SL 不同界面结构下的能带结构示意图^[41] c,d—微带色散示意图^[41]Fig. 9 a,b—schematic diagram of band structure under different interface structures of 7 ML InAs/4 ML GaSb T2SL^[41] c,d—diagram of miniband dispersion^[41]

同时, KESARIA 等人^[41]分别模拟和测量了中波 InAs/GaSb T2SL 两种样品的光学性质, 并模拟了 110 K 和 200 K 下的暗电流密度, 分别为 $5.35 \times 10^{-5} \text{ A/cm}^2$ 和 0.108 A/cm^2 , 如图 10a、图 10b 所示。并且在 110 K 下, 低偏置时, 产生复合电流占主导地位, 但当偏置增加到 -0.2 V 以上时, 陷阱辅助隧穿电流占主导地位。200 K 和 300 K 下, 在低偏置时, 扩散电流占主导地位, 而在偏置大于 -0.2 V 时, 产生复合和陷阱辅助隧穿电流占主导地位。同时可以看到仿真

图10 暗电流密度模拟^[41]Fig. 10 Dark current density simulation^[41]

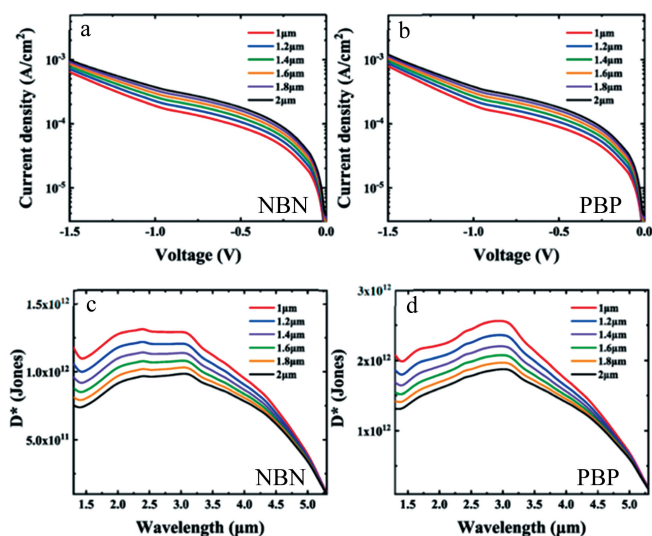
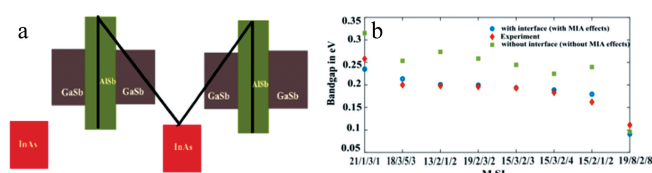
吻合程度较高。

2021年, KRIZMAN 等人^[42]使用八带 $k \cdot p$ 方法模拟研究 GaSb 衬底上应变平衡的 InAs/InAsSb 超晶格的能带结构参数, 并根据相关能带结构参数仿真出 InAs/InAsSb 超晶格的能带图, 如图 11 所示。这些参数对于深入了解中波红外光电探测器的电学和光学性质将是非常有意义的。

图11 a—150 K 时提取的一个周期的 InAs/InAsSb SL 能带示意图^[42]b—150 K 时 InAs/InAsSb SL 在 k_x 和 k_z 方向上的微带色散^[42]Fig. 11 a—schematic diagram of energy band in one period of InAs/InAsSb SL extracted at 150 K^[42] b—diagram of miniband dispersion of InAs/InAsSb SL in the k_x and k_z directions at 150 K^[42]

2021年, DU 等人^[43]基于 $k \cdot p$ 模型设计并研究了单极势垒结构的 7 ML InAs/4 ML GaSb T2SL 红外探测器, 其 50% 截止波长为 $4 \mu\text{m}$, 同时采用了 NBN 和 PBP 两种单极势垒结构来减小器件的生成复合暗电流。图 12a、图 12b 所示分别为两种结构的暗电流曲线和探测率曲线。可以看出, 随着吸收层厚度的增加, 暗电流逐渐增加, 探测率逐渐降低。

2021年, SINGH 等人^[44]通过适当的能带工程, 利用 M 结构超晶格作为吸收层和势垒层进行了详尽的分析, 用八带 $k \cdot p$ 方法计算了理想 M 结构的电子能带性质, 并将其与具有几乎相似带隙和电子有效质量的 T2SL 的能带结构特性进行比较。图 13a 为 M 型超晶格结构示意图, 在整个晶格中的每个 GaSb 层的中心包含额外的 AlSb 层, 如图 13b 所示, 发现考虑微观界面不对称效应的带隙与实验值非常一致。同时考虑

图 12 不同吸收层厚度下的曲线^[43]Fig. 12 Curve under different absorption thickness^[43]图 13 M 结构超晶格^[44]

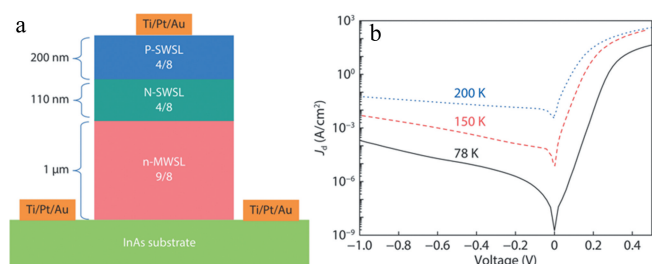
a—能带排列示意图 b—带隙测量与理论预测比较

Fig. 13 M-structure superlattice^[44]

a—schematic diagram of the energy band arrangement b—comparison of the band gap measurement and theoretical prediction

了应变和界面效应,通过基于 $k \cdot p$ 的包络近似函数与 KREBS 和 VOISIN 提出的模型相结合的方式,计算了超晶格的电子能带结构的同时,避免了无法区分公共原子与非公共原子类型界面的问题。同时测试了将 M 超晶格作为势垒层材料下的探测器光电性能和能带结构,最终提供了 M 结构超晶格的全面设计指南,展示出了 M 结构超晶格对于传统 T2SL 结构的优势。

2022 年,HAO 等人^[45]基于 $k \cdot p$ 方法对高工作温度的中波 InAs/GaSb T2SL 红外光电探测器进行了研

图 14 PNN 探测器^[45]

a—结构图 b—不同温度下暗电流与电压的关系

Fig. 14 PNN detector^[45]

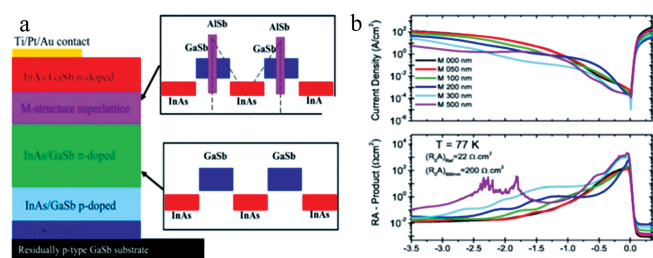
a—structure diagram b—relationship between dark current and voltage at different temperatures

究,该 PNN 探测器的示意图如图 14a 所示。图 14b 中给出了不同温度下的暗电流密度,可以看到,在 -0.1 V 下,PNN 结构的光电探测器在 150 K、200 K 下的暗电流密度分别为 8.9×10^{-5} A/cm² 和 0.012 A/cm²。该探测器的电性能与已报道的 MBE 生长的中波红外超晶格探测器相当。

3.2 长波仿真进展

长波 T2SL 材料一般具有较窄的带隙宽度,使半导体器件可以工作在更高的波段。 $8 \mu\text{m} \sim 12 \mu\text{m}$ 波段的 T2SL 长波红外探测器在航天、生物医学、气象监测、资源勘探、医疗诊断、农业等多个领域都有着重要的作用。由于室温物体所发射的红外波长在长波波段,而温度的升高将会使器件暗电流的各个组分增加,所以如何抑制高工作温度下的暗电流成为长波红外探测器需要攻克的首要难题。目前国内外主要的长波探测器研究机构包括美国西北大学的 CQD、以色列的 SCD 和中国上海技术物理研究所、超晶科技等。

2007 年,NGUYEN 等人^[46]介绍了一种具有 M 型势垒结构的 T2SL 光电二极管。这种结构使得超晶格在价带具有更大的载流子有效质量,从而使载流子扩散作用减弱,进而有效降低暗电流。在设计 M 型超晶格的过程中,基于 $k \cdot p$ 微扰理论对超晶格能带进行调控,并通过适当改变层厚度,使价带能级变化达到 150 meV 以上。如图 15a 所示,结构组成为 AlSb/GaSb/InAs/GaSb/AlSb。当使用 500 nm 厚的 M 结构时,截止波长为 $10.5 \mu\text{m}$,器件最大电阻面积比没有势垒时高大约一个数量级,如图 15b 所示。

图 15 a—PπMN 超晶格结构^[46] b—具有 M 结构势垒的二极管电学特性^[46]Fig. 15 a—PπMN superlattice structure^[46] b—electrical characteristics of diode with M-structure barrier^[46]

2012 年,LIVNEH 等人^[5]使用考虑界面态的 $k \cdot p$ 模型计算了长波红外 T2SL 材料的能带和光吸收谱,通过引入两个界面参数, $k \cdot p$ 模型仅需考虑两个 Luttinger 参数。这种方法的计算结果与实验误差不超过 $0.6 \mu\text{m}$ 。SUNDARAM 等人^[47]报道了基于 $k \cdot p$ 方法设计的以 InAs/AlSb 超晶格作为势垒层的长波探测器。

从超晶格材料性质入手,讨论了材料的能带结构和电子空穴波函数分布,进而通过泊松方程计算了长波红外范围的 P 型吸收区二极管在 77 K 时的自洽能带图和载流子和电场分布,分析了电流成分。得到的探测器截止波长为 $9.5 \mu\text{m}$,平均量子效率 50%,噪声等效温差 (noise equivalent temperature difference, NEDT) 为 30 mK。

2014 年,SCD 公司的 KLIPSTEIN 等人^[48]用修正的 $k \cdot p$ 模型计算了 3 种基于 InAs 的 T2SL 的带隙和吸收光谱,即 InAs/GaSb、InAs/AlSb 和 InAs/InAsSb。这种修正后的模型最大特征是对公共原子和非公共原子超晶格界面采用不同的矩阵,为计算 InAs/InAsSb T2SL 中使用的 $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ 的 3 个 Luttinger 参数提供了一种可靠的方法。对于 InAs/AlSb 和 InAs/InAsSb 两种超晶格结构,推导出了两个独立的 InAs Luttinger 参数,而对另一个结构 InAs/InAsSb 没有调整。图 16a 为器件的层排列和带分布,有源层和接触层都是由 InAs/GaSb 二类超晶格制成的。在一定工作偏压下,通过图 16b 所示的暗电流与温度的关系图,对比 PB_pP 器件和 $\text{N}^+\text{-on-P}$ 二极管器件的暗电流,可以看出由于价带中较高的空穴势垒的存在, PB_pP 器件中 G-R 电流得到了抑制。

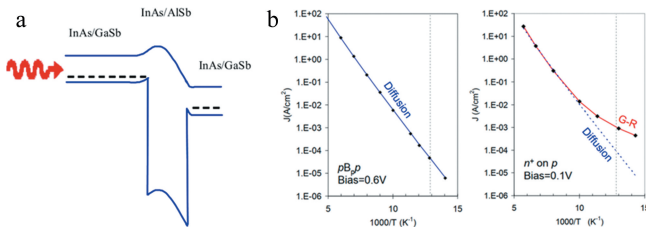


图 16 a—接近工作偏置时 PB_pP 器件的层排列、带剖面^[48] b—InAs/GaSb 器件的暗电流随温度的变化关系^[48]

Fig. 16 a—layer arrangement and band profile of PB_pP devices near their working bias^[48] b—dark current of InAs/GaSb devices changing with temperature^[48]

2014 年,WANG 等人^[49]公开了一种 $\text{PB}\pi\text{N}$ 型红外探测器装置结构,如图 17 所示。用 $k \cdot p$ 方法对吸收层超晶格能带结构进行调控,电子势垒超晶格被设计成相对于吸收体超晶格具有近似零价的子带偏移, $\text{InAs}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ 层作为下接触层,而重掺杂 P 型 GaSb 盖层作为上接触层,使得探测器具有 P-on-N 极性。采用分子束外延生长得到的探测器全截止波长达到 $13.0 \mu\text{m}$,在 77 K 和 -50 mV 偏压下的暗电流密度和最大电阻面积分别为 $5.1 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ 和 $128.5 \Omega \cdot \text{cm}^2$,表现出了优异的电学特性。

2016 年,KLIPSTEIN^[50]在以往的基础上围绕 $k \cdot p$ 微扰理论研制了基于 InAs/AlSb 势垒层及 InAs/GaSb 吸收层的异质结 $\text{PB}\pi\text{P}$ 长波红外焦平面探测器。如图

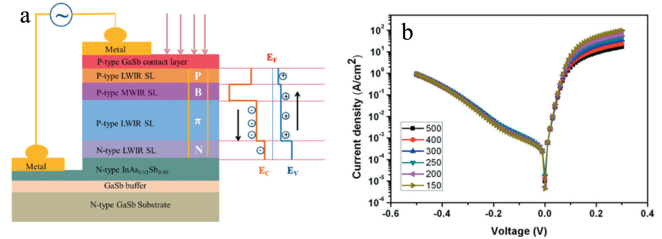


图 17 $\text{PB}\pi\text{N}$ 红外探测器^[49]

a—外延结构图及其能带示意图 b—暗电流密度

Fig. 17 $\text{PB}\pi\text{N}$ infrared detector^[49]

a—epitaxial structure and band diagram b—dark current density

18a 所示,PBP 器件的层排列、带剖面图,吸收层和势垒层超晶格都为 P 型掺杂,确保了在窄带隙吸收层中没有耗尽层。同时势垒层的带隙高于吸收层的 2 倍,所有的 SRH (Shockley-Read-Hall) 陷阱都被占据,因此与吸收层扩散电流相比,G-R 电流可以忽略不计,从而使得探测器暗电流非常接近 Rule 07 的值。图 18b 展示了 PBP 势垒器件结构相比简单二极管在低温下具有更好的暗电流性质,其焦平面性能非常值得肯定,接近碲镉汞探测器。

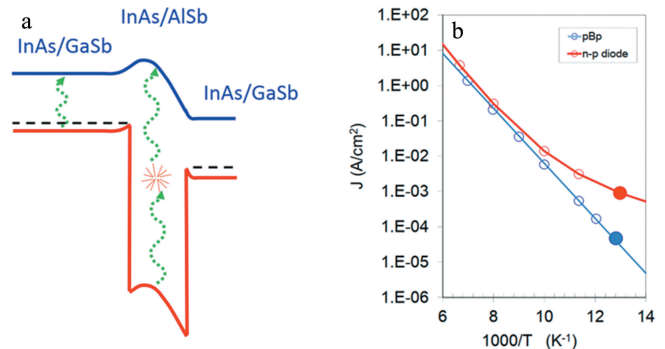


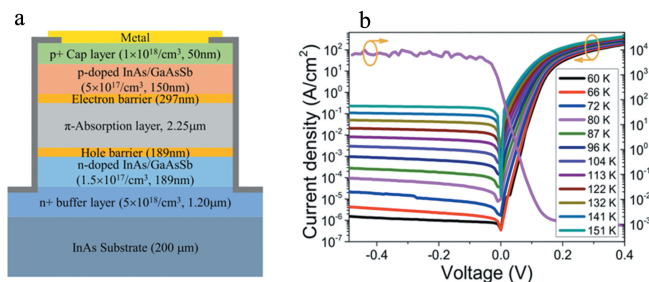
图 18 PBP 器件^[50]

a—层排列、带剖面 b—PBP 器件与 N-P 二极管的暗电流

Fig. 18 PBP device^[50]

a—layer arrangement, band profile b—dark current of PBP device and N-P diode

2020 年,上海技术物理研究所 CHEN 研究组^[51]基于 $k \cdot p$ 模型设计结果制作了 InAs/GaAsSb T2SL 长波红外焦平面阵列,该器件采用 $\text{PB}\pi\text{BN}$ 结构,弱 P 型吸收层被设计在电子势垒和分级型空穴势垒之间,有效抑制了暗电流水平,同时对势垒层进行轻掺杂保证了光生载流子的传输。在 80 K 时的截止波长为 $9.5 \mu\text{m}$,在 -0.02 V 的偏压下,暗电流为 $1.7 \times 10^{-5} \text{ A/cm}^2$ 。该高性能焦平面阵列进一步验证了 InAs/GaAsSb T2SL 在长波红外探测中的可行性。图 19a 为 InAs/GaAsSb T2SL 长波红外探测器结构图;图 19b 中展现了 60 K ~ 151 K 下暗电流随偏压的变化。在 75 K 以上暗电流的主要机制是体扩散电流,当温度低于 75 K 时,暗电流开始

图 19 InAs/GaAsSb T2SL 长波器件^[51]

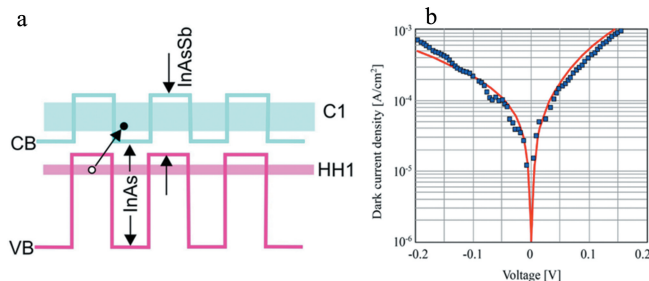
a—结构图 b—不同温度下暗电流随偏压的变化

Fig. 19 InAs/GaAsSb T2SL long wave device^[51]

a—structure diagram b—dark current variation with bias at different temperatures

以 G-R 和隧穿电流为主。整体可以看出,随温度升高,暗电流增大。

2021 年, KOPYTKO 等人^[52] 用 $k \cdot p$ 模型确定了 T2SL 的第一电子带、第一重空穴和第一轻空穴带,并计算了吸收系数。在理论模型的创建过程中,考虑了辐射复合、SRH 过程和俄歇复合的影响,同时考虑了 T2SL 的光电性质,利用这些测试了探测器的性能。图 20a 为 InAs/InAsSb T2SL 中导带和价带的位置。根据实验测得的高温下(210 K 和 230 K)的器件电流电压特性,如图 20b 所示。证实了价带中的空穴势垒对吸收层中的载流子传输的阻挡作用。运用八带 $k \cdot p$ 模型确定 NBN T2SL 探测器中电导和价带的位置,并模拟出了器件的吸收光谱和截止波长以及 230 K~300 K 的器件能带结构,计算了超晶格材料的带隙、有效质量、亲和势等性质参数,并与已有的理论分析计算结果进行对比,发现两者拟合程度较好。同时,根据仿真结果,发现价带偏移量的增加会降低暗电流密度,但同时器件的量子效率也会随之降低。

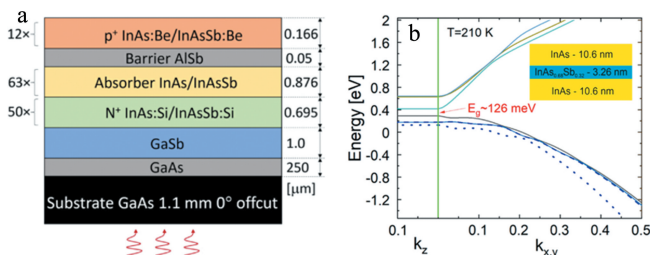
图 20 InAs/InAsSb 超晶格^[52]

a—带隙图 b—I-V 特性的经验数据(点)和理论计算

Fig. 20 InAs/InAsSb superlattice^[52]

a—bandgap diagram b—empirical data (dots) and theoretical calculations of I-V properties

2021 年, MARTYNIUK 等人^[53] 利用 Croslight Inc. (APSYS) 在第一布里渊区使用周期性边界条件进行 $8 \times 8 k \cdot p$ 方法进行能带模拟。图 21b 为图 21a 的

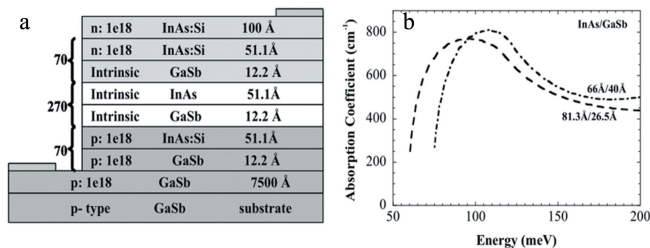
图 21 InAs/InAsSb 二类超晶格^[53]a—势垒探测器结构 b— $T=210$ K 时的电子能带结构Fig. 21 InAs/InAsSb T2SL^[53]a—barrier detector structure b—electronic band structure of InAs/InAsSb T2SL at $T=210$ K

T2SL 结构在 210 K 时的能带图,其带隙为 126 meV。可以看出,100% 截止波长大约为 10 μm ,其采用 $P^+ \text{BNN}^+$ 结构,两端的接触层采用重掺杂类型,实现了对探测器中光生载流子的有效收集。

3.3 甚长波仿真进展

甚长波 T2SL 材料一般会具有非常小的禁带宽度以实现更高波段的光吸收。14 μm 以上波段的 T2SL 甚长波红外探测器在卫星遥感、气象探测等方面有着非常重要的作用。影响甚长波探测器的因素有很多,而 T2SL 可以通过调整能带结构来减少潜在的暗电流机制,同时可以利用窄带隙控制,减少隧道效应和俄歇复合抑制来提高探测器性能。目前,国内外甚长波红外探测的主要研究机构包括美国西北大学的 CQD、中国科学院半导体研究所和上海技术物理研究所等。

SAI-HALASZ 和 ESAKI 于 1977 年首次提出用于 InAs/GaSb T2SL 结构。后来, SMITH 和 MAILHIOT 于 1987 年提出了 InAs/(In)GaSb T2SL 结构。通过调节 InAs 层的厚度,超晶格的吸收截止波长可以达到 25 μm 左右。BROWN 等人^[9] 于 2003 年设计了一种超晶格器件,其横截面示意图如图 22a 所示。利用包络函数近似下的 $k \cdot p$ 方法仿真并比较两个周期几乎相同但 GaSb 层宽度不同的超晶格设计,如图 22b 计算的吸收光谱所示, GaSb 层厚度从 4 nm 减少到 2.65 nm

图 22 a—器件横截面示意图^[9] b—两种不同 InAs/GaSb 超晶格设计的吸收光谱^[9]Fig. 22 a—device cross section schematic diagram^[9] b—absorption spectra of two different InAs/GaSb superlattice designs^[9]

时,吸收峰会被推向更长的波长。

2016 年,哈尔滨工业大学 LI 等人^[54]研究了截止波长为 $12.7 \mu\text{m}$ 的 InAs/GaSb T2SL 甚长波光电探测器的量子效率和吸收系数,同时将实验数据与 Hovel 模型进行比较,确定了提高少数载流子扩散长度是提高甚长波 T2SL 光电探测器量子效率的关键因素。还研究了表面复合速率对甚长波 T2SL 材料探测器量子效率的影响,以及 P 型材料中少数电子具有的更长的扩散长度对提高光学效率带来的优势。图 23a 为 InAs/GaSb 超晶格器件结构图;图 23b 为实验测得的吸收系数和使用八带 $k \cdot p$ 模型仿真的吸收系数。仿真得到的吸收系数与实验测得的吸收光谱吻合较好。

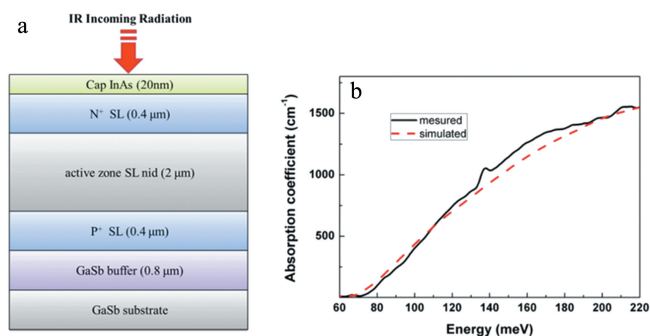


图 23 InAs/GaSb 甚长波二类超晶格^[54]

a—结构图 b—测得和模拟的吸收系数

Fig. 23 InAs/GaSb VLWIR T2SL^[54]

a—structure diagram b—measured and simulated absorption coefficients

3.4 分析与讨论

半导体超晶格中的波函数可以用体材料的布里渊区中心布洛赫函数与缓变包络函数乘积之和来表示,其中体材料的导带和价带的近带边电子态通常用 $k \cdot p$ 理论来描述。尤为关键的是超晶格层间界面的波函数匹配,InSb 界面层的引入将会导致超晶格内部有更高的应变,这时候就需要不断改进 $k \cdot p$ 理论方法,使得界面层的影响不断降低,使计算结果更加准确。同时,改进后的 $k \cdot p$ 理论方法,在好的近似下八带模型可以简化为六带,甚至六带模型也可以简化为四带,大大降低了计算成本。经过多年发展, $k \cdot p$ 理论在 T2SL 方向中得到进一步完善,可以在此基础上通过能带结构的调整进行不同工作波段的 T2SL 器件设计,尤其是对于禁带宽度的预测是非常准确的。同时,修正的 $k \cdot p$ 模型对于远离布里渊区中心的,诸如能带色散、光吸收谱等电子特性也完成了更为准确的计算。

而在各个波段的仿真研究过程中,对器件的光学性质和电学性质进行有效计算的基础,就是对其能带结构的精确复现。对于指定的不同波段的色光,要求

其吸收层材料拥有不同的禁带宽度,例如中短波段器件吸收层为宽带隙材料,长波和甚长波段器件要求吸收层为窄带隙或极窄带隙材料。而工作波段的不同也会导致载流子行为的差异,从而需要针对不同的吸收色光,设计合理的能带结构,例如适合长波红外探测的 M 结构、W 结构等,使器件在所要求的波段下具有良好的性能。对器件吸收层、势垒层和接触层的能带调控要求,决定了 $k \cdot p$ 方法在能带结构乃至各个波段的器件仿真过程中的重要地位。总的来说, $k \cdot p$ 理论在中波、长波 T2SL 方面的发展较为完善,向着更高工作温度、更小像元尺寸发展,而在甚长波 T2SL 材料体系的研究目前还是较为空白的状况,但它的战略意义非常重要,仍在飞速发展中,因此具有极高的应用价值^[55]。

4 结束语

T2SL 材料具有稳定性好,带隙可调的优点,是发展第 3 代红外焦平面探测器中的热门材料。本文中从 $k \cdot p$ 基础理论出发,给出由哈密顿量推导 $k \cdot p$ 矩阵模型的核心算法,分别介绍了经典的四带、六带、八带体材料模型。在进行超晶格结构材料的仿真时,依据不同外界条件对模型进行修改,结合包络函数近似法求解 T2SL 材料的能带结构。包络函数近似下的 $k \cdot p$ 方法作为仿真 T2SL 材料的核心内容,对有效质量、能量色散关系曲线等电学性质参数有较为准确的计算结果。在此基础上系统地梳理了中波、长波、甚长波 T2SL 红外探测器的仿真进展。中波红外探测器趋于成熟,更多的是提高活化能,向双色和高温方向发展。长波红外探测器主要是通过器件结构的设计,如 M 型、XBN 和 XBP 型势垒器件,来降低室温工作下的扩散电流。对于甚长波红外探测器而言,发展趋势主要是在提高少数载流子扩散长度来优化量子效率等光学性能,以及利用窄带隙控制、减少隧道效应和俄歇复合作用来提高探测器暗电流性能。T2SL 材料在红外光电材料和器件领域具有均具有广阔的发展前景,是新一代红外光电材料的最有力竞争者。

感谢鲁东大学的马晓光教授、王子昊、杨露露、郭子仪、徐佩瑶、王晨璐、谢新宇及北京邮电大学的刘刚副教授、贾宝楠、孙懿凡、沈东培对本项工作的支持。

参 考 文 献

- [1] SAI-HALASZ G A, TSU R, ESAKI L. A new semiconductor superlattice [J]. Applied Physics Letters, 1977, 30(12): 651-653.
- [2] ESAKI L. InAs-GaSb superlattices-synthesized semiconductors and semimetals [J]. Journal of Crystal Growth, 1981, 52(1): 227-240.

- [3] SMITH D L, MAILHIOT C. Proposal for strained type II superlattice infrared detectors [J]. *Journal of Applied Physics*, 1987, 62(6): 2545-2548.
- [4] DENTE G C, TILTON M L. Comparing pseudopotential predictions for InAs/GaSb superlattices [J]. *Physical Review B*, 2002, 66(16): 165307.
- [5] LIVNEH Y, KLIPSTEIN P C, KLIN O, *et al.* $k \cdot p$ model for the energy dispersions and absorption spectra of InAs/GaSb type-II superlattices [J]. *Physical Review B*, 2012, 86(23): 235311.
- [6] NG S T, FAN W J, DANG Y X, *et al.* Comparison of electronic band structure and optical transparency conditions of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y/\text{GaAs}$ quantum wells calculated by 10-band, 8-band, and 6-band $k \cdot p$ models [J]. *Physical Review B*, 2005, 72(11): 115341.
- [7] YANG B. Investigation and application of type II superlattice infrared optoelectronic materials [J]. *China Basic Science*, 2019, 21(1): 52-54 (in Chinese).
杨斌. 二类超晶格红外光电材料研究与应用 [J]. *中国基础科学*, 2019, 21(1): 52-54.
- [8] SHANG L T, WANG J, XING W R, *et al.* Overview of infrared detection type-II superlattice technology (I) [J]. *Laser & Infrared*, 2021, 51(4): 404-414 (in Chinese).
尚林涛, 王静, 邢伟荣, 等. 红外探测 II 类超晶格技术概述 (一) [J]. *激光与红外*, 2021, 51(4): 404-414.
- [9] BROWN G J, SZUMLOWICZ F, MAHALINGAM K, *et al.* Recent advances in InAs/GaSb superlattices for very long wavelength infrared detection [J]. *Proceedings of the SPIE*, 2003, 4999: 457-466.
- [10] WANG Y F, YU L J, QIAN M. Development of type-II superlattices for very long wavelength infrared detector [J]. *Electro-optic Technology Application*, 2011, 26(2): 45-52 (in Chinese).
王忆锋, 余连杰, 钱明. II 类超晶格甚长波红外探测器的发展 [J]. *光电技术应用*, 2011, 26(2): 45-52.
- [11] WEI Y, RAZEGHI M. Modeling of type-II InAs/GaSb superlattices using an empirical tight-binding method and interface engineering [J]. *Physical Review B*, 2004, 69(8): 428-433.
- [12] XIE X M, XU Q, CHEN J, *et al.* Research progress on antimonide based type-II superlattices mid- and long-infrared detectors [J]. *Laser Technology*, 2020, 44(6): 688-694 (in Chinese).
谢修敏, 徐强, 陈剑, 等. 碲化物 II 类超晶格中远红外探测器的研究进展 [J]. *激光技术*, 2020, 44(6): 688-694.
- [13] CHANG F R, JIANG Zh, WANG G W, *et al.* Progress of long wavelength infrared focal plane arrays based on antimonide compounds superlattice [J]. *SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica*, 2021, 51(2): 32-49 (in Chinese).
常发冉, 蒋志, 王国伟, 等. 碲化物超晶格长波红外焦平面探测器研究进展 [J]. *中国科学: 物理学、力学、天文学*, 2021, 51(2): 32-49.
- [14] ZHANG Y, LIU S. Reliability research on foreign infrared focal plane assembly [J]. *Infrared technology*, 2012, 34(3): 134-139 (in Chinese).
张莹, 刘塑. 国外红外焦平面探测器组件可靠性研究综述 [J]. *红外技术*, 2012, 34(3): 134-139.
- [15] SUN W F. Band structure and device design study of InAs/(In)GaSb superlattice [D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2011: 195. (in Chinese).
孙伟峰. InAs/(In)GaSb 超晶格的能带结构和器件设计研究 [D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2011: 195.
- [16] KLIPSTEIN P C, LIVNEH Y, GLOZMAN A, *et al.* Modeling InAs/GaSb and InAs/InAsSb superlattice infrared detectors [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2014, 43(8): 2984-2990.
- [17] PIKUS G E. Effect of deformation on the hole energy spectrum of germanium and silicon [J]. *Soviet Physics-Solid State*, 1960, 1: 1502-1517.
- [18] XU S Y. Band structure calculation of strained germanium based on high-order $k \cdot p$ method [D]. Xi'an: Xidian University, 2015: 88 (in Chinese).
徐斯元. 基于高阶 $k \cdot p$ 方法的应变锗能带结构计算 [D]. 西安: 西安电子科技大学, 2015: 88
- [19] QIAO P F, MOU S, CHUANG S L. Electronic band structures and optical properties of type-II superlattice photodetectors with interfacial effect [J]. *Optics Express*, 2012, 20(3): 2319-2334.
- [20] SCHEINERT M. Optical pumping: A possible approach towards a SiGe quantum cascade laser [DB/OL]. (2007-10-08) [2022-05-06]. <https://123dok.net/document/yng7kn51-optical-pumping-possible-approach-towards-quantum-cascade-laser.html>.
- [21] BAHDER T B. Eight-band $k \cdot p$ model of strained zinc-blende crystals [J]. *Physical Review B*, 1990, 41(17): 11992.
- [22] WOOD D M, ZUNGER A. Successes and failures of the $k \cdot p$ method: A direct assessment for GaAs/AlAs quantum structures [J]. *Physical Review B*, 1996, 53(12): 7949-7963.
- [23] BAHDER T B. Analytic dispersion relations near the Γ point in strained zinc-blende crystals [J]. *Physical Review B*, 1992, 45(4): 1629-1637.
- [24] BASSANIF, PARRAVICINI G P, BALLINGER R A, *et al.* Electronic states and optical transitions in solids [J]. *Physics Today*, 1976, 29(3): 58-59.
- [25] BURT M G. The justification for applying the effective-mass approximation to microstructures [J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1992, 4(32): 6651.
- [26] KLIPSTEIN P C. Operator ordering and interface-band mixing in the Kane-like Hamiltonian of lattice-matched semiconductor superlattices with abrupt interfaces [J]. *Physical Review B*, 2010, 81(23): 235314.
- [27] LIU C X, QI X L, ZHANG H, *et al.* Model Hamiltonian for topological insulators [J]. *Physical Review B*, 2010, 82(4): 045122.
- [28] SZUMLOWICZ F. Derivation of a general expression for the momentum matrix elements within the envelope-function approximation [J]. *Physical Review B*, 1995, 51(3): 1613-1623.
- [29] CHANG Y C, JAMES R B. Saturation of intersubband transitions in P-type semiconductor quantum wells [J]. *Physical Review B*, 1989, 39(17): 12672-12681.
- [30] KLIPSTEIN P C, LIVNEH Y, KLIN O, *et al.* A $k \cdot p$ model of InAs/GaSb type II superlattice infrared detectors [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2013, 59(6): 53-59.
- [31] RAZEGHI M, NGUYEN B M, DELAUNAY P Y, *et al.* State-of-the-art type II antimonide-based superlattice photodiodes for infrared detection and imaging [J]. *Proceedings of the SPIE*, 2009, 7467: 181-193.
- [32] RODRIGUEZ J B, CHRISTOL P, CHEVRIER F, *et al.* Optical characterization of symmetric InAs/GaSb superlattices for detection in the 3-5 μm spectral region [J]. *Physica*, 2005, E28(2): 128-133.
- [33] HAUGAN H J, BROWN G J, SZUMLOWICZ F, *et al.* InAs/GaSb

- type-II superlattices for high performance mid-infrared detectors [J]. *Journal of Crystal Growth*, 2005, 278(1/4): 198-202.
- [34] HAO R T, XU Y Q, ZHOU Z Q, *et al.* MBE growth of very short period InAs/GaSb type-II superlattices on (001) GaAs substrates [J]. *Journal of Physics*, 2007, D40(21): 6690-6693.
- [35] LI J B, LI D Sh, YANG Y L *et al.* III-V semiconductor infrared detector research in SCD of israel [J]. *Infrared Technology*, 2018, 40(10): 936-945 (in Chinese).
李俊斌, 李东升, 杨玉林, 等. 以色列 SCD 公司的 III-V 族红外探测器研究进展 [J]. *红外技术*, 2018, 40(10): 936-945.
- [36] HU R, DENG G R, ZHANG W F, *et al.* Electrical and optical properties of nBn based on type-II InAs-GaSb strained layer superlattice infrared detectors [J]. *Infrared Technology*, 2014, 36(11): 863-867 (in Chinese).
胡锐, 邓功荣, 张卫锋, 等. nBn 型 InAs/GaSb II 类超晶格红外探测器光电特性研究 [J]. *红外技术*, 2014, 36(11): 863-867.
- [37] LI Q, MA W Q, ZHANG Y H, *et al.* Dark current mechanism of unpassivated mid wavelength type II InAs/GaSb superlattice infrared photodetector [J]. *Chinese Science Bulletin*, 2014, 59(28): 3696-3700.
- [38] MANYK T, HACKIEWICZ K, RUTKOWSKI J, *et al.* Theoretical simulation of T2SLs InAs/GaSb cascade photodetector for HOT condition [J]. *Journal of Semiconductors*, 2018, 39(9): 094004.
- [39] ZHU X B, PENG Zh Y, CAO X C, *et al.* Mid-/short-wavelength dual-color infrared focal plane arrays based on type-II InAs/GaSb superlattice [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(11): 102-107. (in Chinese).
朱旭波, 彭震宇, 曹先存, 等. InAs/GaSb 二类超晶格中/短波双色红外焦平面探测器 [J]. *红外与激光工程*, 2019, 48(11): 102-107.
- [40] KIM H S. Dark current analysis of an InAs/GaSb type II superlattice infrared photodiode with SiO₂ passivation [J]. *Journal of the Korean Physical Society*, 2021, 78(11): 1141-1146.
- [41] KESARIA M, ALSHAHRANI D, KWAN D, *et al.* Optical and electrical performance of 5 μm InAs/GaSb type-II superlattice for NO_x sensing application-ScienceDirect [J]. *Materials Research Bulletin*, 2021, 142: 111424.
- [42] KRIZMAN G, CAROSELLA F, BERMEJO-ORTIZ J, *et al.* Magneto-spectroscopy investigation of InAs/InAsSb superlattices for mid-wave infrared detection [J]. *Journal of Applied Physics*, 2021, 130(5): 055704.
- [43] DU Y N, WANG L, XU Y, *et al.* Design and calculation of type-II superlattice resonant cavity-enhanced photodetector with high quantum efficiency and low dark current [J]. *Physica*, 2021, 619: 413201.
- [44] SINGH A, MUKHERJEE S, MURALIDHARAN B. Comprehensive quantum transport analysis of M-superlattice structures for barrier infrared detectors [J]. *Journal of Applied Physics*, 2022, 131(9): 094303.
- [45] HAO X, TENG Y, ZHU H, *et al.* High-operating-temperature MWIR photodetector based on a InAs/GaSb superlattice grown by MOCVD [J]. *Journal of Semiconductors*, 2022, 43(1): 53-56.
- [46] NGUYEN B M, HOFFMAN D, DELAUNAY P Y, *et al.* Dark current suppression in type II InAs/GaSb superlattice long wavelength infrared photodiodes with M-structure barrier [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91(16): 163511.
- [47] SUNDARAM M, REISINGER A, DENNIS R, *et al.* 1024 \times 1024 LWIR SLS FPAs: Status and characterization [J]. *Proceedings of the SPIE*, 2012, 8353: 83530W.
- [48] KLIPSTEIN P C, AVNON E, BENNY Y, *et al.* InAs/GaSb type II superlattice barrier devices with a low dark current and a high-quantum efficiency [J]. *Proceedings of the SPIE*, 2014, 9070: 90700U.
- [49] WANG F, CHEN J, XU Z, *et al.* Molecular beam epitaxy growth of high quality InAs/GaSb type-II superlattices for long wavelength infrared detection [J]. *Proceedings of the SPIE*, 2014, 9300: 930008.
- [50] KLIPSTEIN P C, AVNON E, AZULAI D, *et al.* Type II superlattice technology for LWIR detectors [J]. *Proceedings of the SPIE*, 2016, 9819: 98190T.
- [51] HUANG M, HE L, CHEN J, *et al.* InAs/GaAsSb type-II superlattice LWIR focal plane arrays detectors grown on InAs substrates [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2020, 32(8): 453-456.
- [52] KOPYTKO M, GOMÓKA E, MANYK T, *et al.* Barrier in the valence band in the nBn detector with an active layer from the type-II superlattice article info abstract [J]. *Opto-Electronics Review*, 2021, 29: 1-4.
- [53] MARTYNIUK P, WOJTAS J, MICHALCZEWSKI K, *et al.* Demonstration of the long wavelength InAs/InAsSb type-II superlattice based methane sensor-ScienceDirect [J]. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2021, 332: 113107.
- [54] LI X, JIANG D, ZHANG Y, *et al.* Investigations of quantum efficiency in type-II InAs/GaSb very long wavelength infrared superlattice detectors [J]. *Superlattices and Microstructures*, 2016, 92: 330-336.
- [55] YUE Zh H. Design and simulation of sb-based superlattice very-long-wavelength infrared detector [D]. Nanjing: Nanjing University, 2020: 76 (in Chinese).
岳壮豪. 锑化物超晶格甚长波红外探测器的结构设计与模拟 [D]. 南京: 南京大学, 2020: 76.