

**掺杂在GaAs材料中Be受主能级之间的跃迁**

郑卫民 黄海北 李素梅 丛伟艳 王爱芳 李斌 宋迎新

**Transitions between Be acceptor levels in GaAs bulk**

Zheng Wei-Min Huang Hai-Bei Li Su-Mei Cong Wei-Yan Wang Ai-Fang Li Bin Song Ying-Xin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 187104 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190254

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190254>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

**您可能感兴趣的其他文章**

**Articles you may be interested in**

两能级原子主方程和激光通道主方程的解之间的超对称性

Supersymmetry of the solution to the master equation between two-level atom and laser channel

物理学报. 2016, 65(3): 030301 <https://doi.org/10.7498/aps.65.030301>

1.572  $\mu\text{m}$ 附近CO<sub>2</sub>吸收光谱的测量

Measurement of absorption spectrum around 1.572  $\mu\text{m}$

物理学报. 2017, 66(10): 104206 <https://doi.org/10.7498/aps.66.104206>

单氯化锶分子低激发态的光谱及跃迁特性

Spectrum and transition characteristics of low excited state of strontium chloride molecule

物理学报. 2019, 68(3): 033101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181770>

硼原(离)子内壳激发高自旋态能级和辐射跃迁

Energy levels and radiative transitions of the core-excited high-spin states in boron atom (ion)

物理学报. 2017, 66(12): 123101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.123101>

基于地基观测的时序卫星红外光谱建模与分析

Modeling and analyzing of time-resolved satellite infrared spectrum based on ground-based detector

物理学报. 2019, 68(5): 059501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181933>

基于高精度光腔锁频激光的分子吸收光谱测量

Measurement of molecular absorption spectrum with a laser locked on a high-finesse cavity

物理学报. 2018, 67(10): 104206 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172532>

# 掺杂在 GaAs 材料中 Be 受主能级之间的跃迁\*

郑卫民<sup>1)†</sup> 黄海北<sup>2)</sup> 李素梅<sup>3)</sup> 丛伟艳<sup>1)</sup>  
王爱芳<sup>1)</sup> 李斌<sup>4)‡</sup> 宋迎新<sup>5)</sup>

1) (山东大学(威海)空间科学与物理学院, 威海 264209)

2) (山东大学化学与化学工程学院, 济南 250100)

3) (山东大学(威海)信息工程学院, 威海 264209)

4) (中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083)

5) (济南市半导体元件实验所, 济南 250014)

(2019年2月26日收到; 2019年6月29日收到修改稿)

通过远红外吸收谱、光致发光光谱和拉曼散射光谱, 对均匀掺杂在 GaAs 材料中 Be 受主能级之间的跃迁进行了研究. 实验中使用的 GaAs:Be 样品是通过分子束外延设备, 生长在半绝缘 (100) GaAs 衬底之上的外延单层. 在 4.2 K 温度下, 对样品分别进行了远红外吸收光谱、光致发光光谱、Raman 光谱的实验测量. 在远红外吸收光谱中, 清楚地观察到了从 Be 受主  $1S_{3/2}I_8$  基态到它的三个激发态  $2P_{3/2}I_8$ ,  $2P_{5/2}I_8$  和  $2P_{5/2}I_7$  之间的奇宇称跃迁吸收峰. 跃迁能量与先前文献中报道的符合得很好. 从光致发光光谱中, 观察到了 Be 受主从  $1S_{3/2}I_8$  基态到  $2S_{3/2}I_8$  激发态的两空穴跃迁的发光峰, 从而间接地找到了两能级之间的跃迁能量. 在 Raman 光谱中, 清楚地分辨出来了 Be 受主从  $1S_{3/2}I_8$  基态到  $2S_{3/2}I_8$  激发态偶宇称跃迁的拉曼散射峰, 直接得到了两能级间的跃迁能量. 对比发现, 分别直接和间接得到的  $1S_{3/2}I_8$  基态到  $2S_{3/2}I_8$  激发态跃迁能量结果是一致的.

**关键词:** 远红外吸收谱, Raman 光谱, 光致发光光谱, Be 受主能态结构

**PACS:** 71.55.Eq, 78.55.Cr, 78.30.Fs, 73.20.Hb

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190254

## 1 引言

掺杂在 GaAs 体材料中的施主和受主, 对基于 GaAs 材料的光电器件的工作效率有着重要的影响 [1–5]. GaAs 是典型的闪锌矿型结构, 具有  $T_d$  点群对称. 它的价带顶在布里渊区中心  $\Gamma$  点处六重简并 (在考虑自旋的情况下). 由于 GaAs 复杂的价带结构, p-型掺杂受主的电子态结构相对于 n-型掺杂的施主而言, 被研究得甚少 [6–8]. 最早对受

主电子态结构的研究工作, 主要集中在无意掺杂的受主 C 和 Zn 上 [9,10], 而对有意掺杂的 Be 受主原子能级结构的研究工作不多. 然而, Be 受主原子通常是分子束外延技术生长的 GaAs, (Al, Ga)As, (Ga, In)As, (Al, In)As 等材料中最理想的 p-型掺杂受主, 它不仅具有良好的热扩散稳定性, 而且还具有 26 meV 大小的束缚能 [11]. Be 受主原子能级之间的跃迁能量小于 GaAs 材料的纵光学声子 (longitudinal optical phonon, LO) 能量 ( $\hbar\omega_{LO} = 36$  meV), 这就极大地减少了由 LO 声子引入的非

\* 山东省自然科学基金 (批准号: ZR2017MF018) 和国家自然科学基金 (批准号: 61675223) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [wmzheng@sdu.edu.cn](mailto:wmzheng@sdu.edu.cn)

‡ 通信作者. E-mail: [binli@mail.sitp.ac.cn](mailto:binli@mail.sitp.ac.cn)

辐射复合, 从而能够提高光电器件的量子工作效率. 最早, Reeder 等<sup>[12-14]</sup>通过低温下的远红外透射光谱, 研究了分别处于 GaAs 材料中和 GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 量子阱中 Be 受主能级之间的跃迁, 清楚地观察到了 Be 受主基态到激发态的奇宇称跃迁, 但 Be 受主的吸收谱线较宽、强度较弱. 后来, Lewis 等<sup>[15]</sup>通过远红外吸收谱, 研究了 Be 受主能级之间的跃迁吸收与 Be 受主掺杂剂量之间的关系, 获得了强而且尖锐的 Be 受主吸收谱线. 拉曼散射光谱也常用来研究 GaAs 中受主能级之间的跃迁, 它是对远红外吸收光谱研究的补充, 尤其对受主基态到激发态的偶宇称跃迁非常敏感, 这种跃迁在远红外吸收光谱中是观察不到的, 因为跃迁选择定则是禁戒的<sup>[16]</sup>. Gammon 等<sup>[17]</sup>利用拉曼散射光谱在 2 K 温度下, 研究了掺杂在 GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 量子阱中 Be 受主能级之间的跃迁. 基于量子阱对 Be 受主的量子限制效应, 导致了 Be 受主能级的分裂. 他们观察到了来自 Be 受主劈裂后的基态能级  $1S_{3/2}(T_6+T_7)$  级到它劈裂后的激发态能级  $2S_{3/2}(T_6+T_7)$  之间的偶宇称跃迁, 研究了受主能级的劈裂与量子阱宽度之间的关系. 除了上述实验研究之外, 理论上 Lipari 等<sup>[18]</sup>在有效质量框架内, 首次给出了立方半导体内受主的 Hamiltonian 量. 从此之后, 大部分半导体中的单受主或双受主电子态的计算都基于这种方法<sup>[19,20]</sup>.

本文通过分子束外延设备生长了 GaAs 单层, 并且对其进行 Be 受主的均匀掺杂. 在 4.2 K 温度下, 对 GaAs:Be 外延单层样品分别进行了远红外吸收谱、光致发光 (photoluminescence, PL) 光谱和拉曼光谱测量, 研究了 Be 受主  $1S_{3/2}\Gamma_8$  基态到最低激发态  $2P_{3/2}\Gamma_8$ ,  $2S_{3/2}\Gamma_8$ ,  $2P_{5/2}\Gamma_8$  和  $2P_{5/2}\Gamma_7$  之间的跃迁, 并把研究结果和文献中报道的结果进行了比较.

## 2 样品的生长与实验测量

在实验中所用的 GaAs:Be 样品是通过分子束外延设备生长的. 在 550 °C 温度下, 样品生长在半绝缘的 (100) GaAs 衬底之上, 生长厚度为 5 μm. 在 GaAs 外延层的生长过程中, 进行了 Be 受主的均匀掺杂, 掺杂剂量为  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . 利用 Fourier 变换红外光谱仪, 对 GaAs:Be 样品进行了远红外吸收光谱的测量. 在测量之前, 为了得到清楚的红

外吸收光谱, 样品被磨成了一个很薄的楔形, 楔形的尖角大约 5°, 并且在楔形的两面进行了抛光, 目的是为了消除在测量中样品前、后面导致的光干涉现象对红外吸收谱的影响. 实验中所用的光源是钨灯, 分束片是多层宽带. 样品和硅电热辐射探测器都被放在由液氮冷却、聚酯窗口的低温装置中, 最后所得到的每条红外吸收光谱, 都是在 4.2 K 温度下 100 次平均的结果, 光谱的波数范围是 40—300  $\text{cm}^{-1}$ .

利用 Renishaw Raman 影像显微光谱仪, 在 4.2 K 温度下, 对 GaAs:Be 样品分别进行了 PL 光谱和 Raman 光谱的测量. 所使用的激发光源是 Ar<sup>+</sup>离子激光器, 波长为 514.5 nm. 激光光斑直径大小约为 2 μm, 激发功率为 5 mW. 样品被置于由液氮循环的低温杜瓦中, 激光束聚焦在样品上, 从样品反射回来的光, 被收集后进入光谱分析仪. 此外, 在对样品的 Raman 光谱测量中采用是背散射几何  $z(x, x) \bar{z}$  配置.

## 3 实验结果与讨论

### 3.1 远红外吸收光谱

GaAs 材料价带顶角动量  $j = 3/2$ , 因而在布里渊区中心  $\Gamma$  点 ( $k = 0$ ) 价带顶是四重简并 ( $m_j = \pm 3/2, \pm 1/2$ ). 当价带偏离布里渊区中心, 由于自旋-轨道相互作用, 价带顶的四重简并劈裂为一个二重简并 ( $T_6$  对称性) 的重空穴子带 ( $m_j = \pm 3/2$ ) 和一个二重简并 ( $T_7$  对称性) 的轻空穴子带 ( $m_j = \pm 1/2$ ). 掺杂在 GaAs 材料中的 Be 受主原子, 可以看作是处于库仑场中自旋  $s = 3/2$  的一个粒子, 它的总角动量  $\mathbf{J}$  等于自旋角动量  $\mathbf{S}$  与类氢原子包络轨道角动量  $\mathbf{L}$  的矢量和,  $j$  的量子数在  $3/2 + l$  至  $|3/2 - l|$  之间取值. GaAs 材料是闪锌矿型结构, 价带具有立方对称性, 这导致了具有球形对称势的 Be 受主能态的劈裂. 用价带点群不可约表示, Be 受主最低的能态分别是  $1S_{3/2}\Gamma_8$ ,  $2P_{3/2}\Gamma_8$ ,  $2S_{3/2}\Gamma_8$ ,  $2P_{5/2}\Gamma_8$ ,  $2P_{5/2}\Gamma_7$ ,  $2P_{1/2}\Gamma_6$ <sup>[21,22]</sup>. 在强的自旋-轨道耦合极限下 (即布里渊区中心价带自旋-轨道劈裂  $\Delta = 340 \text{ meV}$  远大于受主束缚能), GaAs 材料中 Be 受主的 Hamiltonian 算符为<sup>[23]</sup>

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \left( \gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2 \right) \frac{\hat{P}^2}{2m_0} \\ & - \frac{\gamma_2}{m_0} \left( \hat{P}_x^2 \hat{J}_x^2 + \hat{P}_y^2 \hat{J}_y^2 + \hat{P}_z^2 \hat{J}_z^2 \right) \\ & - \frac{2\gamma_3}{m_0} \left( \left\{ \hat{P}_x \hat{P}_y \right\} \left\{ \hat{J}_x \hat{J}_y \right\} + \left\{ \hat{P}_y \hat{P}_z \right\} \left\{ \hat{J}_y \hat{J}_z \right\} \right. \\ & \left. + \left\{ \hat{P}_z \hat{P}_x \right\} \left\{ \hat{J}_z \hat{J}_x \right\} \right) - \frac{e^2}{\epsilon_0 r}, \end{aligned} \quad (1)$$

这里  $\{\hat{a}\hat{b}\} = \frac{1}{2}(\hat{a}\hat{b} + \hat{b}\hat{a})$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  和  $\gamma_3$  是描述布里渊区中心附近空穴色散关系的 Luttinger 参数,  $\hat{P}$  和  $\hat{J}$  分别是空穴的动量和角动量算符. 方程 (1) 中的第一项是自旋为 3/2 粒子的动能项, 第二、第三项描述了自旋-轨道的相互作用, 最后一项代表了库仑作用势. 在不同的近似下, Be 受主的能量本征值及波函数, 可以通过求解上述 Hamiltonian 算符所对应的薛定谔方程得到 [24,25]. Be 受主最低的几个能态及跃迁如图 1 所示.

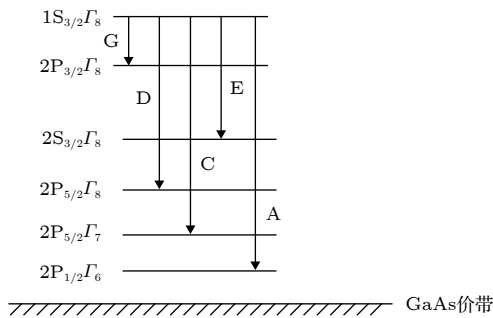


图 1 掺杂在 GaAs 材料中 Be 受主的能级分布及跃迁  
Fig. 1. Energy levels of Be acceptors doped in GaAs bulk.

图 2 给出了在 4.2 K 温度下, GaAs:Be 样品在 120—240  $\text{cm}^{-1}$  波数范围内的远红外吸收谱. 从图 2 可以清楚地观察到三个宽的吸收峰, 它们分别来自 Be 受主  $1S_{3/2}\Gamma_8$  基态到最低的三个激发态  $2P_{3/2}\Gamma_8$ ,  $2P_{5/2}\Gamma_8$  和  $2P_{5/2}\Gamma_7$  之间的奇宇称跃迁:  $1S_{3/2}\Gamma_8 \rightarrow 2P_{3/2}\Gamma_8$  跃迁为 G 吸收峰 ( $135 \text{ cm}^{-1}$ ),  $1S_{3/2}\Gamma_8 \rightarrow 2P_{5/2}\Gamma_8$  跃迁为 D 吸收峰 ( $167 \text{ cm}^{-1}$ ),  $1S_{3/2}\Gamma_8 \rightarrow 2P_{5/2}\Gamma_7$  的跃迁为 C 吸收峰 ( $183 \text{ cm}^{-1}$ ). 相比较而言, 在这三个吸收峰中, 位于高能端的 C 峰强度最弱、峰最宽. 造成 G, D, C 这三个吸收峰较宽的原因是: 在  $140 \text{ cm}^{-1}$  附近探测器的聚酯窗口有一个吸收峰 [26], 同时 GaAs 体材料在 161, 165 和  $176 \text{ cm}^{-1}$  处分别存在有两声子组合模式吸收峰 [27]. 这里没有观察到  $1S_{3/2}\Gamma_8 \rightarrow 2P_{1/2}\Gamma_8$  跃迁的 A 吸收峰, 这可能是由于样品中 Be 受主掺杂剂

量较低及样品较厚, 以致于 A 吸收峰太弱而不能分辨. 除此之外, Be 受主  $1S_{3/2}\Gamma_8$  基态到  $2S_{3/2}\Gamma_8$  激发态跃迁的 E 吸收峰也没有观察到, 这是因为红外吸收光谱仅能观察  $1S \rightarrow nP_{0,\pm}$  奇宇称的跃迁, 则对于  $1S \rightarrow nS$  偶宇称的跃迁, 选择定则是禁戒的 [28].

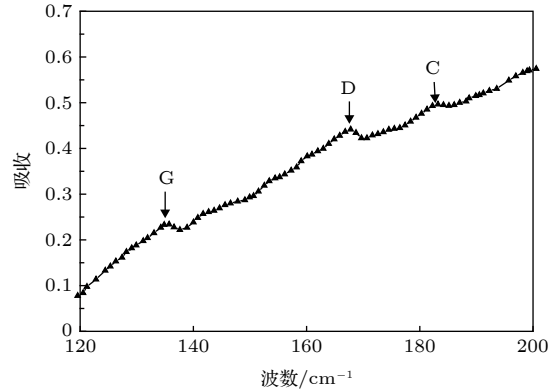


图 2 在 4.2 K 温度下, GaAs:Be 样品的远红外吸收谱  
Fig. 2. Far-infrared absorption spectrum for the sample GaAs:Be at 4.2 K.

### 3.2 光致发光光谱

在 4.2 K 温度下, GaAs:Be 样品的 PL 光谱如图 3 所示. 从图 3 可以看到 GaAs:Be 样品的 PL 谱, 在 810—835 nm 之间是由两个宽的发光带组成, 在每个发光带的上面叠加着一些小的发光峰. 位于 818.6 nm 周围的发光带, 来自于 GaAs 中自由激子和束缚激子的复合发光. 在这个发光带的上面 817.8 nm 处, 是  $n = 2$  自由激子  $X_{CB2-HH1}$  的发光峰 ( $X_{CB2-HH1}$  自由激子是指  $n = 2$  导带上的电子与重空穴带 HH1 上的空穴形成的激子). 在 819.8 nm 处的尖锐发光峰, 归因于束缚在中性 Be 受主上激子  $Be^0X$  的复合发光. 在  $X_{CB2-HH1}$  和  $Be^0X$  之间较宽的发光峰, 是自由激子  $X_{CB1-HH1}$  和中性施主束缚激子  $D^0X$  发光的叠加结果. 除此之外, 在  $Be^0X$  束缚激子发光峰的低能边, 还可以看到一个较弱的肩峰 g, 它源于缺陷导致的束缚激子的复合发光 [29]. 位于低能端 830.0 nm 附近的发光带, 是由施主-受主对的复合发光和  $n = 1$  导带上的电子与束缚在受主上的空穴复合发光而形成的. 在这个发光带的上面 830.7 nm 处, 叠加着一个弱的发光峰 THT, 被指派为两空穴的跃迁 (two hole transition, THT). 当束缚在中性 Be 受主上的激子发生复合时, 所释放出的能量中有一部分被 Be 受

主所吸收,从而使 Be 受主从基态跃迁到激发态.因此, Be<sup>0</sup>X 与 THT 两峰之间的能量间隔就对应着 Be 受主从基态 1S<sub>3/2</sub>Γ<sub>8</sub> 到激发态 2S<sub>3/2</sub>Γ<sub>8</sub> 偶宇称跃迁的能量 (E 线跃迁). 在第二个发光带的低能端 851.1 nm 处, 还能观察到一个非常弱的峰 P. 它起因于由 GaAs 的 LO 声子协助的 Be 受主能级间跃迁的发光, 随着受主掺杂剂量的增加, 其发光强度逐渐减弱 [30].

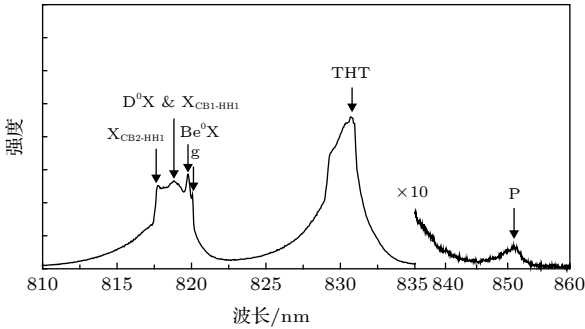


图 3 在 4.2 K 温度下, GaAs:Be 样品的 PL 光谱  
Fig. 3. PL spectrum of sample GaAs:Be at 4.2 K.

### 3.3 Raman 光谱

图 4 为 4.2 K 温度、背散射配置下, GaAs:Be 样品在 50—900 cm<sup>-1</sup> 波数范围内的 Raman 光谱, 它是 20 次连续重复测量平均的结果. 从图中可以看到谱线的下面是一个台阶, 它是由热辐射背景引起的. 在这个热辐射背景上 293 cm<sup>-1</sup> 处, 叠加着一个很强的尖锐峰 LO, 它来自于 GaAs 材料的 LO 声子峰 [31]. LO 声子峰的底部几何形状并不对称, 这是由于 LO 声子与空穴载流子的等离子振荡耦合的结果. 然而, 我们并没有观察到 GaAs 体材料中的横光学声子 (transverse optical phonon, TO) 峰, 这是因为在背散射几何下, 对于 T<sub>d</sub> 点群对称的 GaAs 晶体, 来自 (100) 表面的 TO 声子散射的选择定则是禁戒的 [32]. 除了很强的 LO 声子峰之外, 在 161 cm<sup>-1</sup> 处还有一个标记为 E 的弱峰, 它被指派为 Be 受主 1S<sub>3/2</sub>Γ<sub>8</sub> 基态到 2S<sub>3/2</sub>Γ<sub>8</sub> 激发态的偶宇称跃迁峰, 该峰的指认结果基于以下三方面的分析: 首先, 参考了分别掺杂在 GaAs 材料中的 C 受主和 Zn 受主的拉曼光谱研究. 在背散射几何下, C 受主和 Zn 受主的 E 线跃迁峰位分别位于 148 和 174 cm<sup>-1</sup> 处, Be 受主的 E 线跃迁峰也应该位于它们的附近 [16]. 其次, 根据上述样品在 4.2 K 温度下 PL 光谱的实验结果, Be 受主 1S<sub>3/2</sub>Γ<sub>8</sub> 基态

到 2S<sub>3/2</sub>Γ<sub>8</sub> 激发态跃迁的能量为 19.84 meV, 对应的波数为 160 cm<sup>-1</sup>, 该值十分接近于 Raman 光谱中散射峰 E 的位置. 最后, 把 Raman 光谱与远红外吸收光谱进行了对比. Be 受主的 E 线跃迁在红外吸收谱中是观察不到的, 这是由跃迁选择定则所决定的. 然而, Raman 光谱对 Be 受主的 E 线偶宇称跃迁最为敏感, 强度最强. 对于 G, D, C 线奇宇称跃迁, 由于强度太弱而不能清楚地分辨.

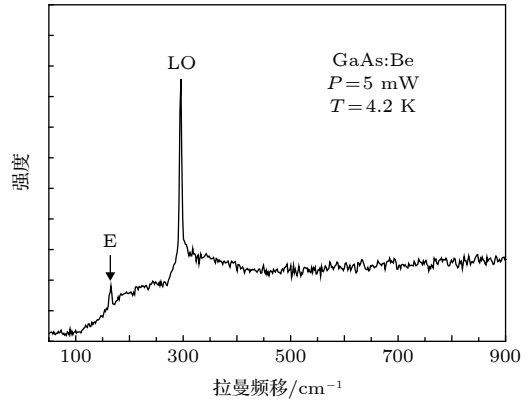


图 4 在 4.2 K 温度下, GaAs:Be 样品的 Raman 光谱  
Fig. 4. Raman spectrum of the sample GaAs:Be at 4.2 K.

通过上述的远红外吸收光谱、PL 谱和 Raman 光谱, 得到了掺杂在 GaAs 材料中 Be 受主能级之间跃迁的能量, 结果总结在表 1 中. 从表中可以清楚地看到, 本实验结果中的 G, D, C 线跃迁能量与文献 [12, 15] 所报道的实验结果符合得很好, 偏差在 1 cm<sup>-1</sup> 范围内, 但与文献 [25] 中的理论值相比, 理论值有些偏低. 除此之外, 本实验通过 PL 谱和 Raman 谱, 分别直接和间接地得到了 Be 受主基态 1S<sub>3/2</sub>Γ<sub>8</sub> 到激发态 2S<sub>3/2</sub>Γ<sub>8</sub> 偶宇称跃迁的 E 线能量, 两者也是一致的, 仅有 0.12 meV 的偏差.

表 1 掺杂在 GaAs 中 Be 受主的跃迁能量的对照  
Table 1. Comparison of transition energies of Be accepters in GaAs.

跃迁谱线	跃迁能量				
	实验值		理论值		
	文献[12, 15]	本文	文献[25]		
	/cm <sup>-1</sup>	/cm <sup>-1</sup>	/meV	/meV	
G	135	134.42	135	16.74	14.29
D	167	166.76	167	20.71	18.47
C	184	182.30	183	22.69	20.34
E		160 (PL) 161 (Raman)		19.84 19.96	18.04

## 4 结 论

从实验上研究了均匀掺杂在 GaAs 体材料中 Be 受主能级之间的跃迁. 实验中所用的 GaAs:Be 样品是通过分子束外延设备生长的外延单层. 在 4.2 K 温度下对样品分别进行了远红外吸收谱、PL 光谱和拉曼散射光谱的实验测量. 在远红外吸收谱中, 清楚地观察到了受主  $1S_{3/2}\Gamma_8$  基态到三个激发态  $2P_{3/2}\Gamma_8$ ,  $2P_{5/2}\Gamma_8$  和  $2P_{5/2}\Gamma_7$  之间的奇宇称跃迁吸收峰. 在 PL 光谱中, 观察到了 Be 受主从  $1S_{3/2}\Gamma_8$  基态到  $2S_{3/2}\Gamma_8$  激发态的两空穴跃迁发光峰. 在拉曼光谱中, 直接地观察到了 Be 受主从  $1S_{3/2}\Gamma_8$  基态到  $2S_{3/2}\Gamma_8$  激发态偶宇称跃迁的拉曼散射峰. 我们把实验结果和文献中报道的进行了比较, 发现它们彼此符合得很好. 本实验中通过 PL 谱和 Raman 谱, 直接和间接地得到的 Be 受主基态  $1S_{3/2}\Gamma_8$  到激发态  $2S_{3/2}\Gamma_8$  偶宇称跃迁的能量也是一致的.

## 参考文献

- [1] Park J, Barnes P A, Lovejoy M L 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 968
- [2] Jiang D S, Makita Y, Ploog K, Queisser H J 1982 *J. Appl. Phys.* **53** 999
- [3] Arab S, Yao M, Zhou C, Dapkus P D, Cronin S B 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 182106
- [4] Hu J, Zhang H, Sun Y, Misochko O V, Nakamura K G 2018 *Phys. Rev. B* **97** 165307
- [5] Belykh V V, Kavokin K V, Yakovlev D R, Bayer M 2017 *Phys. Rev. B* **96** 241201
- [6] Donnelly J P, Leonberger F J, Bozler C O 1976 *Appl. Phys. Lett.* **28** 706
- [7] Waldrop J R 1988 *Appl. Phys. Lett.* **53** 1518
- [8] Beyzavi K, Lee K, Kim D M, Nathan M I, Wrenner K, Wright S L 1991 *Appl. Phys. Lett.* **58** 1268
- [9] Wagner J, Seelewind H, Koidl P 1986 *Appl. Phys. Lett.* **49** 1080
- [10] Atzmuller R, Dahl M, Kraus J, Schaack G, Schubert J 1991 *J. Phys. Condens. Matter* **3** 6775
- [11] Sze S M 1981 *Physics of Semiconductor Devices* (New York: John Wiley & Sons Ltd.) p20
- [12] Reeder A A, McCombe B D, Chambers F A, Devane G P 1988 *Phys. Rev. B* **38** 4318
- [13] Reeder A A, McCombe B D, Chambers F A, Devane G P 1988 *Superlatt. Microstruct.* **4** 381
- [14] Reeder A A, Mercy J M, McCombe B D 1988 *IEEE J. Quantum Electron.* **24** 1690
- [15] Lewis R A, Cheng T S, Henini M, Chamberlain J M 1996 *Phys. Rev. B* **53** 12829
- [16] Wan K, Bray R M 1985 *Phys. Rev. B* **32** 5265
- [17] Gammon D, Merlin R, Masselink W T, Morkoc H 1986 *Phys. Rev. B* **33** 2919
- [18] Lipari N O, Balderschi A 1978 *Solid State Commun.* **25** 665
- [19] Balderschi A, Lipari N O 1976 *Journal of Luminescence* **12-13** 489
- [20] Fiorentini V, Balderschi A 1989 *Solid State Commun.* **69** 953
- [21] Fisher P, Fan H Y 1959 *Phys. Rev. Lett.* **2** 456
- [22] Kirkman R F, Stradling R A, Lin-Chung P J 1978 *J. Phys. C* **11** 419
- [23] Luttinger J M 1956 *Phys. Rev.* **102** 1030
- [24] Balderschi A, Lipari N O 1973 *Phys. Rev. B* **8** 2697
- [25] Balderschi A, Lipari N O 1974 *Phys. Rev. B* **9** 1525
- [26] Labrie D, Booth I J, Thewalt M L W, Clayman B P 1986 *Appl. Opt.* **25** 171
- [27] Koteles E S, Datars W R 1976 *Can. J. Phys.* **54** 1676
- [28] Shen X C 2002 *Spectrum and Optical Property of Semiconductor* (Beijing: Scientific Press) p553 (in Chinese) [沈学础 2002 半导体光谱和光学性质 (北京: 科学出版社) 第 553 页]
- [29] Contour J P, Neu G, Leroux M, Chaix C, Levesque B, Etienne P 1983 *J. Vac. Sci. Technol. B* **1** 811
- [30] Bhattacharya P K, BOhlmann H J, Iegems M 1982 *J. Appl. Phys.* **53** 6391
- [31] Wan K, Young J F, Devine R L S, Moore W T, Thorpe S, Miner C J, Mandeville P 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 5598
- [32] Olego D, Cardona M 1981 *Phys. Rev. B* **24** 7217

# Transitions between Be acceptor levels in GaAs bulk\*

Zheng Wei-Min<sup>1)†</sup> Huang Hai-Bei<sup>2)</sup> Li Su-Mei<sup>3)</sup> Cong Wei-Yan<sup>1)</sup>

Wang Ai-Fang<sup>1)</sup> Li Bin<sup>4)‡</sup> Song Ying-Xin<sup>5)</sup>

1) (*School of Space Science and Physics, Shandong University (Weihai), Weihai 264209, China*)

2) (*School of Chemistry and Chemical Engineering, Shandong University, Jinan 250100, China*)

3) (*School of Information Engineering, Shandong University (Weihai), Weihai 264209, China*)

4) (*Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China*)

5) (*Jinan Semiconductor Research Institute, Jinan 250014, China*)

( Received 26 February 2019; revised manuscript received 29 June 2019 )

## Abstract

The doping is one of important means in the semiconductor manufacturing techniques, by which the optical and electric properties of semiconductor materials can be significantly improved. The doping level and energy level structure of dopants have a great influence on the operating performances of micro-electronic devices. Beryllium is one of acceptors, which is frequently used to be doped in GaAs bulk, because it is very stable with respect to diffusion at higher temperatures. Therefore, it is significant for the application to optoelectronic devices that the energy-state structure of Be acceptors in GaAs bulk can be investigated in detail. The sample GaAs:Be used in experiment is a 5- $\mu\text{m}$ -thick epitaxial single layer doped uniformly by Be acceptors with a doping level of  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , and grown by molecular beam epitaxy on 450- $\mu\text{m}$ -thick semi-insulating (100) GaAs substrates in a VG V80 H reactor equipped with all solid sources. The transitions between the energy states of Be acceptors are studied experimentally by different spectroscopy techniques. The far-infrared absorption experiments are performed by using a Fourier-transform spectrometer equipped with a tungsten light source and a multilayer wide band beam splitter. Prior to the absorption spectrum measurement, the sample is thinned, polished and wedged to approximately a  $5^\circ$  angle to suppress optical interference between the front and back faces. Then, the sample is placed into the cryostat with liquid helium (4.2 K). The photoluminescence and Raman spectra are also measured at 4.2 K by a Renishaw Raman imaging microscope. The optical excitation to the sample is provided by an argon-ion laser with a wavelength of 514.5 nm, and the excited power is typically 5 mW. The odd-parity transitions from the Be acceptor ground state  $1S_{3/2}\Gamma_8$  to three excited states, i.e.  $2P_{3/2}\Gamma_8$ ,  $2P_{5/2}\Gamma_8$  and  $2P_{5/2}\Gamma_7$  are clearly observed in the far-infrared absorption spectra, then the respective transition energy values are obtained, which are in excellent agreement with the experimental results reported previously. In the photoluminescence spectrum, the emission peak labelled two hole transition, originating from the two-hole transition of recombination of the neutral-acceptor bound excitons, is seen obviously, thus the energy of the even-parity transition between  $1S_{3/2}\Gamma_8$  and  $2S_{3/2}\Gamma_8$  states is found indirectly. Furthermore, in the Raman spectrum measured, the transition peak between  $1S_{3/2}\Gamma_8$  and  $2S_{3/2}\Gamma_8$  states is well resolved, and the transition energy between them is gained directly. By comparison, the transition energy values gained directly and indirectly are found to be consistent with each other.

**Keywords:** far-infrared absorption spectrum, Raman spectrum, photoluminescence spectrum, energy state structure of Be acceptor

**PACS:** 71.55.Eq, 78.55.Cr, 78.30.Fs, 73.20.Hb

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190254

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2017MF018) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61675223).

† Corresponding author. E-mail: [wzhen@sdnu.edu.cn](mailto:wzhen@sdnu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [binli@mail.sitp.ac.cn](mailto:binli@mail.sitp.ac.cn)