

赡高电子迁移率晶体管结构 的光反射谱研究

刘 伟 江德生 张耀辉

(中国科学院半导体研究所 半导体超晶格国家开放实验室 北京 100083)

金 珊 王若桢

(北京师范大学物理系 北京 100875)

摘要 本文利用变温光反射谱和室温光伏谱研究了赡高电子迁移率晶体管结构中二维电子气的行为,发现二维电子气的屏蔽作用对低指数子带较为显著,而对较高子带则弱得多,同时带填充效应在不同温度下对临界点跃迁能量及跃迁强度也有不同影响。

PACC: 7865, 7820J

1 引言

近些年来,以赡高电子迁移率晶体管(PHEMT)为代表的调制掺杂结构的研究和应用已经取得了较大的进展^[1-4]. PHEMT与通常的高电子迁移率晶体管(HEMT)在结构上的不同之处在于前者的电子沟道是在GaAs层和调制掺杂AlGaAs层之间插入的一个InGaAs层.由于AlGaAs和InGaAs较大的能带不连续,造成InGaAs沟道中的电子受到很好的空间限制,有利于提高二维电子气(2DEG)的浓度;另一方面由于InGaAs的电子有效质量较小,可以进一步提高迁移率.而且,利用InGaAs作电子沟道,可以降低AlGaAs中Al的组分,从而减小的HEMT中AlGaAs层的Al组分过高时DX中心可能引起的不良影响.目前,高质量的PHEMT已经可以在400 GHz下很好地工作^[5].

尽管PHEMT在应用上已表现出很大的优越性,然而对于这种结构中2DEG的物理特性及其对器件性能的影响的细致研究还比较少^[6-8].文献[5]中利用电反射谱(ER)对PHEMT结构进行了研究,该文作者认为由于带填充效应,11H跃迁是不允许的(mnH 代表空穴 m 子带顶到电子 n 子带底的跃迁).我们认为这一结论对于低温情形是正确的;但对于高温情形,当 $k_B T \simeq E_F$ 时,就不再成立(E_F 是费米能级),因为这时由于温度效应,电子子带底将出现很高密度的空态,因而11H跃迁将存在一定的几率.

刘 伟 男,1968年生,硕士,目前从事半导体超晶格光电性质研究工作

江德生 男,1940年生,研究员,目前从事半导体超晶格微结构研究工作

1994年5月31日收到初稿,1994年8月19日收到修改稿

针对这一问题, 本文利用变温(20—300 K)的光反射(PR)谱研究了 PHEMT 中 2DEG 的行为, 通过对 PR 谱的线形分析, 发现 2DEG 对较低子带的屏蔽作用比较高子带的屏蔽作用显著得多, 在不同温度下带填充效应对临界点能量及跃迁强度的影响差别很大. 我们进一步可以确定费米能级 E_F , 从而确定 PHEMT 中 2DEG 的浓度.

2 实验内容及结果

实验中所用 PHEMT 样品是用分子束外延技术生长的, 其结构参数如下: 在 GaAs 衬底上生长 $1\text{ }\mu\text{m}$ 的非掺杂 GaAs 缓冲层, 然后生长 $150\text{ }\text{\AA}$ $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$, 接着生长 $30\text{ }\text{\AA}$ 非掺杂的 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 隔离层, 上面再生长 $300\text{ }\text{\AA}$ n 型掺杂的 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$, 掺杂浓度为 $1.0\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, 最后再生长 $150\text{ }\text{\AA}$ n 型掺杂的 GaAs 覆盖层.

PR 谱实验中, 泵浦光源是 3 mW 的 He-Ne 激光的 $6328\text{ }\text{\AA}$ 谱线, 探测光为碘钨灯经单色仪分光, 斩波频率为 185 Hz, 测量温度从 20 K 至 300 K. PR 谱的测量结果见图 1. 为了与 PR 谱分析对照, 我们还进行了室温光伏谱测量. 在近似均匀的内建电场情形, 光伏谱具有光吸收的线形. 光伏谱的结果见图 2.

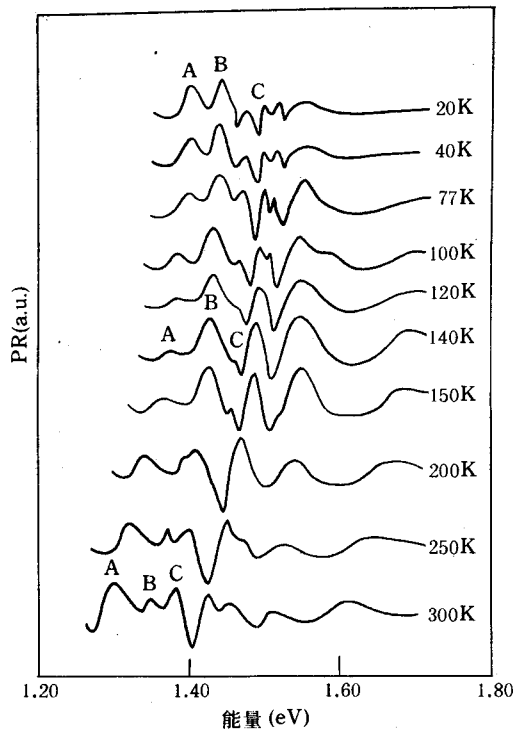


图 1 PHEMT 的 PR 谱

3 实验结果讨论分析

实验所用样品的能带结构示意图如图 3 所示. 掺杂的 AlGaAs 层中电离的载流子很容易掉入 InGaAs 沟道中形成 2DEG. 在一级近似下, 对电子基态和第一激发态来说, 势阱的形状可以近似看成三角形, 这样处理的结果尽管比较粗糙, 但是仍然能很好地反映出物理本质^[9]. 通过 $T=77\text{ K}$ 的霍尔测量, 我们得到 2DEG 的面密度为 $1.2\times 10^{12}\text{cm}^{-2}$.

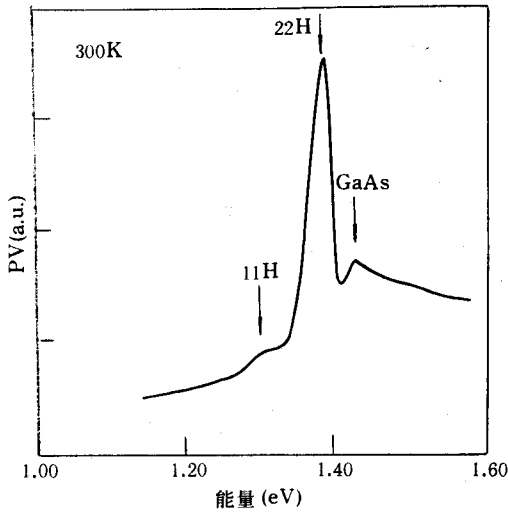


图2 PHEMT 的室温光伏谱

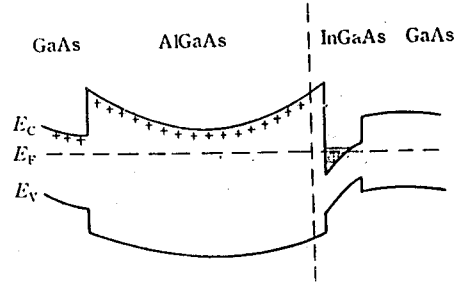


图3 PHEMT 的能带结构示意图

在这种情况下, 费米能级处在基态和第一激发态之间, 即只有基态存在带填充效应。

图1是不同温度下PHEMT的PR谱。图形中出现多个结构, 它们分别来自多层结构中的GaAs层、InGaAs层和AlGaAs层。我们将重点分析与InGaAs沟道层中与2DEG有关的结构。在300 K的PR谱中1.40 eV以下存在A、B、C三个结构, 这些结构显然来自InGaAs层, 随着温度降低, 由于禁带宽度增大, 这些结构向高能方向移动。同时, 线形也发生较大的变化, 其中标志为A、B的两个结构其线形和强度的变化比较特殊。我们认为, 这是由于2DEG在子能带中的布居随温度降低发生变化所致。由于2DEG具有很高的面密度, 并产生屏蔽作用, 因而激子效应显著削弱。此时介电函数不再是简单的Lorentz线形或Gause线形, 而是表现为由二维台阶态密度与带填充情况所决定的一个综合的行为^[8], 即

$$\epsilon = \sum I_j \ln(E_j - E + i\Gamma_j)(1 - f_j^i) \quad (1)$$

这里 I_j 为第 j 个结构的强度, E_j 是第 j 个结构对应的临界点能量, Γ_j 是第 j 个结构的展宽参数,

$$f_j^i = \{1 + \exp[\lambda(E - E_j - E_F)/k_B T]\}^{-1} \quad \lambda = m_h/(m_e + m_h)$$

利用这个公式可以对PR谱进行线形拟合。将拟合的结果与三角形势阱近似计算的子能级能量对比, 我们认为将结构A、B分别指派为与11H和12H有关的跃迁是合理的。

标志为C的结构表现出与A、B明显不同的微商特征, 其临界点能量与我们按照三角形势阱计算所得的22H激子跃迁一致。尽管存在2DEG, 但它们只填充第一子带, 对较高子带的库仑屏蔽作用是很小的, 因此观察到 $n=2$ 子带有关的激子跃迁是合理的。这是 $\vec{k}$ 空间中库仑相互作用不是常数的结果。我们可以用三维波矢 $\vec{k} = (k_z, k_{||})$ 描述量子阱中的态^[10], k_z 是垂直层面的量子数, 近似为 $\pi n/L_z$, $K_{||}$ 则是反映电子在平行于层面方向自由运动的波矢。在三维空间里, 库仑屏蔽势为 $V(\vec{q}) \propto \vec{q}^{-2}$, $\vec{q} = \vec{K} - \vec{K}'$ 。对于带间屏蔽, $V(\vec{q}) \propto (|K'_z - K_z|^2 + |K'_{||} - K_{||}|^2)^{-1}$, $|K'_z - K_z|$ 是 π/L_z 的整数倍, 因而子带间屏蔽总

是很小的; 对子带内屏蔽, $V(q) \propto (|K'_z - K_z|^2 + |K'_\parallel - K_\parallel|^2)^{-1}$, $|K'_z - K_z| = 0$, 所以子带内屏蔽作用很大. 由以上讨论可见, 22 H 跃迁在 PR 谱中表现出明显的激子特征是合理的. 后文的光伏谱测量结果也清楚地表现出 2DEG 对不同子带的屏蔽效果的差别.

下面我们将着重讨论与 2DEG 密切相关的结构 A 的行为. 前文已指出结构 A 与 11 H 跃迁有关. 对于 11 H 跃迁, 2DEG 的相空间填充效应影响很大. 在低温下, 由于电子基态带底直至费米边都填满了电子, 重空穴子带到电子基态底的跃迁将是禁戒的, 吸收只能发生在费米边附近. 在高温时, 由于热激发, 带底的电子可能被激发到费米边以上而留下空态. 这可以由费米能级 E_F (从子带底算起) 随温度的变化看出:

$$E_F = k_B T \ln[\exp(\pi \hbar^2 n_s / m^* k_B T) - 1]$$

式中 n_s 是第一子带 2DEG 的面密度, m^* 是电子有效质量, k_B 是 Boltzmann 常数. 取 $n_s = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 当温度从 0 K 变到 300 K 时, E_F 只变化 10 meV 左右. 当 $T = 300 \text{ K}$ 时, $k_B T = 26 \text{ meV}$, 已经和 $E_F (\approx 34 \text{ meV})$ 可以比拟, 因而按照费米统计, $\vec{k} = 0$ 的带底附近的空态的密度变得相当高. 这样 11 H 相关的吸收的阈值将移到 $\vec{k} = 0$ 附近的带底. 图 2 是 PHEMT 室温光伏谱. 我们看到 1.30 eV 附近有一个吸收台阶, 它正对应着重空穴到电子基态底的吸收, 其激子效应已经明显被屏蔽掉. 而 1.38 eV 附近的吸收峰则是 22 H 跃迁激子行为的反映, 它表明 2DEG 对较高子带屏蔽效应是很小的. 我们从图 1 可见, PR 谱中的结构 A 与图 2 中 1.30 eV 附近的吸收台阶相对应. 但结构 A 的强度随温度降低表现出不寻常的依赖关系: 在室温下结构 A 具有一定的强度, 随着温度的降低, 结构 A 的强度逐渐减小, 到 140 K 与 120 K 之间达到最小; 随着温度的进一步降低, 结构 A 的强度又逐渐增加. 我们这样来解释结构 A 的强度的异常的温度依赖关系: 在高温时, 由于热激发导致电子基态存在一定密度的空态, 11 H 跃迁将发生在基态底附近, 而基

态底是一个明显的临界点, 故 PR 谱具有一定的强度; 随着温度下降, 热效应影响逐渐减小, 带边附近空态密度减小, 临界点结构已经模糊, 所以结构 A 的强度随着温度下降而减小. 随着温度进一步降低, 带底已完全填满电子, 吸收阈值将移到费米边附近, 由于低温下 2DEG 在费米边的吸收具有关联增强效应, 即费米边附近存在一个明显的临界点, 所以低温下结构 A 的强度又逐渐增强. 为了证实上述解释, 我们证明结构 A 在室温及低温下吸收阈值确实分别发生在带底和费米边附近. 我们对 PR 谱中的结构 A 进行线形拟合, 确定了不同温度下结构 A 对应的跃迁能量 E_A , 图 4 画出了 E_A 对温度的依赖关系. 同时可

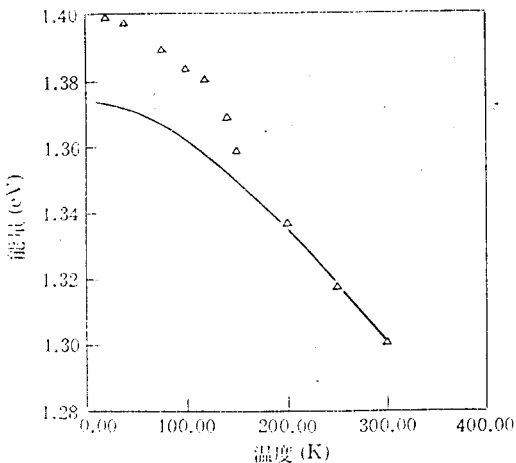


图 4 PR 谱中结构 A 对应的跃迁能量 E_A 及理论计算的 E_{11H} 的温度依赖关系 (E_A —— 三角符号, E_{11H} —— 实线)

以认为 11 H 带边跃迁能量 E_{11H} 的温度变化关系与 GaAs 带隙的温度变化关系一致^[11], 图 4 中的实线是理论计算所得的 E_{11H} 的温度依赖关系. 从图 4 中我们看出, 室温下 E_A 与 E_{11H} 十分接近, 随着温度的降低, E_A 逐渐偏离 E_{11H} , 到 20 K 左右, E_A 约大于 E_{11H} 30 meV, 与 E_F 值相近. 这个结果正与我们预期的结果一致. 表明室温下结构 A 确定是来自带底临界点的贡献, 低温下则与费米边附近的临界点相关. 另外从上述线形拟合中我们还可求出费米能级 E_F . 我们求出 77 K 下, $E_F \approx 40$ meV, 它对应的 2DEG 的面密度为 $1.02 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 这与 77 K 的霍尔测量结果 $n_s = 1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 十分符合, 表明 PR 谱可以作为测量 2DEG 面密度的一种简便手段.

4 结论

通过变温 PR 谱测量和分析, 我们发现 2DEG 对子带间跃迁有着显著不同的影响: 一方面对高阶子带的屏蔽效应远小于对低阶子带的屏蔽效应; 另一方面, 在低温及高温下, 带填充效应的影响也不同, 造成室温下吸收边发生在带底附近而低温下吸收边移至费米边附近.

参 考 文 献

- [1] H. Morkoc and H. Unlu, Semiconductors and Semimetals, edited by R. Dingle (Academic, New York) 1987, Vol. 34, p135.
- [2] W. J. Schaff, P. J. Tasker, M. C. Foisy and L. F. Eastman, Semiconductors and Semimetals, edited by T. P. Peasall (Academic, New York) 1990, Vol. 33, p73.
- [3] M. H. Herman, I. D. Ward, R. F. Kopf, S. S. Pearton and E. D. Jones, Mater. Res. Soc. Proc., 1990, **160**: 655.
- [4] D. S. Jiang, M. Goiran, J. Leotin, S. Askenazy, Y. H. Zhang and K. Ploog, Phys. Stat. Sol. (b), 1993, **179**: 91.
- [5] Yichun Yin, H. Qiang and F. H. Pollak Appl. Phys. Lett., 1992, **61**: 1579.
- [6] A. Dodabalapur, V. P. Kesan, D. P. Neikirk, B. G. Streetman, M. H. Herman and I. D. Ward, J. Electron. Mater., 1990, **19**: 265.
- [7] R. L. Tober, J. Pamalapati, P. K. Bhattacharya and J. E. Oh, J. Electron. Mater., 1989, **18**: 379.
- [8] Y. Yin, H. Qiang, D. Yan, F. H. Pollak and T. F. Noble, Semicond. Sci. Technol., 1993, **8**: 1599.
- [9] E. F. Schubert and K. Ploog, IEEE Trans. Electron Devices., 1985, **ED-32**(9): 1868.
- [10] D. S. Chemla, I. Bar-Joseph, J. M. Kuo, T. Y. Chang, C. Klingshirn, G. Livescu and D. A. B. Miller, IEEE J. Quantum Electron., 1988, **24**: 1664.
- [11] D. S. Jiang, H. Jang and K. Ploog, J. Appl. Phys., 1988, **64**: 1371.

Photoreflectance Studies of Pseudomorphic High Electronic Mobility Transistor Structures

Liu Wei, Jiang Desheng and Zhang Yiaohui

*(National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors,
The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)*

Jin Shan and Wang Ruozhen

(Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875)

Received 31 may 1994, revised manuscript 19 August 1994

Abstract Using Photoreflectance spectra and photovoltaic spectra, we have studied the behavior of two dimensional electron gas in pseudomorphic high electronic mobility transistor structures. We find that the screening effect of two dimensional electron gas on lower index subbands is more significant than that on higher index subbands. Meantime, bandfilling effects have different influence on the transition energy and strength of critical points at high temperatures and low temperatures.

PACC: 7865, 7820J