

导纳谱研究两类 Si 基量子阱 基态子能级的性质

林 峰 盛 麓 柯 炼 朱建红 龚大卫

张胜坤 俞敏峰 樊永良 王 迅

(复旦大学应用表面物理国家重点实验室, 上海 200433)

(1997 年 9 月 29 日收到; 1998 年 1 月 10 日收到修改稿)

用导纳谱技术研究了两类 Si 基量子阱样品基态子能级的性质. 基于量子阱中载流子的热激发模型, 从导纳谱中得到的激发能值被认为是阱中重空穴基态位置到阱顶的距离. 对于 SiGe 合金和 Si 形成的组分量子阱, 主要研究了退火对重空穴基态子能级的影响. 发现样品的退火温度为 800 °C 时, 随退火时间延长, 激发能增加. 对此现象的解释是, 由于 Si, Ge 互扩散, 导致界面展宽, 量子限制效应降低, 重空穴基态位置下降, 从而激发能增加. 900 °C 下退火, 由于扩散系数增大和应变弛豫加强, 激发能值单调下降, 量子限制效应引起的变化被掩盖. 对于 B 高浓度超薄层掺杂形成的量子阱结构样品, 观察到在掺杂层掺杂浓度不变情况下, 掺杂厚度的增加会导致量子阱中基态子能级位置下降, 从而导致载流子激发能增加.

PACC: 6630; 6855; 7340L

1 引 言

一般而言, 利用 Si 分子束外延 (SiMBE) 技术可以实现两种形式的量子阱结构材料. 一种是 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ 组分量子阱. 由于 SiGe 合金的带隙较 Si 的小, 在两种材料的界面处就有带边偏移. 以 Si 为衬底生长 SiGe 合金, 带边偏移几乎完全集中在价带, 在合金层中形成了空穴量子阱, 导带的带边偏移值很小, 不足以形成对电子的限制作用. 另一种是掺杂量子阱, 即在 Si 中形成一层超薄的高浓度掺杂层. 对于 p 型掺杂, 在掺杂层中电离的高浓度空穴在大于杂质分布的范围内运动, 杂质所在的位置表现负电荷性, 静电势的存在使得价带向高能方向弯曲, 形成空穴量子阱, 反过来束缚空穴. 束缚于其中的空穴在掺杂方向处于分立能级上, 在与掺杂方向垂直的平面形成二维电子气 (2DES). 这种方法的极值就是形成所谓的 δ 掺杂量子阱, 即把掺杂层控制在一个原子单层. 由于 SiMBE 技术越来越成熟, 外延层中的合金组分、掺杂浓度、层厚都能控制得非常精确, 所以在这种材料体系中观察到很多量子机制的现象. 如双势垒共振隧穿^[1,2]、共振隧穿热载流子晶体管^[3]、超晶格的微带输运^[4]、Sb 和 B δ 掺杂量子阱的带内吸收^[5-7]等.

Si 基量子阱的能带偏移及其子能级位置的测量, 对其电学和光学性质的定量研究分析及其新器件的设计都非常重要. 本文用半导体电学测量技术中的导纳谱方法, 考察了用 MBE 技术生长的 $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ 量子阱结构和 Si 中高浓度 B 掺杂超薄层结构样品的基

态子能级的位置. 对于 $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ 单量子阱结构样品, 我们着重研究了退火对其基态子能级的影响. 发现了由于退火引起的 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 阱层展宽, 量子限制效应减小, 重空穴基态子能级降低, 表现在 $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ 退火时, 随退火时间延长, 激发能的反常增加和电导峰值温度升高; 在 $900\text{ }^{\circ}\text{C}$ 下退火, 由于扩散系数的增大和应变弛豫的增强, 则看不到这种由于量子限制效应引起的激发能反常增加. 由 B 超薄层掺杂形成的量子阱结构的样品, 我们观察到在掺杂层掺杂浓度不变情况下, 掺杂厚度的增加会导致量子阱中基态子能级位置下降, 从而载流子激发能增加.

2 测试原理

导纳谱最早是用于测量半导体材料中深能级缺陷^[8]. 由于半导体量子阱俘获和发射载流子的机制与深能级陷阱有相似之处, Lang 等人^[9]首先用此技术测量了 InP/GaInAs

量子阱异质界面的能带偏移. 本文以量子阱子能级上载流子受激热发射的理论模型^[10]为基础, 用此技术得到了量子阱中束缚载流子的发射激发能.

单量子阱结构样品能带排列如图 1 所示. 图 1 示出一个空穴量子阱邻接着在盖帽层形成的肖特基势垒.

导纳谱测量在零偏压下进行. 当测试交变小信号电压 $dV = dV_0 \exp(j\omega t)$ 加于样品两端时, 量子阱电导 G_w 与量子阱电容 C_w 表达

图 1 单量子阱能带图

式^[10]为

$$G_w = \frac{e_p \omega^2}{e_p^2 + \omega^2} \beta, \quad (1)$$

$$C_w = \frac{e_p^2}{e_p^2 + \omega^2} \beta, \quad (2)$$

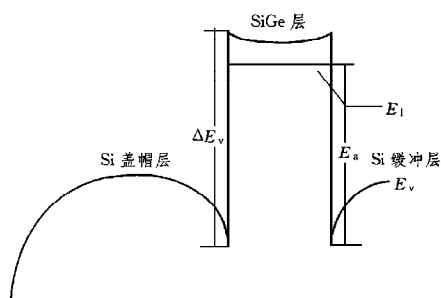
式中 e_p 为阱中空穴的热发射概率, β 为与阱内外空穴浓度有关的参数, ω 为测试电压的圆频率. 交变测试电压一方面使阱中电荷量改变而影响量子阱电容 C_w , 另一方面也使肖特基势垒发生变化, 改变肖特基势垒电容 C_0 , 因此, 整个样品电容 C 为

$$C = C_w + C_0. \quad (3)$$

同样, 整个样品电导还应考虑由样品中缺陷能级上载流子发射所产生的电导以及肖特基势垒漏电流的影响, 但当样品中缺陷浓度较低且漏电流较小时, 可忽略它们对样品总电导 G 的影响, 此时

$$G = G_w \quad (4)$$

Debbar 等人^[11]从阱中载流子的热发射和俘获间的细致平衡关系推导出量子阱中空穴的热发射率为



$$e_p = \alpha T^{1/2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (5)$$

弱电场时

$$E_a = \Delta E_v - E_1, \quad (6)$$

式中 α 为与温度无关的常数, E_a 为激活能, 对应于阱中重空穴基态子能级 E_1 与阱顶间的能量值, ΔE_v 为价带偏移量, 由于 e_p 随温度变化, 电导 G 和电容 C 也随温度而变化. 在低温端, $e_p \rightarrow 0$, 因此 $G_l \rightarrow 0$, $C_l \rightarrow C_0$; 在高温端, $e_p \gg \omega$, 故 $G_h \rightarrow 0$, $C_h = \beta + C_0$. 因此在 G - T 曲线上出现一峰值, 而在 C - T 曲线上出现一台阶, 其高低温电容的差 $\Delta C = C_h - C_l = \beta$.

由 $G' = 0$ 可得, 当 $e_p = \omega$ 时, 电导出现峰值,

$$G_{\max}/\omega = \frac{1}{2} \Delta C = \frac{1}{2} \beta. \quad (7)$$

在峰值温度 T_m 处,

$$\omega = e_p(T_m) = \alpha T_m^{1/2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT_m}\right). \quad (8)$$

对于多频导纳谱, 可从一组不同频率的 G - T 曲线上得到一组 (e_p, T_m) , 作 $\ln(e_p/T_m^{1/2}) - 1/T_m$ 直线图, 即可求得 E_a .

3 实 验

MBE 生长在一台法国 Riber 公司产的超高真空电子束蒸发系统中完成. 系统由生长室、分析室和进样室三部分组成. 生长室中配备电子束蒸发装置、反射式高能电子衍射 (RHEED) 仪、石英晶体振荡膜厚测试装置. 生长室的基本压强为 7×10^{-9} Pa, 生长期间的真空度可保持在 1×10^{-7} Pa. 样品的衬底材料为 $\phi 39$ mm 的 p 型 Si(100) 单晶, 电阻率为 $0.01 \Omega \cdot \text{cm}$. 在 SiMBE 前, 样品表面的清洁处理采用 Ishizaka^[12] 的多次氧化腐蚀法, 然后进样至生长室, 加热到 850°C , 恒温 10 min 后, 样品表面的薄氧化保护层被蒸发掉, 此时 RHEED 图形为 2×1 再构. SiGe 合金量子阱样品 SA 的生长过程如下: 衬底温度保持在 550°C , 在其上依次生长 200 nm Si 缓冲层、4 nm $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}$ 合金层和 300 nm Si 层, 由二次离子质谱测试结果表明 Si 外延层中非有意掺杂 B 的浓度约为 $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 而 GeSi 合金层中的 B 掺杂浓度约为 $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. 样品分割成小片后放于预热的石英舟上, 然后迅速推入通 N_2 保护的管状退火炉中进行一次性退火, 退火条件是在 800°C 和 900°C 分别退火 10, 20, 30, 40 min. B 超薄层高浓度掺杂量子阱结构样品的生长过程如下: 首先打开 Si 源, 以 0.1 nm/s 的速率生长约 200 nm 的非掺杂缓冲层, 调整 Si 源速率至 0.02 nm/s 后, 接着打开 B 源, 均匀生长一层高掺 B 的 Si 层, B 的掺杂通过蒸发 B_2O_3 进行, 三块样品 SB, SC, SD 的高掺层厚度分别为 1, 2, 3, 5 nm, 随后同时关闭 Si 源和 B 源, 使得真空腔中残余的 B 气氛尽可能减小, 10 min 后打开 Si 源, 以 0.1 nm/s 的速率生长约 500 nm 的 Si 覆盖层. 通过二次离子质谱可测得掺杂层 B 的峰值浓度为 $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, 所有样品背面蒸上 Al, 然后在 N_2 气氛中 500°C 加热, 使其成合金, 以形成欧姆接触; 在样品正面蒸上 Al, 形成肖特基接触.

导纳谱用 Hewlett-Packard 4275ALCR 仪器测量, 测量温度范围为 77—300 K, 样品温

度用热电偶结合数字万用表测量,两个仪器通过 IEEE-488 接口,由一台计算机控制.

4 结果与讨论

4.1 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ 量子阱

图 2 为不加偏压时,样品 SA 在不同频率下,电容 C_p 和电导 G_p 随温度的变化曲线,测试频率分别为 3, 1 MHz 和 500, 300, 100 kHz. 从图 2 可见,随测试频率的提高,电导的峰值温度向高温方向移动,这是因为频率 $\omega = e_p(T_m)$, 而高的发射概率需要阱中载流子在较高温度下才能达到. 图 2 中电容曲线呈台阶形状. 曲线 b, c, d, e 的台阶高端值相同,有 $C_h = 126.8 \text{ pF}$, $C_l = 74.5 \text{ pF}$, $\frac{1}{2}\Delta C = \frac{1}{2}(C_h - C_l) = 26.1 \text{ pF}$. 相对应的 G/ω 曲线上的 b, c, d, e 的峰值基本相同,约为 24.2 pF . (7) 式要求 $G_{\max}/\omega = \frac{1}{2}\beta = \frac{1}{2}\Delta C$, 与测试频率 ω 无关. 从我们的结果来看, $G_{\max}/\omega$ 和 $\frac{1}{2}\Delta C$ 相差不到 2 pF , 在实验误差范围内可以认为是相等的. 曲线 a 测试频率为 3 MHz, $C_h = 133.7 \text{ pF}$, $C_l = 79.6 \text{ pF}$, 与曲线 b, c, d, e 相比, 差别略大. 这是因为在此频率下,漏电流较大造成的,从 G/ω 曲线上可明显看出,在 225 K 附近,曲线 a 有较大的漏电流. 图 3 示出 Arrhenius 线 $\ln(\omega/T_m^{1/2}) - 1/T_m$. 由图 3 得出生长态样品的激发能 E_a 为 0.235 eV . 对单量子阱,可用简单的有限深方势阱模型计

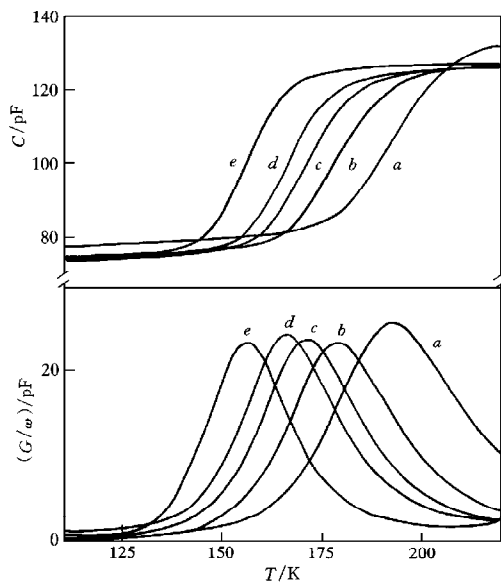


图 2 不同测试频率下电容和电导谱 测试频率: 曲线 a 为 3 MHz; 曲线 b 为 1 MHz; 曲线 c 为 500 kHz; 曲线 d 为 300 kHz; 曲线 e 为 100 kHz

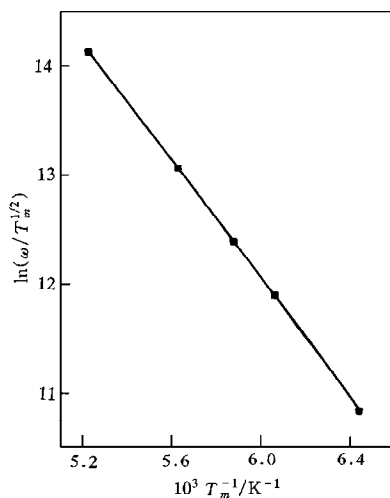


图 3 电导峰值处的发射概率 e_p 和温度 T_m 的 Arrhenius 线

算阱中的子能级排列. 阱的深度参考 Schwartz 等人^[13]的结果. 他们给出了一个简单关系式, $\Delta E_v = 0.74 x$, x 为 Ge 的组分. 当 $x = 0.4$ 时, $\Delta E_v = 0.296 \text{ eV}$. 计算中合金层的空穴有效质量通过线性内插 Si 和 Ge 的有效质量得到. 实验部分提到阱中空穴浓度为 $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 如此浓度的空穴绝大多数分布在重空穴基态. 对于轻空穴基态, 由于阱层应变的存在, 使得它的能带在 Γ 点高于重空穴约 60 meV . 这样, 轻空穴基态分布的载流子数目极少, 所以计算中我们仅考虑重空穴基态能级的位置. 当势阱宽度为 4 nm 时, 计算得到重空穴的基态能级 E_1 为 32 meV , 则能带偏移 ΔE_v 为 0.267 eV . 与 Schwartz 等人^[13]的结果 0.296 eV 相比, 偏大 0.029 eV , 相对偏差约为 11% , 可以认为基本符合. 这说明我们采用的阱中载流子受激发射模型是正确的, 得出的激发能 E_a 是基态子能级到阱顶的距离. 随后一系列退火过的样品用导纳谱测出的激活能值列在表 1.

表 1 样品在 800 和 900 ℃ 分别退火 10, 20, 30, 40 min 后, 导纳谱测出的 E_a 值		
退火温度/℃	退火时间/min	激发能/eV
800	10	0.228
	20	0.232
	30	0.246
	40	0.258
900	10	0.215
	20	0.201
	30	0.192
	40	0.156

$\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ 量子阱在不同温度下退火, 异质结界面的 Si, Ge 会互扩散, 使量子阱的形状剖面和深度改变, 进而影响到阱中能级的位置, 从导纳谱上得到的激发能值就会有变化. 表 1 显示, 在 $800 \text{ }^\circ\text{C}$ 退火, 随退火时间延长 10, 20, 30, 40 min, E_a 值分别为 $0.228, 0.232, 0.246, 0.258 \text{ eV}$, 呈现增大的趋势, 并且在退火 30 min 后, E_a 为 0.246 eV , 已经超出原位生长的 SA 样品的 E_a 值 0.235 eV . 对于以上结果, 基于测试原理部分的载流子热激发模型, 从退火导致异质界面 Si, Ge 互扩散的角度可得

到很好的解释. 在退火过程中, Si, Ge 互扩散, 导致 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ 界面展宽, 有效阱宽变大, 量子限制效应减小, 即 E_1 减小. 由于 Si, Ge 互扩散在 $800 \text{ }^\circ\text{C}$ 退火时还较小, 最深的阱底位置(阱中间)Ge 的组分变化很小, 由公式 $E_a = \Delta E_c - E_1$ 可知, E_a 有可能增加. Si, Ge 单量子阱扩散后 Ge 的成分分布 $C(z)$ 可用下式表示^[14]:

$$C(z) = \frac{C_0}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{z - (L_w/2)}{d_0} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{z + (L_w/2)}{d_0} \right) \right], \tag{9}$$

式中 C_0 为生长态样品 Ge 的组分, 其值为 0.4 , 阱宽 L_w 为 4 nm , $d_0 = 2(Dt)^{1/2}$ 为界面展宽, D 为扩散系数. 考虑到量子阱势垒高度和 Ge 的组分关系, 有^[13]

$$V(z) = 0.74 C(z) - 0.029, \tag{10}$$

$V(z)$ 为量子阱势垒高度, -0.029 eV 为考虑到理论值与我们实验值的偏差而添加的一项. 在 $800 \text{ }^\circ\text{C}$ 时, D 取值为 $2.5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2/\text{s}$ ^[15], 计算退火 10, 20, 30, 40 min 后量子阱势垒变化如图 4 所示, 其中阱底 A 点的值依次为 $0.267, 0.265, 0.259, 0.25 \text{ eV}$, 与原位生长样品的阱底位置 0.267 eV 相比变化很小, 最多相差 17 meV . 图 4 中所示子能级位置 E_i 是把以上各种形状的势能代入薛定谔方程求解得到. 基于以上简单的模型, 得到的 E_a 值分别为 $0.236, 0.238, 0.241, 0.247 \text{ eV}$, 与表 1 的结果有些出入, 这是因为我们的模型较简单, 没有考虑很多复杂的因素, 但确实存在着增大的趋势, 说明我们对激发能增加的解释是合理的.

在 900 ℃ 时退火 10, 20, 30, 40 min, 由表 1 可知激发能分别为 0.215, 0.201, 0.192, 0.156 eV, 呈单调下降趋势. 在 900 ℃ 时退火, 扩散系统比 800 ℃ 时大一个数量级^[15], 扩

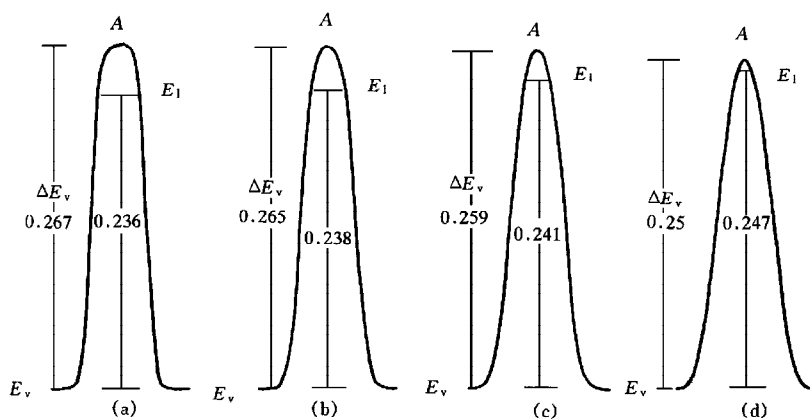


图 4 样品 SA 经 800 ℃, 不同时间 ((a) 10 min (b) 20 min (c) 30 min (d) 40 min) 退火后, ΔE_v 和 E_1 的变化

散的加剧导致阱层 Ge 的有效组分显著降低, 而此时界面展宽效应使 E_1 很快接近阱底 (退火 10 min 后 E_1 小于 3 meV), 这样随退火时间延长, E_1 变化很小, 而激发能会持续下降. 另外, 随退火时间延长, 阱层晶格弛豫量增加也是导致激发能连续下降的原因. 在 800 ℃ 时退火, 我们没有考虑晶格弛豫的影响, 是由于在此温度下退火, 晶格弛豫量较小^[16]. 而在 900 ℃ 时退火, 晶格弛豫的影响不能忽略.

图 5 为退火样品在测试频率为 500 kHz 时的 G/ω 曲线. 发现图 5 有这样几个特点. 在

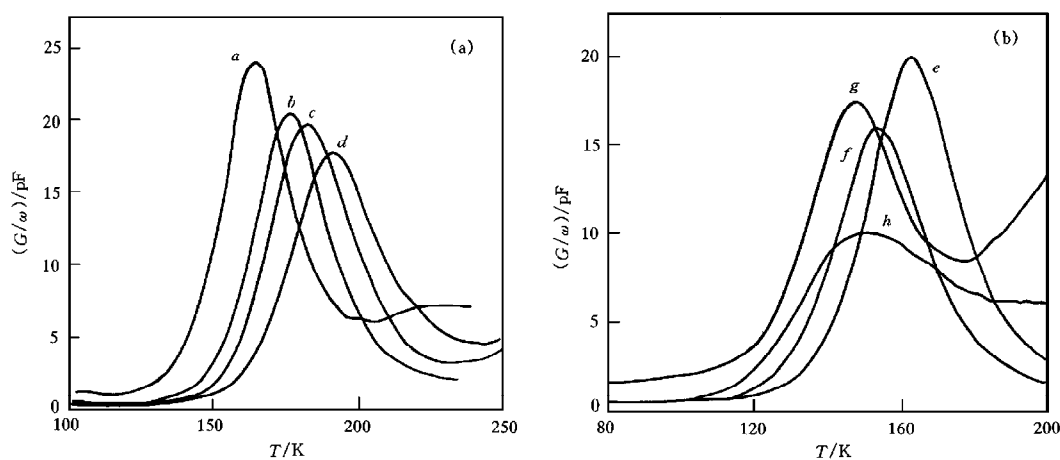


图 5 导纳谱测试频率 500 kHz 退火样品的 G/ω 曲线 (a) 为退火温度 800 ℃, 曲线 a 退火 10 min, 曲线 b 退火 20 min, 曲线 c 退火 30 min, 曲线 d 退火 40 min; (b) 为退火温度 900 ℃, 曲线 e 退火 10 min, 曲线 f 退火 20 min, 曲线 g 退火 30 min, 曲线 h 退火 40 min

800 ℃ 时退火, 随退火时间延长, G/ω 曲线的峰值温度升高, 而 G/ω 曲线的峰值却降低. 在 900 ℃ 时退火, 其规律正好相反, 即 G/ω 曲线的峰值温度降低而峰值升高. 值得注意的是, 图 5(b) 中曲线 g 的峰值超过曲线 f , 是由于曲线 g 漏电流过大造成的, 如果减去漏电流, 其峰值当比曲线 f 的峰值要小. 曲线 g 漏电流较大的原因尚不清楚, 或许是 Si 片的不均匀性造成的. 图 5 所示规律与由于扩散造成 E_a 的变化相一致. 阱中空穴在温度 T_m 处的发射概率 e_p 由 (8) 式给出, 在 800 ℃ 时退火, 随退火时间延长, E_a 增大, 图 5 各曲线的测试频率均等于 $e_p(T_m)$, 由 (8) 式可知, E_a 增大, 必然要求 T_m 增大. 在 900 ℃ 时退火, 随退火时间延长, E_a 减小, 则 T_m 减小. 由 (7) 式, $G_{\max}/\omega = \frac{1}{2}\beta$, β 和阱中空穴浓度成正比. 在 800 ℃ 时退火, 随退火时间延长, 虽然 E_a 增大, 但阱的界面展宽, 阱底变浅, 都会使阱中的载流子浓度变小, 见图 5(a), $G_{\max}/\omega$ 随温度升高而变小. 在 900 ℃ 时退火, 随退火时间延长, E_a 减小, 阱的塌陷更快, 见图 5(b), $G_{\max}/\omega$ 随温度的降低而变小.

4.2 B 高掺杂超薄层量子阱

用导纳谱技术, 同样可以研究 B 高浓度超薄层掺杂量子阱基态能级的位置. 对导纳谱的处理方法同 SiGe/Si 量子阱完全一样. 图 6 示出相同掺杂浓度、不同掺杂厚度的样品 SB, SC, SD 在 500 kHz 测试频率下的 G - T 图. 可以看出, 随掺杂厚度增加, 样品电导峰值温度也随之增加, 空穴激发能变大, 因为具有大的激发能空穴, 需要较高的温度才能获得一定的发射率. 导纳谱测试结果表明, 样品 SB, SC, SD 的激发能分别为 0.11, 0.30, 0.34 eV. 相同的掺杂浓度下, 空穴的激发能差别较大, 这说明随掺杂厚度增加, 量子限制效应减弱, 阱中基态子能级位置下降, 从而导致激发能增加.

为了更好地理解实验结果, 我们通过解泊松方程与薛定谔方程, 对未受肖特基耗尽区影响的掺杂量子阱进行自洽计算. 假定高掺杂的样品 SC 没有扩散, 在高掺杂层内均匀分布, 且完全电离; 费密能级 E_F 至价带顶 E_{VB} 的距离, 由缓冲层非故意掺杂浓度 N_{AE} 决定, 即 $E_{VB} - E_F = kT \ln(N_c/N_{AE})$, N_c 是 Si 价带的有效状态密度; Si(100) 方向轻重空穴有效质量取 $m_l^* = 0.3 m_0$, $m_h^* = 0.2 m_0$, 轻重空穴态密度有效质量分别取 $0.4 m_0$, $0.15 m_0$ [17]. 图 7 示出样品 SC 的量子阱计算结果. 取

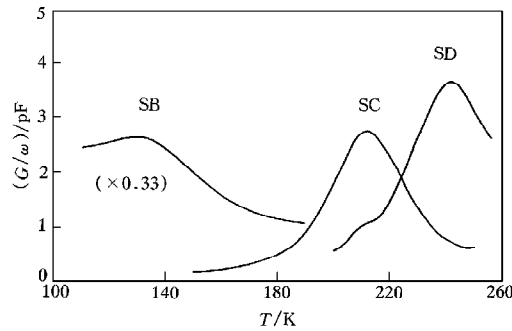


图 6 不同掺杂厚度的样品 SB, SC, SD 在 500kHz 测试频率下的 G - T 图

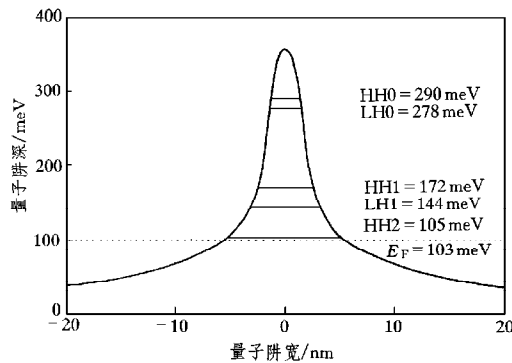


图 7 样品 SC 的量子阱计算结果

样品 SC 不同测量频率的导纳峰值区平均温度 $T=200\text{ K}$, $N_{\text{AE}}=2\times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$, $E_{\text{VB}}-E_{\text{F}}=0.10\text{ eV}$, 则样品 SC 中量子阱的重空穴基态 HH0 的激发能 $E_{\text{a}}=(E_{\text{VB}}-E_{\text{F}})+(E_{\text{F}}-\text{HH0})=0.29\text{ eV}$, 与导纳谱实验测量值符合较好, 表明导纳谱测得的电导峰主要来自量子阱的重空穴基态 HH0 的贡献. 从图 7 可看出, 与一般组分子量子阱不同的是, 高掺杂量子阱中费密能级以下有数个子能级. 严格讲它们对样品交流电导和电容都有贡献, 但以基态子能级贡献最大. 因为量子阱势能受外加交流下信号作用而周期变化时, 其形状总体基本不变, 因而每个子能级上空穴占有比例基本不变, 可以认为每个子能级上空穴的变化量, 即对电容电导的贡献量, 与该子能级上的空穴占有比例成正比. 计算表明量子阱中有近 70% 的空穴占据基态, 即 HH0 与 LH0 态, 而其中大部分又在 HH0 态上. 占有数最多的 HH0 态对样品导纳贡献最大, 实验上也最容易测量到.

5 结 论

本文用导纳谱技术研究了退火对合金组分子量子阱 Si/Si_{0.6}Ge_{0.4}/Si 基态子能级的影响. 发现在 800 °C 温度下退火, 随退火时间延长, Si_{0.6}Ge_{0.4} 界面展宽, 导致量子限制效应降低, 激发能增加, 表现在电导谱上, 电导峰值温度升高, 峰值下降; 在 900 °C 温度下退火, 由于扩散系数显著增大和应变弛豫的加强, 随退火时间延长, 激发能单调下降, 表现在电导谱上, 电导峰值温度和峰值皆下降. 在保持掺杂浓度不变的情况下, 导纳谱技术对 B 高浓度超薄层掺杂量子阱子能级研究发现, 空穴激发能随掺杂厚度增加而变大的量子束缚效应.

- [1] H.C.Liu, D.Landheer, M.Buchanan *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **52**(1988),1809.
- [2] S.S.Rhee, J.S.Park, R.P.G.Karunasiri *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **53**(1988),204.
- [3] S.S.Rhee, G.K.Chang, T.K.Carns *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **56**(1990),1061.
- [4] J.S.Park, R.P.G.Karunasiri, K.L.Wang *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **54**(1989),1564.
- [5] J.S.Park, R.P.G.Karunasiri, K.L.Wang, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B8**(1990),217.
- [6] R.P.G.Karunasiri, J.S.Park, K.L.Wang *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **56**(1990),1342.
- [7] R.P.G.Karunasiri, J.S.Park, Y.J.Mii *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **57**(1990),2585.
- [8] D.L.Losee, *Appl. Phys. Lett.*, **21**(1972),54.
- [9] R.E.Cavicchi, D.V.Lang, D.Gershoni *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **54**(1989),739.
- [10] Fang Lu, Jia-yu Jiang, Heng-hui Sun, *Phys. Rev.*, **B51**(1995),4213.
- [11] N.Debbar, D. Biswas, P.Bhattacharya, *Phys. Rev.*, **B40**(1989),1058.
- [12] A. Ishizaka, K. Nakagawa, Y. Shiraki, *Proc. and Intern. Syn. on MBE and Related Clean Surface Techniques* (Tokyo, Japan, 1982)p. 183.
- [13] G.P.Schwartz, M.S.Hybertsen, J.Berk *et al.*, *Phys. Rev.*, **B39**(1989),1235.
- [14] A.Souifi, T.Benyattou, G.Guilot *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **78**(1995),4039.
- [15] H.Sunamura, S.Fukatsu, N.Usami *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **63**(1993),1651.
- [16] X.Liu, D.Huang, Z.Jiang, *Phys. Rev.*, **B53**(1996),4699.
- [17] J.S.Park, R.P.G.Karunasiri, K.L.Wang *et al.*, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **220**(1991),85.

GROUND STATE ENERGY LEVEL OF Si-BASE QUANTUM WELLS DETECTED BY ADMITTANCE SPECTROSCOPY

LIN FENG SHENG CHI KE LIAN ZHU JIAN-HONG GONG DA-WEI
ZHANG SHENG-KUN YU MIN-FENG FAN YONG-LIANG WANG XUN

(State Key Laboratory of Surface Physics, Fudan University, Shanghai 200433)

(Received 29 September 1997; revised manuscript received 10 January 1998)

ABSTRACT

The admittance spectroscopy technique has been used to study the hole confinement in Si/Si_{1-x}Ge_x/Si and boron highly doped superthin Si quantum wells. Based on the carrier thermal emission model of the carriers in the well, the value of activation energy derived from the admittance spectra was considered as the distance from the position of the heavy hole ground state in the well to the top of it. For Si/Si_{1-x}Ge_x/Si quantum wells we found the value of activation energy increased with increasing annealing time at 800 °C. The phenomena could be explained the annealing-induced interdiffusion of Si and Ge, the interface broadening, the weakening of quantum confinement, the decrease of the position of the heavy hole ground state, and so the increase of the activation energy. At the annealing temperature of 900 °C, we only see the decrease of the value of activation energy with increasing annealing time. For boron highly doped superthin Si quantum wells due to quantum confinement effect, we observed the activation energy are different for samples with the same doping density but different well widths.

PACC: 6630; 6855; 7340L