

异质结界面能隙坡度对 DH 激光器特征温度 T_0 的影响

吴 克 林

(马鞍山市晶体管厂)

提要: 本文提出了异质结有效能隙势垒的概念, 并且假设它与异质结名义能隙势垒有下列关系:

$$\Delta E_{geff} = \Delta E_g \left[1 - 2 \left(\tanh \frac{a}{l} \right)^{1/2} + \tanh \frac{a}{l} \right].$$

用这个关系能解释文献中的一些实验现象和矛盾。

Influence of heterojunction interface energy gap grade width on characteristic temperature T_0 of DH lasers

Wu Kelin

(Maanshan Transistor Plant)

Abstract: In this paper we propose a new concept of heterojunction effective energy gap barrier, and suppose that the relation between heterojunction effective energy gap barrier and heterojunction nominal energy gap barrier is given by

$$\Delta E_{geff} = \Delta E_g \left[1 - 2 \left(\tanh \frac{a}{l} \right)^{1/2} + \tanh \frac{a}{l} \right].$$

It can explain some experimental results and contradiction in articles.

DH 注入式激光器的阈值电流与温度的关系是人们最关心的特性之一。这种关系可用下式表示:

$$I_{th}(T) = I_{th}(T_1) \cdot \exp\left(\frac{T - T_1}{T_0}\right) \quad (1)$$

式中 $I_{th}(T)$ 和 $I_{th}(T_1)$ 分别为温度 T 和 T_1 时的阈值电流; T_0 为特征温度, 它的大小标志着阈值电流随温度变化的灵敏度, T_0 大, 阈值电流随温度变化小, 即阈值的温度稳定

性好, 这是人们所希望的; T_0 小, 阈值电流随温度变化大, 即阈值的温度稳定性差。实验发现用不同工艺和不同条件制造的 DH 激光器的 T_0 相差很大, 例如用 MBE 和 MO-CVD 制造的量子阱激光器的 T_0 有的高达 437 K, 而用普通的 LPE 制造的 DH 激光器的 T_0 一般在 80~120 K, InGaAsP/InP DH 激光器的 T_0 只有 50~70 K^[1]。另外, 高温和低温

收稿日期: 1983 年 7 月 20 日。

时的 T_0 明显不同, 低温时的 T_0 要比室温以上的高得多, 存在着一个明显的转折温度^[2]。

目前对 T_0 的研究十分活跃, 报道的文章很多, 提出了各种各样说明 T_0 的机构^[3,4]。这些假设机构虽然都能说明一些问题, 但也存在不少矛盾。这些机构中最重要的是在热发射理论基础上提出的注入载流子越过异质结能隙势垒的泄漏和非辐射俄歇复合^[3,5]。注入载流子越过能隙势垒的泄漏显然与能隙势垒的高度有关。所以[6]中提出了如下的公式:

$$T_0 = A \cdot \Delta E_g \quad (2)$$

式中 A 是常数, 在 200~300 K/电子伏之间, ΔE_g 是宽带隙材料的能隙与窄带隙材料的能隙之差, 即后面所说的名义能隙势垒。这个式子把 T_0 和能隙差直接联系起来。他们也发现 ΔE_g 大的激光器 T_0 高。但这个式子不能说明量子阱激光器的 T_0 为什么特别高, 因为量子阱激光器的 ΔE_g 并不特别大。另外, Nahory 等^[4] 的实验认为 T_0 不决定于能隙差 ΔE_g 。这些结果似乎非常矛盾。我们认为这些矛盾是因为没有考虑能隙坡度宽度所造成的, 所以我们在这里提出“异质结有效能隙势垒”的概念, 它是指将坡度分布的能隙等效为阶跃分布的能隙时所得到的势垒, 如图 1 所示。有效能隙势垒不仅决定于窄带隙材料的带隙差, 即 ΔE_g , 而更重要的是决定于能隙的坡度宽度。如果用我们定义的有效能隙势垒 $\Delta E_{g,eff}$ 代替(2)式中的名义能隙势垒 ΔE_g , 那末矛盾就可以解决。

目前各种方法生长的异质结构中, 从窄带隙材料到宽带隙材料的过渡都是逐渐的, 即存在着一个能隙过渡区——坡度层。理论

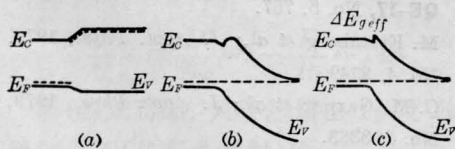


图 1 有效能隙势垒的定义

(a) 空间电荷中性; (b) 用坡度势和静电势迭加得到的能带分布; (c) 等效能带分布, 是 P-GaAs/N-AlGaAs 结构

和实验都发现坡度层的宽度对能隙势垒有明显的影响, 它降低了能隙势垒的高度, 然而对名义能隙势垒却没有丝毫影响, 这一点在过去所有文献中都没有阐明。在名义能隙势垒一定的情况下, 能隙坡度愈宽, 能隙势垒降低愈甚, 当然有效能隙势垒也就愈低。能隙坡度宽度由生长的方法和生长的具体条件决定。在一般情况下, 用 MBE 和 MO-CVD 生长的异质结构的化学转变区最薄, 约 15 Å (这是目前测量仪器的分辨率水平); VPE 生长的次之, 约 65 Å; LPE 生长的最厚, 约 100 Å^[7]。但因 LPE 工艺不断改进, 水平不断提高, 目前已能生长过渡区 25~50 Å 的异质结构^[5]。

为了定性说明能隙坡度宽度对能隙势垒的影响, 我们对 P-GaAs/N-AlGaAs 异质结构, 用坡度势和静电势迭加的方法将其能带分布分陡、小坡度宽度和大坡度宽度的情况示于图 2。由图 2 可见, 随着坡度增加, 势垒逐渐降低, 甚至完全消失。

能隙坡度宽度对能隙势垒的影响及其对 DH 激光器特性的影响已经引起人们的普遍

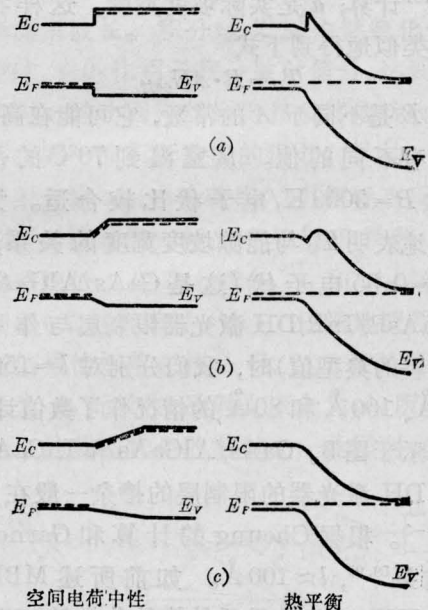


图 2 能隙坡度宽度对能隙势垒的影响
(a) 陡的情况; (b) 小坡度宽度情况; (c) 大坡度宽度情况。是 P-GaAs/N-AlGaAs 结构

注意。最近已有能隙坡度宽度对 T_0 影响的报道^[5]。事实上在热发射理论上提出的注入载流子的泄漏机构中, 由于能量低不能越过陡能隙势垒的注入载流子能容易地越过坡度层逃逸出作用区。所以异质结能隙的坡度分布使异质结对注入载流子的限制作用大大降低。这必然对激光器的阈值和 T_0 产生影响。由此我们可以得出结论, 尽管作用层和限制层的含 Al 量分别相等, 即名义能隙势垒 ΔE_g 相等, 但由于能隙坡度宽度不同, 有效能隙势垒 ΔE_{geff} 可能相差很大。这就是造成前面所说的矛盾的根源。

有效能隙势垒和名义能隙势垒、能隙坡度宽度怎样互相联系呢? 我们根据文献报道的有关数据, 假设它们之间有下列关系:

$$\Delta E_{geff} = \Delta E_g \left[1 - 2 \left(\tanh \frac{a}{l} \right)^{1/2} + \tanh \frac{a}{l} \right]. \quad (3)$$

式中 l 为特征坡度宽度, 它的意义是当坡度宽度为 l 时, 能隙势垒降到了接近于零。 l 与宽带隙材料的浓度有关, 可根据 Cheung 的理论^[8] 计算; a 是实际坡度宽度。这样我们可以类似地得到下式

$$T_0 = B \cdot \Delta E_{geff} \quad (4)$$

式中 B 是不同于 A 的常数, 它可能在高、低温时有不同的值。从室温到 70°C 的范围内取 $B = 3000 \text{ K/电子伏}$ 比较合适。为了清楚地表明 T_0 与能隙坡度宽度的关系, 在 $\Delta E_g = 0.35$ 电子伏 (这是 GaAs/AlGaAs 和 InGaAsP/InP DH 激光器限制层与作用层能隙差的典型值) 时, 我们分别对 $l = 150 \text{ \AA}$ 、 120 \AA 、 100 \AA 和 80 \AA 的情况作了数值计算, 结果示于图 3。GaAs/AlGaAs 和 InGaAsP/InP DH 激光器的限制层的掺杂一般在 10^{17} 厘米⁻³。根据 Cheung 的计算和 Garner 等的结果^[8,9], $l \approx 100 \text{ \AA}$ 。如前所述 MBE 和 MO-CVD 生长的异质结构的化学转变区已达测量仪器的分辨率水平, 约 $10 \sim 15 \text{ \AA}$, LPE 也能生长转变区在 $25 \sim 50 \text{ \AA}$ 的异质结构。而

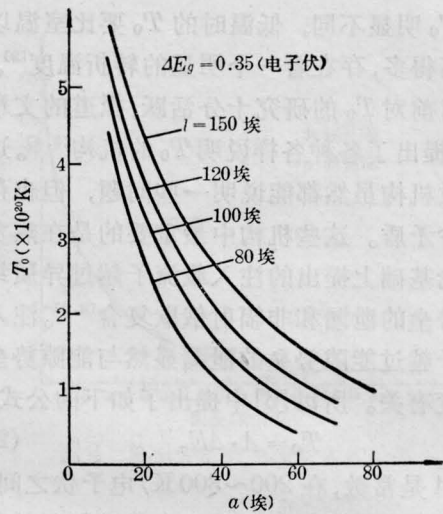


图 3 特征温度 T_0 与能隙坡度宽度的关系

LPE 生长的 InGaAsP/InP 异质结构的化学转变区要比 GaAs/AlGaAs 异质结构的厚些。如果我们取 a 分别为 13 \AA 、 30 \AA 、 50 \AA 和 60 \AA , 那末由图 3 $l = 100 \text{ \AA}$ 的那条线查得 T_0 分别为 420 K 、 225 K 、 110 K 和 75 K 。这些结果是与报道的 GaAs/AlGaAs 量子阱激光器、LPE 制造的 GaAs/AlGaAs 和 InGaAsP/InP DH 激光器的 T_0 相符的。

感谢上海光机所王新祥同志的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] N. K. Dutta, R. J. Nelson; *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **38**, No. 6, 407
- [2] Y. Horikoshi, Y. Furukawa; *Japan. J. Appl. Phys.*, 1979, **18**, No. 4, 809.
- [3] G. H. B. Thompson; *Electron Lett.*, 1980, **16**, No. 1, 42.
- [4] R. J. Nelson et al.; *Electron Lett.*, 1980, **16**, No. 17, 653.
- [5] W. Nijman et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981, **QE-17**, No. 5, 767.
- [6] M. Ettenberg et al.; *J. Appl. Phys.*, 1979, **50**, No. 4, 2949.
- [7] C. M. Garner et al.; *J. Appl. Phys.*, 1979, **50**, No. 5, 3383.
- [8] D. T. Cheung et al.; *Solid-State Electronic*, 1975, **18**, No. 3, 263.
- [9] C. W. Garner et al.; *J. Appl. Phys.*, 1977, **48**, No. 7, 3147.