

InP、InGaAsP 质子轰击区的光学特性 及质子轰击条件对 InGaAsP/InP DH 激光器特性的影响

朱龙德 王 莉 胡雄伟

(中国科学院半导体研究所)

1982年9月24日收到

提 要

研究了 InP、InGaAsP 材料在质子轰击前后的光吸收特性和荧光特性，观察了热处理对这些光学特性的影响。用扫描电镜观察了 DH 片子解理面上质子轰击区的形貌，由此确定了一定加速能量下的轰击深度和电极金属层的阻挡能力。分析比较了不同的质子轰击深度对激光器伏-安特性和激射特性的影响，发现在最佳的轰击条件下才能得到阈值低、效率较高，功率-电流曲线的转折点较高，光谱比较单纯的激光器。

一、引言

对 GaAs, InP 等 III-V 族化合物进行质子轰击，就能造成深能级缺陷中心^[1]。这些中心俘获陷落载流子，使半导体变成高阻。利用这个性质可以达到对导电区高阻隔离的目的，质子轰击条形 GaAs/GaAlAs 或 InGaAsP/InP DH 激光器就是其典型例子^[2,3]。InP 中质子轰击，对 P-InP 在较窄的剂量范围内可以得到电阻率 $\rho \sim 10^8 \Omega\text{-cm}$ ，但在过高的轰击剂量下 N 型和 P 型 InP 都变成 $\rho \sim 3 \times 10^3 \Omega\text{cm}$ 的中等高阻 N 型材料^[4]。因此对 P-InP 限制层空穴浓度为 $(5-10) \times 10^{17}/\text{cm}^3$ 的 InGaAsP/InP DH 片子，可以选用 $(3-7) \times 10^{13}/\text{cm}^2$ 的质子剂量就可以使 P-InP 中轰击峰值区的电阻率达到 $10^8 \Omega\text{cm}$ ，实现注入电流通道的有效高阻隔离。

用质子轰击方法制作 InGaAsP/InP DH 激光器的过程中发现，同样的 DH 片子用不同的能量轰击，器件特性有很大的差别。浅轰击情况相当于电极条形，电流限制效果差；为了使电流限制效果好可以进行深轰击，但当轰击区超过有源层或轰击前沿达到有源层时器件不能激射。为了找到最佳轰击条件，用扫描电镜观察了解理面上轰击形貌，确定了轰击深度；分析比较了不同的轰击条件下激光器的特性。为了理解所得到的结果，研究了质子轰击区的光吸收和光荧光特性。由此发现，在最佳轰击条件下就能得到阈值低，效率较高，光输出特性的转折点较高，光谱比较单纯的激光器。

二、InP、InGaAsP 质子轰击层的光学特性

用双光束分光光度计测量了 P-InP, N-InP 以及有源层 InGaAsP ($\lambda_L \approx 1.28\mu\text{m}$) 样品在质子轰击前后的透射光谱, 由透射率和表面反射率计算了光吸收系数, 并观察了热处理对光吸收的影响。实际 DH 片生长用直拉掺 Sn-InP ($n \sim 1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$) 衬底上进行了锌扩散, 形成了 $3.65\mu\text{m}$ 的 P 型层作为 P-InP 光吸收测量样品, 其表面浓度为 $\sim 3 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 。另外掺 Sn-InP 上 LPE 生长 $5\mu\text{m}$ 掺 Te-InP ($n \sim 2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$), 再生长 $1.1\mu\text{m}$ 未掺杂 InGaAsP ($\lambda_g \sim 1.26\mu\text{m}$) 层作为四元材料吸收测量样品。这些样品除外延表面之外都用机械和化学抛光, 得到没有机械损伤的镜面。用双光束分光光度计以空气为参比测量了样品透射率, 透射率测量的精度为 1%。对标准掺 Sn-InP 衬底 (100) 扩散之前测量了其透射率谱, P-InP 和 InGaAsP 样品在轰击之前也测量了透射率。然后对样品进行了质子轰击。对 P-InP 层用 250keV 和 80keV 的质子进行了两重轰击, 剂量各为 $\approx 1 \times 10^{15}/\text{cm}^2$ 。对 InGaAsP 用 80keV 质子进行了轰击, 剂量为 $\sim 1 \times 10^{15}/\text{cm}^2$ 。轰击之后再测量了透射率。然后样品都在 440°C N_2 气氛中进行了热处理 1.5 分钟, 并再测量了光吸收。

考虑到在样品内部光的多级反射过程, InP 衬底样品的吸收系数 α_1 可由公式

$$T_1 = \frac{(1 - R_1)^2 e^{-\alpha_1 d_1}}{1 - R_1^2 e^{-2\alpha_1 d_1}} \quad (1)$$

求得。其中 T_1 为透射率, R_1 为 InP 的反射率, d_1 为样品厚度。对 P-InP 或 InGaAsP 样品, 忽略 p-n 结面上或 InGaAsP-InP 异质结面上微弱的反射过程, 吸收系数 α_1 可以利用透射率公式

$$T_2 = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)e^{-(\alpha_1 d_1 + \alpha_2 d_2)}}{1 - R_1 R_2 e^{-2(\alpha_1 d_1 + \alpha_2 d_2)}} \quad (2)$$

计算。其中 R_2 、 d_2 分别是 P-InP 或 InGaAsP 的表面反射率和厚度。对 InP-空气界面的反射率我们采用了 Utaka 等人的理论色散关系数据^[5]。而对 InGaAsP 的反射率, 由于 LPE 表面的固有不平整性, 采用了由远离带边的长波长处 ($\lambda \sim 1.7\mu\text{m}$) 透射率和已测到的掺 Sn-InP 吸收数据用公式(2)求得的数据。由于在长波边上 α_2 很小, 而且 $d_2 \ll d_1$, 满足 $\alpha_1 d_1 \gg \alpha_2 d_2$ 。由 Chandra 等人的 InGaAsP 色散关系实验数据^[6]可知, 在带边附近反射率当做常数是合理的。

N-InP、P-InP 及 InGaAsP 的吸收数据如图 1。其中吸收系数 α 对 P-InP 轰击层是平均值, 因为单能量轰击的质子分布(因而是缺陷分布)是高斯型的。掺 Sn-InP 衬底的吸收系数在带边很陡地增加, 带边附近长波边上吸收很小, $\alpha_1 \leq 4\text{cm}^{-1}$ 。P-InP 长波侧吸收系数为 $10-100\text{ cm}^{-1}$ 。质子轰击使 P-InP 带边附近的吸收增加很多, 特别是在 $1.3\mu\text{m}$ 波长附近 α 在这个剂量下增加一个数量级以上, 达到 $\sim 600\text{cm}^{-1}$, 而且带边上吸收增加不如原先那样陡了。热处理非常有效地消除 P-InP 轰击缺陷吸收, 这由图 1 可以看出。计算轰击引起的额外吸收系数 $\Delta\alpha_1$ 和厚度的乘积 $\Delta\alpha_1 \cdot d_1$ 在热处理前后的变化表明, 热处理后在带边上 ($\lambda \sim \lambda_g$) 还保留了相当大的额外吸收。图 1 还表示轰击使 InGaAsP 层的平均吸收系数在长波边上增加了一个数量级。直接用 $1.3\mu\text{m}$ 有源层材料作的这个实

验结果和文献[7]中用 $1.1\mu\text{m}$ 材料做的结果基本相符。热处理使长波边额外吸收基本消除,但在 $\lambda \sim \lambda_g$ 处还保留较大的额外吸收。这说明不管是 InP 或 InGaAsP 在 $\lambda \sim \lambda_g$ 处轰击引起的额外吸收比起长波边更难

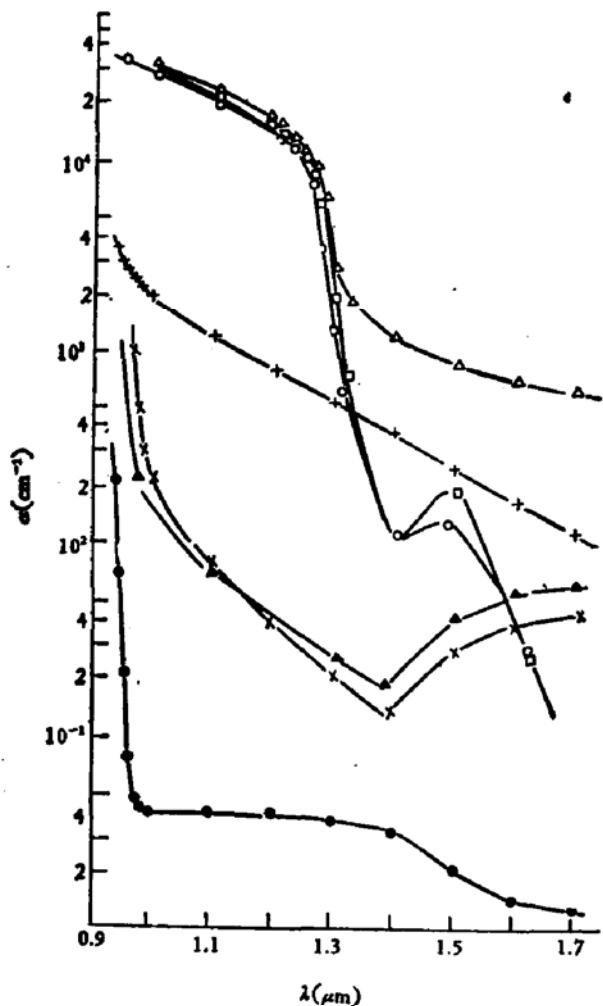


图 1 N-InP、P-InP 和 InGaAsP ($\lambda_g \sim 1.26\mu\text{m}$) 在质子轰击前后及热处理后带边附近光吸收系数

● Sn-InP, $n \sim 1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$, ▲ Zn (Sn)-InP, $p \sim 3 \times 10^{18}/\text{cm}^3 +$ P-InP, 轰击后, × 轰击 InP, 440°C 热处理 1.5 分钟后, ○ 未掺 InGaAsP, △ InGaAsP 轰击后, □ InGaAsP 440°C 热处理 1.5 分钟后。

于退火掉。

我们还研究了 InGaAsP 有源层在质子轰击前后和热处理后之相对光荧光效率。如果轰击之前光荧光峰值定为 15, 则轰击之后在相同的测量条件下完全测不出荧光, 440°C 热处理 7 分钟后仍然测不出荧光。说明在四元轰击区非辐射复合过程是主导的, 即使相当充分的热处理也很难恢复材料之辐射复合效率。在这过程中晶格内滞留的氢的作用是值得研究的。

三、质子轰击条件对激光器特性的影响

(一) 质子轰击深度和剂量 已有报道, 对 GaAs 和 InP 质子轰击深度和能量之比为 $\sim 1\mu\text{m}/100\text{keV}$ ^[8], 用氘或 $\text{H}^+ + \text{H}$ 原子团轰击时此比值为 $\sim 1\mu\text{m}/200\text{keV}$ 。除了轰击深度, 我们还要考虑注入质子的随机分布。考虑到轰击质子与晶格分子的非弹性碰撞, 质子分布几乎就是破坏缺陷的或然分布。根据 Furukawa 等人^[9]和 Matsumura 等人的工作^[10], 注入质子(缺陷)的密度分布可以表示为

$$F(x, y) \propto \exp \left[-\frac{(y - R_p)^2}{2\Delta R_p^2} \right] \times \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}} \operatorname{erfc} \left(\frac{a - x}{\sqrt{2}\Delta x} \right) \right] \quad (3)$$

其中 R_p 为射程, ΔR_p 为纵向(y)标准偏差, Δx 为横向(x)标准偏差, $2a$ 为轰击钨丝掩模的直径, 坐标零点取在掩蔽区表面上线上, $\operatorname{erfc}(t) = \int_t^\infty \exp(-u^2) du$ 。

为了观察轰击深度和轰击前沿相对于异质结的位置、钨丝掩蔽情况以及金属电极层对质子的阻挡能力, 把芯片解理面用铁氰化钾/氢氧化钾/水(1:1:10)溶液染色 30 秒后用 SEM 观测并拍摄了形貌相, 如图 2。图 2(a) 为用 400keV 质子轰击的情况, 剂量为 $\sim 2 \times 10^{15}/\text{cm}^2$ 。DH 片金属电极层、四元顶层、P-InP 限制层和有源层的厚度分别是

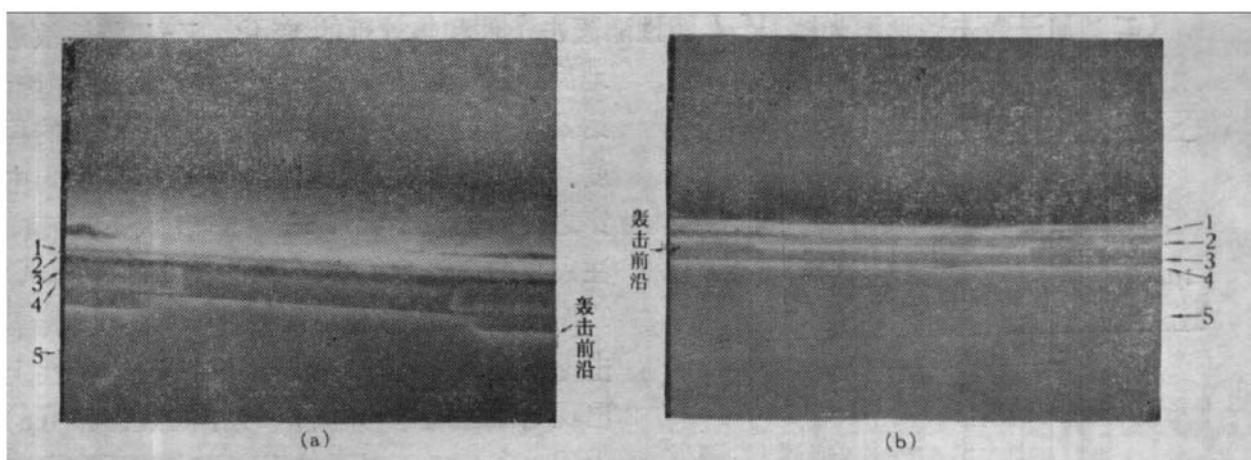


图2 用过高能量(a)和过大剂量(b)质子轰击的DH片解理面的扫描电镜形貌照片

① 电极 ② P⁺-InGaAsP ③ P-InP ④ InGaAsP 有源层 ⑤ n-InP 缓冲层。(a) 82-20#, 4.50K \times , (b) 82-23#, 3.55K \times

0.75 μm , 0.5 μm , 1.2 μm , 0.24 μm 。钨丝 ($\phi 15 \mu\text{m}$) 实际掩蔽宽度为 14 μm 。半导体内轰击深度为 2.6 μm , 轰击区透过了有源层, 达到 n-InP 缓冲层内 0.7 μm 。考虑到半导体内消耗 $\sim 260\text{keV}$ 质子能量, 0.75 μm 的金属层挡住了 $\sim 140\text{keV}$ 的质子能量。值得注意的是轰击区膨胀明显, 轰击区边缘上总有台阶状腐蚀形貌。这理解为, 轰击区膨胀在其边界上产生应力和缺陷网络, 它易被腐蚀, 有趣的是 InGaAsP 中缺陷网络的伸展比在 InP 中不易, 而且其阻挡特性稍为不同, 形成了腐蚀台阶。图 2 (b) 为用 400keV H⁺ + H 原子团以 0.3 μA 束流轰击 1.5hr 的情况, 相应剂量大于 $3 \times 10^{15}/\text{cm}^2$ 。考虑到原子团比单个质子具有更大的破坏能力, 这个剂量过大。照片上可见轰击造成了 P-InP 和电极金属层的明显的膨胀, 而 InGaAsP 顶层厚度有点被压缩了。表 1 为在 SEM 上测到的轰击区和掩蔽区内各层厚度。该样品在半导体内轰击深度为 $\sim 1\mu\text{m}$, 因此 0.56 μm 金属层挡住了 $\sim 100\text{keV}$ 的质子能量。从这两个样品的结果得到金属层对质子的阻挡能力为 180keV/ μm 。InP 的膨胀量依赖于剂量。82-23#片子轰击峰值位置离有源区 $\sim 0.8\mu\text{m}$, 借用 GaAs 质子轰击数据^[9,10], $\Delta R_p \sim 2000 \text{\AA}$, 根据公式(3)离峰值 0.8 μm 处缺陷密度为峰值密度的 10^{-3} , 因此轰击剂量越大, 峰值密度越高, 前沿质子密度也越大, 前沿伸展越远, 结果 p-n 结处已有可观的缺陷密度。图 3 表示用 400keV 合适剂量 H⁺ + H 轰击的 80-21# 片解理面的 EBIC 图像观测结果。感生电流区(亮区)由 p-n 结和 P-InP 中势垒区外一个少子扩散长度的距离以及两侧的暗区所限制。这里 $R_p \sim 1.4\mu\text{m}$, 暗区前沿线的弯曲度说明在这个能量和剂量下轰击前沿差不多和 p-n 结重合。感生电流像的暗区说明, 电子束激励的少数载流子未能被分离, 而是通过非辐射复合过程复合掉。这是确定轰击前沿位置的有效方法。

表1 82-23# 片子轰击区内和掩蔽区内各层厚度

	轰击区内厚度 (μm)	掩蔽区内厚度 (μm)
金属电极层	0.70	0.56
P ⁺ -InGaAsP 顶层	0.56	0.70
P-InP 限制层	1.5	1.1
InGaAsP 有源层	0.25	0.25

(二) 质子轰击条形激光器 $V-I$ 特性随轰击条件和热处理的变化 $V-I$ 特性敏感

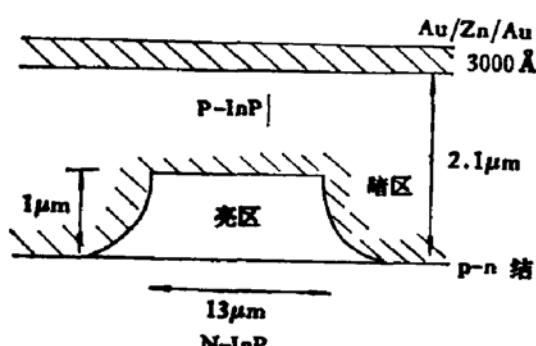


图 3 80-21# DH 片解理面的感生电流图像
观测结果示意图

地反映质子轰击深度是否达到或超过了 p-n 结, 以及轰击前沿伤害有源层和 p-n 结的程度。如果轰击前沿未延伸到 p-n 结, 则反向击穿之前漏电流小于 $1\mu\text{A}$ (如 -4 伏下), 正向注入之前电流也很小 (如 $2\mu\text{A}/0.4\text{V}, 0.5\text{mA}/0.8\text{V}$)。如果轰击前沿伸到 p-n 结, 或者轰击深度达到或超过有源层, 则在 $V-I$ 特性上出现电阻性漏电, 如图 4(a) 中曲线①和 4(b) 中①、④, 未轰击区的正向注入和反向击穿特性表现在这些曲线上电流急剧增大的部分

上, 而漏电特性表现在正向注入和反向击穿之前具有一定电阻值 R 的直线部分上, 这个特征可以用图 4(a) 中插图的等效电路表示。图 4(b) 中可见 82-20#片子 R 值已低至 $1.5\text{k}\Omega$,

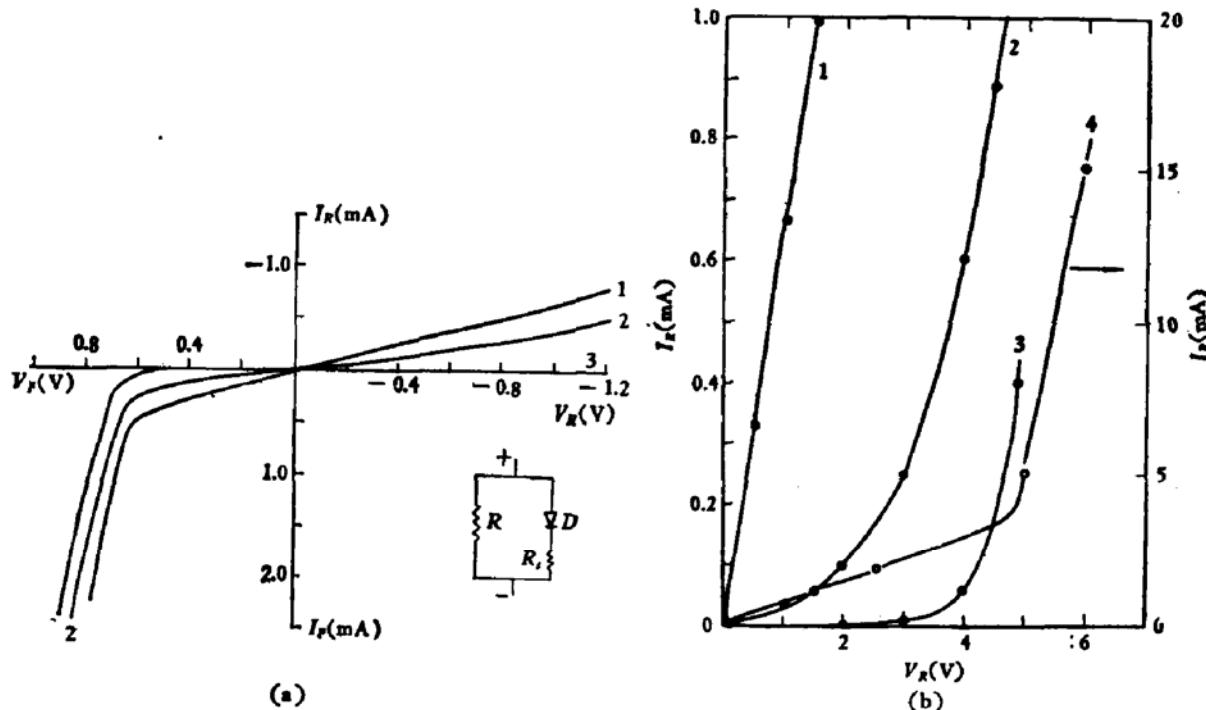


图 4 深质子轰击 InGaAsP/InP DH 片子 82-20# 的 $V-I$ 特性和它随热处理的变化
(a): ①刚质子轰击后, ② 300°C 热处理 2 分钟后, ③ 354°C 热处理 3—6 分钟。 (b): ①刚质子轰击后,
② 354°C 热处理 3—6 分钟后, ③ 405°C 热处理 10 分钟后, ④ 曲线①的大电流坐标图。

而曾用 $600\text{ keV H}^+ + \text{H}$ 轰击的 81-29# 片子 $R = 12\text{k}\Omega$ 。由此看出只要质子轰击到有源层和 p-n 结, 它将使结的特性劣化, p-n 结失去整流作用, 借助缺陷能级在正反向上发生载流子的漏泄。根据文献[4], 如果以 $\sim 10^{15}\text{cm}^{-2}$ 的剂量均匀轰击, 则 $300 \times 200\text{\mu m}^2$ 芯片轰击区电阻应为 300Ω 。上述两个样品都是单能量轰击, 剂量都大于 $10^{15}/\text{cm}^2$, 因此观察到的 $1.5—12\text{k}\Omega$ 漏泄电阻主要由结的漏泄程度决定。热处理使结的漏电降低, 正向特性逐渐恢复正常。图 4(a, b) 中曲线②是 354°C N_2 气中热处理 3—6 分钟后的 $V-I$ 特性。曲线③是 405°C 处理 10 分钟后的结果。说明 p-n 结附近的轰击缺陷由于热处理而

逐渐消除，整流特性逐渐恢复过来。近场发光像的观测表明，405℃ 处理 10 分钟的样品（82-20#）在较大电流下轰击区有源层中已经看到微弱复合辐射，即轰击区退火造成的分流效应和有源层辐射复合效率的逐渐恢复和 $V-I$ 特性的恢复相对应。

（三）器件激光特性随轰击深度和热处理条件的变化 宽接触器件阈值同样好的 DH 片子如果轰击条件不同，器件的激光特性会全然不同，甚至完全不相干。图 5 中曲线①是浅轰击激光器（81-53#）的输出特性。它是用 250 keV 的氘轰击，深度相当于 125 keV 质子轰击。0.55 μm 电极挡住 ~200 keV 能量，半导体内轰击深度只有 ~0.3 μm，因此电流限制差（15 μm 掩模下近场宽度为 18 μm）。这种器件一般输出功率大（单面输出 20 mW 以上），阈值还较低，输出特性扭折前微分量子效率高，扭折点低，扭折严重，甚至出现负效率现象，而在光谱上看到随电流相对变化的复杂的纵模群。由于轰击区远离有源层，避开了轰击区有害光学特性对激光特性的影响，因此效率高，功率大。而其非线性输出行为和复杂的模式行为是和浅轰击造成的不完善电流限制效果相联系，它引起多光丝发射。由于增益的空间烧洞效应扭折严重^[11]。

如果轰击能量临界，同时质子剂量又过大，如图 2(b) 中 82-23# 片子，则有源层处轰击前沿缺陷密度已相当大，p-n 结漏电，器件成品率很低，即使激光，功率小，效率也低。图 2(a) 中 82-20# 片子是轰击能量过大，轰击深度透过 p-n 结 0.7 μm。这片子绝大部分器件不相干，但 350℃ 热处理可以使大部分器件相干，但功率和效率都很低。不同热处理条件下深轰击片子 82-20# 相邻三个解理条器件的相干情况，如表 2。图 5 中曲线

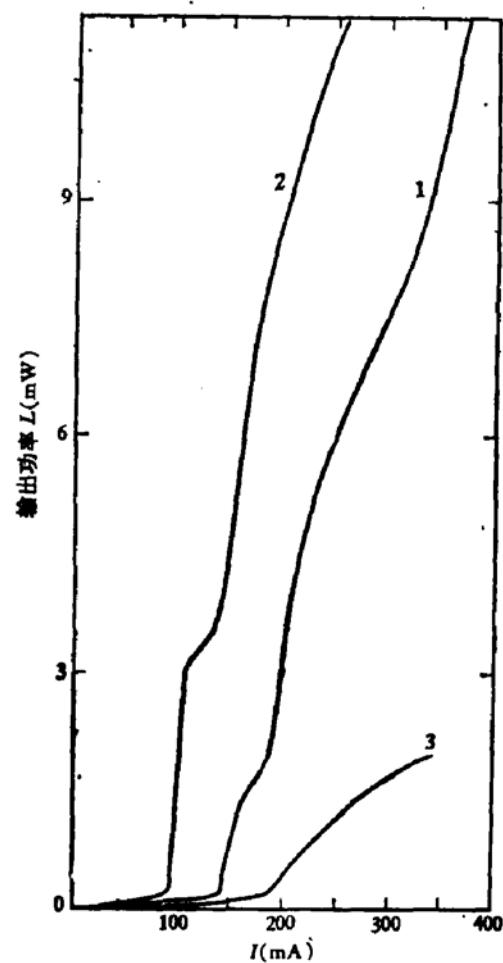


图 5 1.3 μm InGaAsP/InP DH 激光器的输出特性随轰击条件的变化

① 81-53#，D+轰击 $E = 250 \text{ keV}$, $D = 5 \times 10^{19} / \text{cm}^2$ ，② 82-25#，H+轰击 $E = 200 \text{ keV}$, $D = 1 \times 10^{19} / \text{cm}^2$ ③ 82-20#，H+轰击 $E = 400 \text{ keV}$, $D = 3 \times 10^{19} / \text{cm}^2$ 。

表 2

器件号码	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
热处理前阈值 (mA)	×	×	×	250	×	×	×	×		
354℃ 热处理 3 分钟后阈值 (mA)	130	×	180	230	160	×	200	115	130	220
405℃ 处理 10 分钟后阈值 (mA)	×	100	×	×	×	×	×	×	250	

注：×表示不相干，数字为 1/15 占空比下脉冲阈值。

③是上述两种器件的输出特性,这种器件近场分布为 $14\mu\text{m}$ 宽的平滑单峰。深质子轰击在有源区两边 InGaAsP 层和 InP 中产生大量的晶体缺陷,它引起严重的光吸收;另外,注入到有源区内的载流子扩散漏泄到两侧轰击区通过非辐射复合过程消失掉。这种注入载流子和光的严重损耗导致谐振腔的 Q 值极低,器件甚至不能相干。 350°C 热处理基本消除 InP 在 $\sim 1.3\mu\text{m}$ 长波处的光吸收(图 1),并且消除 InGaAsP 层中激活能低的相当一部分缺陷,但保留带边($\sim 1.3\mu\text{m}$)上较强的额外吸收。由于总的吸收降低,注入少子辐射复合率增大, 350°C 热处理后器件大部分能够相干。但激射后随着光强度的增加,在轰击区内被吸收的光分量急剧增加,同时扩散漏泄到两侧的载流子通过暗复合发出声子加热结区。即这种器件光和载流子损耗大,波导容不下很高的光子密度,结温升大,所以正如图 5 中曲线③所示效率和功率都很低。利用退火方法完全消除这种不利因素是不可能的,因为轰击缺陷的存在是轰击区具有高阻特性的前提。表 2 中 405°C 退火的样品大多数不相干,电流限制效果变坏是其原因之一,这由近场图上条形区外出现电荧光所证实;电极金属在高温热过程中损害 p-n 结是其另一个原因。实验表明,对 $200 \times 300\mu\text{m}^2$ 的芯片,轰击前沿造成的结的漏泄电阻大于 $12\text{k}\Omega$,则器件能够正常激射(81-29[#])。

控制质子能量使得轰击前沿刚好靠近有源层,但还没有伤害有源层,则电流限制较佳,轰击前沿吸收和暗复合引起的导波光和载流子的损耗也较小。这种器件阈值低,效率还较高,输出曲线的转折点也较高,激射谱线较单纯。图 5 中曲线②是 82-25[#] 片子器件的输出特性。它是用 200keV 质子轰击,考虑到 $0.5\mu\text{m}$ 电极层挡住 $\sim 100\text{keV}$ 能量,半导体内轰击深度为 $\sim 1\mu\text{m}$,这个深度离 p-n 结 $0.7\text{--}1.0\mu\text{m}$ (参见图 3),而且剂量合适,因此根据公式(3)有源区处轰击前沿缺陷密度是非常低的。P-InP 限制层内轰击前沿的轻微吸收可以通过 350°C 热处理(图 1)或激射过程中自发光退火来消除。

四、结语

借助于吸收测量,光荧光测量和 SEM 感生电流像的观测,确认了 InP, InGaAsP 质子轰击层由于轰击缺陷在带边附近引起很强的光吸收,而且这些缺陷又是俘获截面很大的暗复合中心。适当的热处理可以消除由激活能较低的缺陷引起的材料长波边的光吸收,但如要保留轰击区的高阻特性就不能消除带边($\lambda \sim \lambda_s$)上额外光吸收和暗复合特性。深质子轰击激光器的特性可以由轰击层的光学特性和电学特性来解释。避开轰击区光学特性对器件激射特性的有害影响,又保证最佳的电流限制效应,就能得到阈值低、效率高,激射纵模式较单纯,输出特性上转折点较高的激光器。根据器件端面 SEM 像的观测确认了最佳轰击条件:按 $180\text{keV}/\mu\text{m}$ 的比率计及电极金属对质子的阻挡能力,控制能量使轰击峰值离 p-n 结 $0.7\text{--}1.0\mu\text{m}$,轰击剂量控制在 $(3\text{--}7) \times 10^{13}/\text{cm}^2$ ^[4]。使 p-n 结处轰击前沿缺陷密度不致严重。不过如果只要求激光器功率大,也可以采用浅轰击。

作者感谢徐学敏、许继宗、徐俊英、葛玉如等同志在吸收测量,PL 测量及 SEM 测量中的协助,感谢汪孝杰、王丽明、张盛廉同志在器件测量中的各种帮助。

参 考 文 献

- [1] B. R. Pruniaux, J. C. North and A. V. Payer, *IEEE Trans.*, ED-19, 672 (1972).
- [2] 朱龙德, 张盛廉, 汪孝杰, 王莉, 高淑芬, 半导体学报, 1, 212(1981).
- [3] 王启明, 庄婉如, 半导体学报, 1, 46(1980).
- [4] J. P. Donnelly and C. F. Hurwitz, *Solid State Electron.*, 20, 727 (1977).
- [5] K. Utaka, Y. Suematsu, K. Kobayashi and H. Kawanishi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 19, L137 (1980).
- [6] P. Chandra, L. A. Coldren and K. E. Stregge, *Electron. Lett.*, 17, 6 (1981).
- [7] F. J. Leonberger, et al., *IEEE J. Quantum Electronics*, QE-17, 830 (1981).
- [8] G. D. Henshall, G. H. B. Thompson, J. E. A. Whiteaway, P. R. Selway and M. Broomfield, *IEEE Solid-State and Electron. Devices*, 3, 1 (1979).
- [9] S. Furukawa, H. Matsumura and H. Ishiwara, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 11, 134 (1972).
- [10] H. Matsumura, M. Nagatomo, S. Furukawa, *Radiat. Effects*, 33, 121 (1977).

Optical Properties of the Proton-Bombarded InP、InGaAsP Layers and the Effect of the Bombardment Conditions on the Performance of the InGaAsP/InP DH Lasers

Zhu Longde, Wang Li and Hu Xiongwei

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

Abstract

The optical absorption and photoluminescence properties of the InP, InGaAsP materials before and after the proton bombardment as well as the effect of heat treatment on these properties are investigated. By examining the topography of the cleaved face of the proton bombarded DH wafer with SEM, the blocking ability of the contact metal layer and proton penetration depth under certain proton energy are estimated. The effect of the bombardment depth on the I-V and lasing characteristics of the lasers is studied and it is found that lasers which are of low threshold, high quantum efficiency, higher kink point in the output-current characteristics and nearly single longitudinal mode can be attained under optimum bombardment conditions.