

位移效应对量子点激光器的性能影响

车驰[†] 柳青峰 马晶 周彦平

(哈尔滨工业大学可调谐激光技术国防重点实验室, 哈尔滨 150001)

(2012年10月23日收到; 2012年11月27日收到修改稿)

从理论上分析了位移效应对量子点激光器的影响, 并推导了量子点激光器阈值电流相对变化、输出功率相对变化的位移损伤公式. 对量子点激光器进行了中子辐照实验, 观察到了阈值电流的增加. 结合实验结果确定了量子点载流子非辐射复合速率的损伤因子的表达式, 公式计算结果与实验结果符合较好, 证明了模型的正确性. 得到的公式可用于预测量子点激光器在辐射环境下的性能变化, 有着较大实际应用价值.

关键词: 量子点激光器, 位移损伤, 缺陷

PACS: 42.88.+h, 61.80.Az, 42.55.Px

DOI: 10.7498/aps.62.094219

1 引言

量子点激光器是一种近些年发展而来的一种的新兴结构, 其载流子三维受限的特殊结构带来了多种特性. 其相对于传统的量子点激光器具有更低的阈值电流、更高的增益以及更高的调制带宽, 而更重要的是其温度稳定性很好, 适用于温度变化剧烈的空间环境, 在卫星光通信系统中有着很大的应用前景^[1,2].

但是工作在空间环境下的卫星激光通信系统面临着空间粒子辐射的影响, 这将造成激光器性能的下降, 影响系统的稳定性及工作寿命^[3-5]. 一般来讲, 辐射粒子与半导体材料有两种作用方式, 一种是电离效应: 即入射粒子引起靶材料电子的电离或激发, 对材料产生瞬时的扰乱或半永久性的影响, 如激光器输出功率的瞬时增加; 另一种是位移效应: 及入射粒子通过库伦效应或碰撞将能量传递给靶原子, 当其得到能量足够大时, 靶原子将会离开原有晶格位置而形成缺陷, 称为位移损伤. 这样形成的缺陷可能是空位、填隙原子, 也可能是其二者的组合. 而当入射粒子质量较大或能量较大时, 甚至造成缺陷簇. 这些缺陷可能在半导体的禁带中产生分立的缺陷能级, 影响半导体中载流子的俘获、产生以及复合. 这些影响的大小取决于缺陷的浓度、

种类以及靶材料的种类. 相对于传统的 MOS 器件而言, 由于没有氧化层, 电离总剂量效应对半导体激光器的损伤很小^[2], 半导体激光器首要的损伤模式为位移损伤效应.

为了评估辐射环境下激光器性能的变化, 必须通过实验对其进行研究. 空间在轨实验费用高、周期长、难度大, 一般在地面实验室环境使用辐射源对器件的辐射效应进行模拟. 虽然有报道指出载流子三维受限特性的影响下, 量子点激光器的辐射损伤抗性被大大增强, 但是并没有对其进行深入的研究并建立起相关模型.

而且为了使辐照粒子穿透器件、在其中均匀产生缺陷则要求粒子要有足够高的能量. 因此本文使用反应堆中子对 InAs/GaAs 量子点激光器进行了辐照实验, 并从理论上分析了位移损伤对激光器输出功率和阈值电流的影响.

2 量子点激光器的位移损伤分析

为了研究量子点激光器在辐射环境下的性能变化, 需要建立描述激光器中各能级结构的载流子密度及光子密度变化的速率方程模型, 其如 (1) 到 (8) 式所示. 为了简化模型, 将电子和空穴当做电子-空穴对同时处理, 这个近似是在其他描述量子点激光器的速率方程模型中被广泛应用的^[6-8]. 在本

[†] 通讯作者. E-mail: chiche.hit@gmail.com

模型中考虑了势垒层能级、浸润层能级、以及一个量子点能级, N_B, N_W, N_Q 分别为其中的载流子面密度, S 分别为量子点能级所对应激光模式的光子面密度, 为了简化模型这里只考虑了量子点基态能级, 并假设其中只有一个激光模式进行振荡. A 为有源区面积. 式中的双角标项表示的是不同能态间的载流子交换, 两个角标分别表示载流子的起始和终止能级. 考虑到与相邻能级相比, 非相邻能级之间有着更大的能级间距, 载流子直接交换的速率要远远小于通过中间能级进行交换的速率, 在这里只考虑了相邻能级间的载流子交换过程, 忽略了非相邻能级间的载流子直接俘获. 本模型中未考虑俄歇复合过程的影响. β 为自发辐射光子耦合到激光模式中的系数. 而 τ_{ph} 为光子寿命, 其由激光器的损耗所决定. k_Q 是量子点载流子非辐射复合速率随粒子通量变化的系数, 称其为位移损伤因子, 其受三维载流子受限特性的影响, 要明显小于传统的量子阱激光器, 下文中将结合实验结果给出其近似表达式:

$$\frac{dN_B}{dt} = \frac{I}{eA} - r_{BW}(1-f_W)N_B + r_{WB}(1-f_B)N_W - (r_B^{nr0} + k_B\varphi)N_B - r_B^{sp}f_B N_B, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_W}{dt} = & r_{BW}(1-f_W)N_B - r_{WB}(1-f_B)N_W \\ & - r_{W2}(1-f_2)N_W + r_{2W}(1-f_W)N_2 \\ & - (r_W^{nr0} + k_W\varphi)N_W - r_W^{sp}f_W N_W, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_Q}{dt} = & r_{WQ}(1-f_Q)N_W - r_{QW}(1-f_W)N_Q \\ & - (r_Q^{nr0} + k_Q\varphi)N_Q - r_Q^{sp}f_Q N_Q \\ & - v_g\Gamma g^{\max}(2f_Q - 1)S, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} = & v_g\Gamma g^{\max}(2f_Q - 1)S \\ & + \beta r_Q^{sp}f_Q N_Q - \frac{S}{\tau_{ph}}. \end{aligned} \quad (4)$$

相对于激发态激光模式而言, 基态能级激光输出功率与存在较好的线性关系, 而且需要较小的工作电流驱动, 其更适合于工作于高速调制状态. 而本文研究的是高速卫星激光通信系统应用背景下量子点激光器的位移损伤, 因此这里主要讨论量子点激光器工作在基态激光模式下的性能, 即激光器的基态已经满足阈值条件而激发态还未达到阈值. 在此工作模式下, 基态能级的载流子密度是趋于稳定的, 称作基态阈值载流子密度, 可由阈值条件 (5) 式推导而出:

$$\Gamma g_{th}(N_Q) = \alpha_{total}. \quad (5)$$

此时载流子复合主要发生在基态能级中, 激发态中的载流子密度相对较小.

将 (1) 式到 (4) 式的稳态形式相加, 可以得到稳态条件下的工作电流的表达式为

$$\begin{aligned} I = eA [& (r_B^{nr0} + k_B\varphi)N_B + r_B^{sp}f_B N_B \\ & + (r_W^{nr0} + k_W\varphi)N_W + r_W^{sp}f_W N_W \\ & + (r_Q^{nr0} + k_Q\varphi)N_Q + r_Q^{sp}f_Q N_Q \\ & + v_g\Gamma g^{\max}(2f_Q - 1)S_Q]. \end{aligned} \quad (6)$$

当量子点激光器刚达到阈值条件时可认为其工作在小注入条件, 激光器中各能级结构的载流子密度很低, 占据概率很小, 在此条件下可忽略式中的俄歇复合项. 而此时的激光器还没有建立稳定的激光振荡, 受激复合项亦可忽略不计. 此时式中共其主要作用的只剩下非辐射复合项及自发复合项. 由于各能态间的快速弛豫过程, 注入势垒层的载流子能够通过浸润层被量子点能态所快速俘获, 因此其载流子浓度是最大的, 比其他能态的载流子浓度高两个数量级以上, 因此忽略其他能级的自发辐射项的影响, 这样得到了阈值电流表达式

$$\begin{aligned} I_{th} = eA [& (r_B^{nr0} + k_B\varphi)N_{B,th} + (r_W^{nr0} + k_W\varphi)N_{W,th} \\ & + (r_Q^{nr0} + k_Q\varphi)N_{Q,th} + r_Q^{sp}f_{Q,th}N_{Q,th}]. \end{aligned} \quad (7)$$

显然, 激光器的阈值电流与阈值条件下激光器各结构中的载流子密度有关. 在阈值条件下, 激光器的增益等于损耗, 即

$$\Gamma g_{th}(N_Q) = \alpha_{total} = \alpha_m + \alpha_{int}, \quad (8)$$

式中的 α_m 为镜面损耗, 其表达式为 $\alpha_m = \ln(1/R_1R_2)/L$, R_1, R_2 为两端面的反射率. 而 α_{int} 是内部光子损耗, 其是一个与载流子数目有关的量, 可以写成 $\alpha_{int} = \alpha_{int0} + \sigma_{int}N_0^{[9]}$, σ_{int} 是吸收作用截面, 是一个量子点数目、尺寸、有源区折射率分布等有关的常数, 在本文考虑的剂量范围内可以认为其不受辐射影响^[10]. 可以看到内部光子损耗是一个与载流子密度有关的量, 而研究结果表明^[11]: 内部光子损耗并不随着量子点层数的增加而发生变化, 证明了内部光子损伤的主要贡献量为 α_{int0} , $\sigma_{int}N_0$ 影响可忽略不计. 将其代入增益的表达式, 得到

$$\begin{aligned} \Gamma g_{\max}(2f_{Q,th} - 1) = & \Gamma g_{\max}(N_{Q,th}/N_d - 1) \\ = & \alpha_{total}. \end{aligned} \quad (9)$$

则通过上式可以得到阈值条件下量子点层的基态载流子密度

$$N_{Q,th} = \left(1 + \frac{\alpha_{total}}{\Gamma g_{max}}\right) \cdot N_d. \quad (10)$$

激光器工作在阈值条件下, 载流子主要被基态所俘获, 此时有 f_B, f_W, f_2 及 f_1 远远小于 1, 在忽略除基态外的其他能级的自发辐射项以及所有能级的俄歇复合项及受激复合项后, 将基态阈值载流子密度代入 (1) 到 (4) 式可以解得阈值条件下势垒层、浸润层、第二激发态及第一激发态中的载流子密度的近似表达式

$$N_{W,th} = \frac{r_Q^{nr} + r_Q^{sp} f_{Q,th} + r_{QW}}{r_{WQ}(1 - f_{Q,th})} \cdot N_{Q,th}, \quad (11)$$

$$N_{B,th} = \frac{r_Q^{nr} + r_Q^{sp} f_{Q,th}}{r_{BW}} \cdot N_{Q,th} + \frac{r_Q^{nr} + r_{WB}}{r_{BW}} \cdot N_{W,th}. \quad (12)$$

将 (10) 到 (12) 式代入电流的表达式 (7), 就可以得到阈值电流表达式

$$I_{th} = eA \left\{ \left[\frac{r_Q^{nr} + r_Q^{sp} f_{Q,th}}{r_{BW}} + \frac{r_Q^{nr} + r_{WB}}{r_{BW}} \cdot \frac{r_Q^{nr} + r_Q^{sp} f_{Q,th} + r_{QW}}{r_{WQ}(1 - f_{Q,th})} \right] r_B^{nr} + \left[\frac{r_Q^{nr} + r_Q^{sp} f_{Q,th} + r_{QW}}{r_{WQ}(1 - f_{Q,th})} \right] r_W^{nr} + r_Q^{nr} + r_Q^{sp} f_{Q,th} \right\} N_{Q,th}. \quad (13)$$

显然, (13) 式计算阈值电流的变化虽然十分准确, 但是其形式稍显复杂. 其包含了许多与载流子动力学过程相关的微观参数, 很多较难通过实验准确测量, 因此简化公式形式是十分必要的. 在一般情况下, $f_{0,th}$ 由阈值条件所决定, 并不趋近于 1. 在位移损伤程度不十分大的情况下, 非辐射复合概率也是远小于载流子俘获概率的. 上式中第二项描述的是自发辐射复合随着位移损伤的变化, 从以上的分析可知在阈值条件下基态中的载流子密度 $N_{Q,th}$ 和占据概率 $f_{Q,th}$ 为一定值, 不随辐射通量变化. 考虑到在小位移损伤下器件随性能退化但仍可正常工作, 其载流子的弛豫概率应大于其能级内的非辐射复合概率. 则此时近似忽略掉势垒层和浸润层的载流子复合造成的影响, 则 (13) 式退化为下式所示的最简单形式:

$$I_{th} = eA(r_Q^{nr0} + k_Q \varphi + r_Q^{sp} f_{Q,th}) N_{Q,th}. \quad (14)$$

将其称为量子点激光器阈值电流位移损伤近似公式. 由上式可知相对阈值电流变化的表达式为

$$\frac{I_{th}}{I_{th,0}} = 1 + k_Q \tau_Q^0 \varphi, \quad (15)$$

与其他文献中所使用的经验公式的形式是一致的. (15) 式中 τ_Q^0 为 $1/(r_Q^{nr0} + r_Q^{sp} f_{Q,th})$ 为辐射前量子点中载流子寿命.

3 实验设置

量子点面密度约 $3 \times 10^{10}/\text{cm}^2$ (单层), 共十层量子点, 单个量子点高约 6 nm、直径约 40 nm. 所有测试均在室温下进行, 温度变化小于 3°C . 使用电流源供电方式进行测试, 所使用的电流源微安可调, 电流变化小于 $1 \mu\text{A}/\text{min}$. 输出功率使用 AQ2201 功率计进行测试, 其误差小于 3.5%. 探测器光敏区有效直径为 5 mm, 可将量子点激光器所发射的光全部接收, 保证了测试的准确性和稳定性. 为了保证测试精度, 使用精密光学调整架调节激光器与功率计探头的相对位置, 并使用带卡槽的刚性夹具固定激光器, 多次重复安装的测试结果表明, 安装样品带来的测试误差小于 1%. 样品的工作电流和电压使用 Aglient 34401 数字万用表进行测试, 其精度很高, 误差小于 0.005%.

为了更好地评估其辐射抗性, 去除玻璃窗辐射损伤造成的光吸收、激光器管壳对辐射吸收等因素对实验结果的影响, 对器件进行了开盖处理. 辐照过程中样品开路非工作状态. 为保证激光器功率测试的重复精度, 特制了配合激光器管壳使用的刚性夹具, 并将其安装在精密调整台上, 保证激光器输出面与功率计探头的对准精度, 测试装置示意图如图 1 所示. 实验所使用的辐射源为反应堆中子, 累积中子注量 $5 \times 10^{13} \text{ n}/\text{cm}^2$.

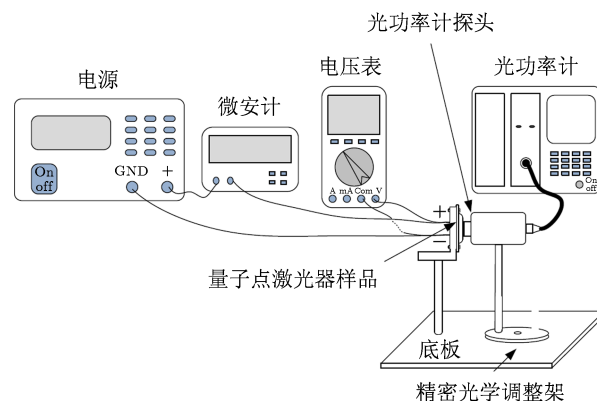


图 1 测试装置示意图

4 结果分析及讨论

4.1 量子点激光器阈值电流的变化

图 2 所示为辐射前后量子点激光器的 $P-I$ 曲线. 从图中很明显的可以看出辐射后激光器的性能发生了退化: 输出功率降低, 阈值电流增大. 为了更明显的观察实验结果, 我们通过 $P-I$ 曲线计算得到了样品激光器的阈值电流, 如图 3 所示. 在接收 $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 的中子辐照之后, 激光器的阈值电流有明显增加, 但幅度较小. 通过对实验数据进行线性拟合可知, 样品 1 和样品 2 的阈值电流相对变化系数分别为 $1.74 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ 和 $1.6 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$. 根据上文的分析可知, 由于实验中样品的损伤程度较小, 阈值电流的相对变化近似满足线性关系, 其可由 (15) 式所描述. 则对于样品 1 和样品 2 可知 $k_Q \tau_0$ 分别为 $1.74 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ 和 $1.6 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$. 根据 SRH 复合理论, 位于能带中央的深能级缺陷是最有效的复合缺陷, 则对于中子辐照后的器件而言, 其主要作用的缺陷为 EL2 缺陷, 其引入率约为 4 cm^{-1} , 俘获截面分别为 $5.7 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ [12]. 则根据 SRH 复合理论 [13] 可计算得到载流子寿命的位移损伤系数 $k_{qc} = 2.3 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$. 而对于实验中所使用的 InAs/GaAs 量子点, 其辐照前载流子寿命约为 2 ns, 则实验所得到的两样品载流子寿命位移损伤因子 k_Q 分别等于 $0.87 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$ 及 $0.8 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$, 其明显小于计算所得结果 k_{qc} .

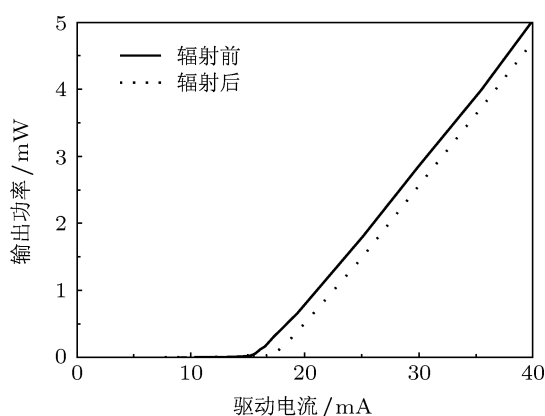


图 2 量子点激光器辐射前后 $P-I$ 曲线

对于传统的体材料和量子阱材料而言, 由于载流子三维受限, 载流子被局限于量子点中, 而不能在量子点层这个平面自由移动. 因此其限制了载流子与缺陷的相互作用概率, 只有产生于量子点内及其附近的缺陷才有可能成为点

内载流子的非辐射复合中心, 导致其辐射损伤抗性增大. 本文所使用样品的量子点密度约为 $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, 量子点直径 $40 \pm 5 \text{ nm}$, 则可计算得知量子点有效覆盖率 ξ 约为 29%—47%. 将计算所得的位移损伤系数 k_{qc} 与有效覆盖率 ξ 相乘可得 $0.67 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s} < k_{qc}\xi < 1.08 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$. 实验结果所得到的 k_Q 处于该范围内, 并且计算结果与实验所得到的阈值电流随中子通量变化趋势相符, 这也证明了三维受限所导致的量子点材料辐射损伤抗性增强的推论, 也证明了模型的有效性. 因此可用 $k_{qc}\xi$ 替代 (13), (15) 式中的 k_Q , 得到了量子点激光器的阈值电流的位移损伤公式.

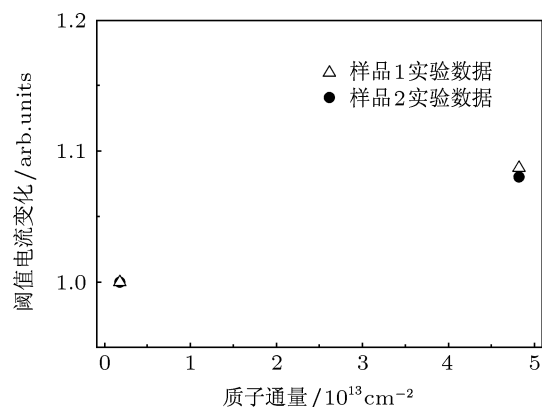


图 3 阈值电流随着电子辐照通量的变化

4.2 量子点激光器输出功率的变化

量子点激光器的不同驱动条件下输出功率变化的实验数据如表 1 所示, 从实验结果发现, 随着驱动电流大小不同, 辐射后激光器输出功率的相对变化程度也是不同的. 激光器的输出功率下降主要由两个原因所导致: 阈值电流的上升及效率的下降. 激光器阈值上的输出功率可近似表示为 [14]

$$P_{\text{out}} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda e} \eta_D (I - I_{\text{th}}), \quad (16)$$

式中 λ 为激光波长.

而上式中的 η_D 为外微分量子效率, 其通常可表示为内微分量子效率 η_i 和损耗的函数, 其如下式所示:

$$\eta_D = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i}, \quad (17)$$

式中 α_m 为腔面损耗, α_i 为内损耗.

内微分量子效率的定义为注入载流子中进行辐射复合的部分的比例. 则可以得到 η_i 随着辐射通量变化的表达式为

$$\eta_i = 1 - \frac{(r_Q^{nr0} + k_Q\varphi)N_Q + (r_W^{nr0} + k_W\varphi)N_W + (r_B^{nr0} + k_B\varphi)N_B}{I/Ae} \quad (18)$$

由于此时激光器工作在激光模式下, 与求解阈值电流时的条件不同, 受激发射项已不能忽略, 各能级之间的载流子密度的关系将远比 (10) 式至 (12) 式复杂, 因此尝试将 (18) 式近似简化. 考虑到此时激光器工作在基态, 在非极大电流注入的情况下 (第一激发态远离阈值条件) 其他能级的载流子密度要远小于基态能级, 在势垒层及浸润层损伤系数不远大于量子点层损伤系数的情况下, 激光器的内微分量子效率可近似表示为

$$\eta_i = 1 - \frac{(r_Q^{nr0} + k_Q\varphi)N_{Q,th}}{I/Ae} \quad (19)$$

将 (17), (19) 式代入则得到量子点激光器输出功率相对变化程度随粒子通量的表达式.

则输出功率的相对变化为可表示为:

$$P_{rel} = \frac{\left[1 - \frac{(r_Q^{nr0} + k_Q\varphi)}{r_Q^0} \cdot \frac{I_{th}(0)}{I}\right] [I - I_{th}(\varphi)]}{\left[1 - \frac{r_Q^{nr0}}{r_Q^0} \cdot \frac{I_{th}(0)}{I}\right] [I - I_{th}(0)]} \quad (20)$$

$$r_0 = r^{nr0} + r_Q^{sp} f_{Q,th} \quad (21)$$

从 (20), (21) 式可以看出, 激光器的输出功率和阈值电流在辐照环境下的变化主要受着激光器本身的自发辐射系数以及辐照所产生缺陷的种类、浓度的影响. 如果我们已知样品的这方面参数, 我们就可以通过公式计算来预测量子点激光器的抗辐射特性, 减少辐射实验的成本和时间. 中子辐照前后激光器输出功率相对变化的实验数据及计算数据如表 1 所示. 从表中结果可以看出式的计算值与实验结果复合的较好, 证明了公式的正确性. 由于未考虑忽略了激光器效率的变化, 因此计算值略小于实验值. 且发现, 驱动电流越大, 则相同通量中子辐照后激光器的输出功率下降程度越小, 因此在空间应用时提高驱动电流可在一定程度上削弱空间辐射效应的影响.

表 1 辐射前后输出功率变化量实测值及计算值

编号	驱动电流/mA	阈值电流/mA	输出功率/mW	功率变化率/%	功率变化率计算值/%
1	30	辐射前 16.10	2.432	10.14	10.08
		辐射后 17.50	2.272		
	40	辐射前 16.10	4.478	6.58	6.41
		辐射后 17.50	4.230		
2	30	辐射前 16.12	2.859	9.42	9.29
		辐射后 17.41	2.589		
	40	辐射前 16.12	5.026	5.51	5.40
		辐射后 17.41	4.749		

5 结论

累积中子注量 $5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$ 对量子点半导体激光器进行了辐照实验. 在中子辐射下激光器的输出功率降低, 阈值电流增加. 理论分析结果表明, 激光器的性能主要是由于中子辐照所造成的位移损伤在量子点激光器中形成了缺陷. 而这些缺陷作为非辐射复合中心导致了非辐射复合概率的增加. 基于速率方程模型推导了激光器阈值电流与输出功

率随辐射通量变化的公式, 计算结果与实验数据的比对证明了公式的有效性. 使用该公式针对不同结构、材料的激光器进行计算可以预测其在高辐射通量下的性能变化, 可以用来评估器件抗辐射性能. 证明了在采取有效的屏蔽措施后, 量子点激光器能够很好的工作于地球同步轨道的飞行任务中, 为辐射防护和器件合理应用提供了理论依据, 有着较大的实际价值.

- [1] Biswas A, Boroson D, Edwards B 2006 *Proc. of SPIE*. **6105** 610502-1 pp 52
- [2] Ustinov V M, Zhukov A E, Egorov A Y 2003 *Quantum Dot Lasers* (New York: Oxford) pp 29–62
- [3] Fredrickson A R 1996 *IEEE Trans. on Nucl. Science* **43** 426
- [4] Esko M 2008 *Ph. D. Dissertation* (Tucson: The University of Arizona) pp44–53
- [5] Vette J I 1991 *Greenbelt: National Space Science Data Center* 15
- [6] Kim J H 2006 *Ph. D. Dissertation* (Seoul: Seoul National University) pp72–98
- [7] Mi M T 2006 *Ph. D. Dissertation* (Ann Arbor: University of Michigan) pp63–113
- [8] Shi B 2006 *Ph. D. Dissertation* (Los Angeles: University of California)
- [9] Asryan L V, Luryi Serge 2004 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **40** 833
- [10] Asryan L V, Suris R 2002 *International Journal of High Speed Electronics and Systems* **12** 117
- [11] Smowton P M, Herrmann E, Ning Y 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 2629
- [12] Jorio A, Rejeb C, Parenteau M 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 2310
- [13] Hu Y L, Wang L, Chen Z X 1990 *Chinese Journal of Semiconductors* **11** 889 (in Chinese) [胡雨生, 汪乐, 陈正秀 1990 半导体学报 **11** 889]
- [14] Manasreh O 2005 *Semiconductor Heterojunctions and Nanostructures* (New York: McGraw-Hill) pp509–511

Displacement damage effects on the characteristics of quantum dot lasers

Che Chi[†] Liu Qing-Feng Ma Jing Zhou Yan-Ping

(National Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(Received 23 October 2012; revised manuscript received 27 November 2012)

Abstract

We have analyzed the displacement damage effects on quantum dot lasers theoretically and deduced the relation between the radiation-induced threshold current change and the neutron fluence. The neutron radiation experiment for quantum dot lasers are also carried out to examine the displacement damage coefficient of the non-radioactive recombination rate. The formula fits the experimental data very well, and can describe the trend of the laser performance under electron irradiation. It can also predict the behavior of quantum dot lasers under radiation environment and is valuable for practical application.

Keywords: quantum dot lasers, displacement effects, defects

PACS: 42.88.+h, 61.80.Az, 42.55.Px

DOI: 10.7498/aps.62.094219

[†] Corresponding author. E-mail: chiche.hit@gmail.com