

位移辐射效应对量子阱激光器性能的影响*

马晶 车驰[†] 韩琦琦 周彦平 谭立英

(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1月29日收到; 2012年5月24日收到修改稿)

使用加速器对量子阱半导体激光器进行了总通量 $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ 的电子辐照实验. 辐射实验结果表明, 在辐射环境下激光器的输出功率下降、阈值电流增加. 从理论上分析了位移效应对量子阱激光器的影响, 并推导了电子通量与相对阈值电流变化、相对输出功率变化的函数关系式. 该公式的计算结果与实验测试结果符合很好, 有效地反映了电子辐照环境下激光器的性能变化趋势. 该公式可用于预测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: 量子阱激光器, 位移损伤, 缺陷

PACS: 42.88+h, 61.80Az, 42.55Px

1 引言

量子阱激光器具有低阈值电流、高效、高可靠性等优点, 能与光纤高效耦合, 非常适合应用于长距离、大容量激光通信系统中, 如卫星激光通信. 但是由于卫星激光通信终端面临着空间粒子辐射的影响, 很有可能造成激光器性能下降, 严重威胁系统的安全及寿命. 因此有必要对量子阱激光器的辐射耐受性进行深入的研究.

一般来说, 辐射粒子与半导体相互作用主要有两种方式. 一种为电离效应, 其会引起靶原子电荷的激发, 将会在材料中产生瞬时的扰乱和半永久性的影响, 如激光器输出功率的瞬时增加. 一般来说, 只要辐射粒子交给电子的能量大于半导体的禁带宽度, 就将使价带的电子激发到导带中去, 产生电子空穴对, 即非平衡载流子. 由于半导体中载流子是可以移动的, 这些非平衡载流子最终将会复合, 也就是说并不能产生永久的效应^[1]. 而由于电荷移动性较差, 对绝缘体而言, 电离辐射的损伤的影响远远大于半导体材料, 这也就是带有绝缘氧化层的 MOS 结构对电离损伤敏感的原因. 辐射与材料的另一种作用方式是位移效应, 即入射粒子将

其能量的一部分交给靶原子, 一旦这个能量足够大, 晶格原子将克服周围原子对其的束缚, 导致其离开正常的晶格位置, 形成位移缺陷, 称为位移损伤. 这样形成的缺陷可能是空位、填隙原子, 也可能是二者的组合, 甚至形成缺陷簇. 这与入射粒子的能量、种类以及靶材料密切相关. 一般来说, 能量 $E < 5 \text{ MeV}$ 的电子、能量较低的质子、一般的 γ 射线等都产生简单的缺陷, 如肖特基缺陷和弗伦克尔对^[1]. 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], 半导体激光器的首要损伤模式为位移损伤效应.

为了评估辐射环境下激光器的性能的变化, 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. 国内外一些机构进行了这方面的研究, 但是多集中于对不同样品、不同辐射条件下实验结果和现象的描述, 未进行比较深入的理论分析^[3-9].

空间辐射环境中, 电子是范阿伦辐射带粒子与

[†] E-mail: chiche.hit@gmail.com

太阳辐射粒子的重要组成部分, 使用其进行辐照能够从一定程度上模拟空间辐射效应对器件的影响. 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有足够高的能量. 但是对于高能质子和重离子来说, 其不仅能够产生简单的初级缺陷, 还能够产生缺陷簇或者多缺陷的络合物, 对辨别缺陷浓度及相关的性质对器件的影响带来困难. 因此本文使用电子辐射源 (1 MeV) 对 InGaAs 量子阱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. 得到的模型与实验结果符合得较好, 可用来预测激光器在辐射环境下的性能变化, 有着实际应用价值.

2 实验设置

本文所采用的样品为 InGaAs/InGaAsP 量子阱激光器, 激光波长约 $1.55 \mu\text{m}$. 其结构由下至上为: InP 衬底、n 型掺杂的 InP 缓冲层、无应变的 InGaAsP 光学限制层、量子阱有源区、InGaAsP 光学限制层、p 型掺杂的 InP 缓冲层重 p 型掺杂的 InGaAs 盖层. 量子阱有源区包含五层量子阱结构, 势垒层为应变 InGaAsP, 而阱材料为 InGaAs. 激光器为脊波导结构, 条宽 $3.5 \mu\text{m}$, 激光器腔长 $800 \mu\text{m}$. 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、激光器管壳对电子的屏蔽等因素对实验结果的影响, 对器件进行了开盖处理. 激光器样品有源区正对电子辐射方向. 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. 实验所使用的辐射源为直线电子加速器, 电子能量 1 MeV. 重点关注的电子注量为: 5×10^{13} , 1×10^{14} , 7×10^{14} , 1×10^{15} , 5×10^{15} , $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

3 结果分析及讨论

3.1 量子阱激光器阈值电流的变化

空间环境中存在着各种各样的粒子, 一般来讲能量越大的粒子其注量率越小, 在飞行器寿命内积累的总通量也就越小. 根据粒子在物质中能量沉积的 NIEL 关系, 可以通过软件计算出特定轨道下

器件工作寿命内的位移损伤程度, 其用等效注量来表示, 即所有能量的粒子在工作寿命内对材料造成的损伤等效为某一特定能量下粒子 (质子或者电子) 在一定通量下造成的损伤. 地球同步轨道下工作寿命为十五年的器件受到的位移损伤如图 1 所示. 该结果是使用 TRAD (Tests and Radiations) 公司的 OMERE 软件计算得到的, 该软件的计算对于电子和质子是基于 AE8 和 AP8 模型, 而对于太阳粒子和宇宙射线粒子使用的是 ECSS 10-04 标准. 从图中的计算结果可以看出, 随着铝屏蔽厚度的增加器件所接受的粒子的等效注量也在减少. 在此注量下, Ribbat 等^[10], Boutillier 等^[3] 及曹建中^[11] 等的研究结果已经证明激光器的损耗、增益特性以及材料的费米能级不受位移损伤的影响, 这构成了我们从理论上分析激光器的位移损伤的前提条件.

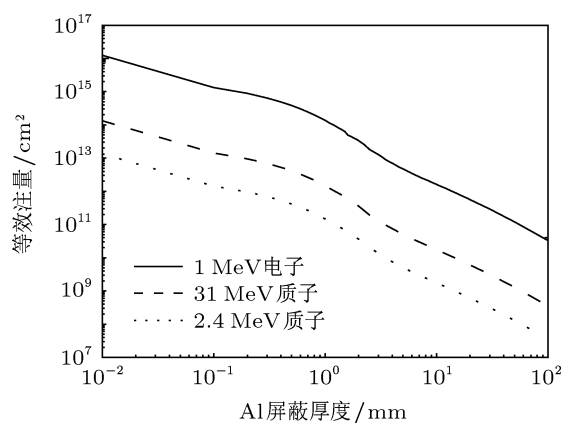


图 1 地球同步轨道下器件所接受的粒子等效注量随着 Al 屏蔽层厚度的变化

图 2 所示为辐射前后量子阱激光器的 $P-I$ 曲线. 从图中很明显地可以看出, 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. 为了更明显地观察实验结果, 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. 很明显, 随着电子通量的增加, 激光器阈值电流几乎呈线性增加.

与传统 MOS 器件不同的是, 半导体激光器并不存在氧化层, 电离效应对其损伤很小, 可忽略不计^[2]. 因此, 量子阱激光器的主要损伤模式为位移损伤效应. 高能粒子与材料晶格原子相互作用, 将能量的一部分交给晶格原子. 当交换的能量大于一定值时, 晶格原子会离开正常的晶格位置, 留下一个空位, 而离开的原子则可能停在晶格中某

一位置上, 形成填隙原子, 从而形成缺陷. 这样的位移效应所导致的缺陷可能是单个的空位、填隙原子, 也可能是它们的组合, 甚至形成缺陷簇^[12]. 一般来讲, 原子序数较低的低能粒子或者电子一般形成的都是简单的缺陷. 这些辐射所造成的缺陷可作为复合通道, 造成半导体器件少子寿命的减少. 而量子阱激光器作为少子器件, 辐射致缺陷所形成的非辐射复合中心将大大的影响器件的性能^[2-5].

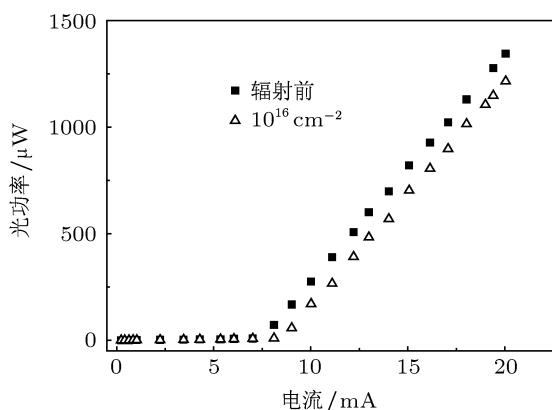


图2 量子阱激光器辐射前后 P-I 曲线

为了更好地分析缺陷对量子阱激光器性能的影响, 考虑如图3所示的过程. 电流注入的载流子以速率 C 进入量子阱中, 而阱中的载流子有一定及速率 E 逃逸出去. 阱中的载流子通过三种方式复合: 非辐射复合、自发辐射复合、受激辐射复合, 其速率分别为 R_{nr} , R_{sp} , R_{st} .

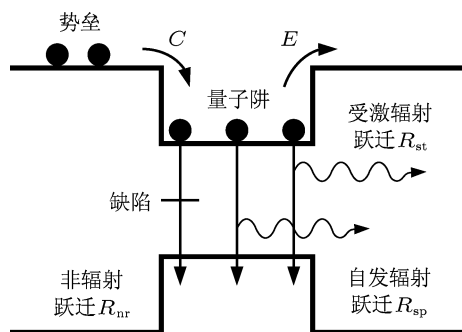


图3 激光器能带结构示意图

根据以上过程分析建立量子阱激光器的速率方程组, 描述器件中载流子密度和光子密度随时间的变化. 假设势垒中载流子浓度为 n_b , 量子阱中载

流子浓度为 n_w , 光子密度为 s , 则速率方程为

$$\begin{cases} \frac{dn_b}{dt} = \frac{I}{qV} - Cn_b + En_w, \\ \frac{dn_w}{dt} = Cn_b - En_w - R_{nr}n_w - R_{sp}n_w - \Gamma R_{st}s, \\ \frac{ds}{dt} = \Gamma R_{st}s + \beta R_{sp}n_w - \frac{s}{\tau_{ph}}, \end{cases} \quad (1)$$

式中 R_{nr} 为由辐射致缺陷所导致的非辐射跃迁的系数, 是一个与电子通量 Φ 关的量; R_{sp} 为自发辐射系数; R_{st} 为受激辐射系数; 一般来说量子阱从势垒层俘获载流子的速率要远远大于势垒层中载流子的复合速率, 因此方程中忽略了势垒层中载流子复合的影响; I 是注入器件的电流, 在本文所讨论的范围内 I 值很小, 不考虑增益饱和的发生; V 是激光器的有效体积; Γ 为光限制因子, 这里取 0.01; β 为自发辐射耦合到激光模式内的系数, 也被称为自发辐射因子.

为了得到稳定工作状态下激光器的性能参数, 求解以上方程组的稳态解, 即 $\frac{dn_b}{dt} = 0, \frac{dn_w}{dt} = 0,$

$\frac{ds}{dt} = 0.$ 将 (1) 式中的第一、二式相加以消去 C 和 E 并化简, 得到以下两式:

$$n_w = \frac{I/qV - \Gamma R_{st}s}{(R_{nr} + R_{sp})}, \quad (2)$$

$$s = \frac{\beta R_{sp}}{1/\tau_{ph} - \Gamma R_{st}} \cdot n_w, \quad (3)$$

式中 $R_{st} = v_g g$, g 为增益, v_g 是光子的群速度.

下面求解激光器阈值电流的表达式, 在阈值时有如下关系^[10]:

$$\Gamma g = \alpha_m + \alpha_{int}, \quad (4)$$

α_m 是腔镜损耗, α_{int} 是内部光子损耗. 根据光子寿命的定义有^[13]:

$$\tau_{ph}^{-1} = v_g(\alpha_m + \alpha_{int}). \quad (5)$$

这里求解阈值电流的表达式, 在阈值条件下认为是小注入, 此时增益与注入载流子密度成线性关系^[14]:

$$g = a(n_w - n_w^0), \quad (6)$$

式中 a 为常数, n_w^0 为透明载流子密度, 根据透明条件, 在辐射剂量未足够大到引起费米能级的移动时, 可认为 n_w^0 不受辐射的影响, 本文所讨论的通量范围满足此条件.

一般来讲 β 是一个很小的量 (10^{-5}), 为了求得激光器速率方程的简单解析解, 我们近似认为 β

为 0, 即忽略自发辐射光对模式内激光光子的贡献. 根据阈值条件有:

$$\Gamma g = (\tau_{\text{ph}} v_g)^{-1}, \quad (7)$$

将 (6) 式代入 (7) 式并化简, 有

$$\Gamma a(n_w^{\text{th}} - n_w^0) = (\tau_{\text{ph}} v_g)^{-1}, \quad (8)$$

$$n_w^{\text{th}} = (\tau_{\text{ph}} v_g \Gamma a)^{-1} + n_w^0 \quad (9)$$

阈值时, 忽略 (2) 式的受激辐射项 [13], 则阈值电流的表达式为

$$I_{\text{th}} = qV(R_{\text{nr}} + R_{\text{sp}})n_w^{\text{th}}. \quad (10)$$

将 (9) 式代入 (10) 式, 则 (10) 式化为

$$I_{\text{th}} = qV(R_{\text{nr}} + R_{\text{sp}})[(\tau_{\text{ph}} v_g \Gamma a)^{-1} + n_w^0]. \quad (11)$$

在相同注入条件下辐射后量子阱激光器样品与未辐射样品的阈值电流之比由 (12) 式给出, 这里认为自发辐射概率不受辐射影响:

$$\frac{I_{\text{th}}(\Phi)}{I_{\text{th}}(0)} = \frac{R_{\text{nr}}(\Phi) + R_{\text{sp}}}{R_{\text{nr}}^0 + R_{\text{sp}}}, \quad (12)$$

式中的 R_{nr}^0 为辐射前样品的非辐射复合概率, 在小注入条件下忽略俄歇复合的影响, 则辐射前非受激辐射的载流子复合概率为

$$R^0 = R_{\text{nr}}^0 + R_{\text{sp}}. \quad (13)$$

根据的分析知道, 辐射后非辐射跃迁概率的增加应与辐射致缺陷浓度成正比, 辐射后样品的非辐射复合概率由下式所表示 [15]:

$$R_{\text{nr}}(\Phi) = N_d \sigma v_t + R_{\text{nr}}^0 = k_{\text{in}} \sigma v_t \Phi + R_{\text{nr}}^0, \quad (14)$$

式中 N_d 为辐射致缺陷浓度, v_t 为半导体材料中的电子热运动速度, k_{in} 是缺陷的引入率, σ 为缺陷的俘获截面. 将 (14) 式代入 (12) 式, 得到了相对阈值电流变化随电子通量变化的表达式:

$$\begin{aligned} \frac{I_{\text{th}}(\Phi)}{I_{\text{th}}(0)} &= \frac{R_{\text{nr}}(\Phi) + R_{\text{sp}}}{R_{\text{nr}}^0 + R_{\text{sp}}} \\ &= \frac{k_{\text{in}} \sigma v_t \Phi}{R^0} + 1, \end{aligned} \quad (15)$$

从 (15) 式可以看到相对阈值电流变化与辐照通量之间存在线性关系. 阈值电流的变化量与缺陷的引入率、缺陷对载流子的捕获截面直接相关, 这也就是说不同的材料的激光器受到辐照的影响是不同的. 为了验证 (15) 式的正确性, 使用相关参数进行

了计算, 参数如表 1 所示. 并与实验结果进行了对比, 结果如图 4 所示.

表 1 理论计算使用参数 [13,14,16]

参数名称	参数值
k_{in}	$0.07/\text{cm}^{-1}$
σ	$2.65 \times 10^{-15}/\text{cm}^2$
v_t	$5.5 \times 10^5/\text{ms}^{-1}$
R_0	$10^9/\text{s}^{-1}$

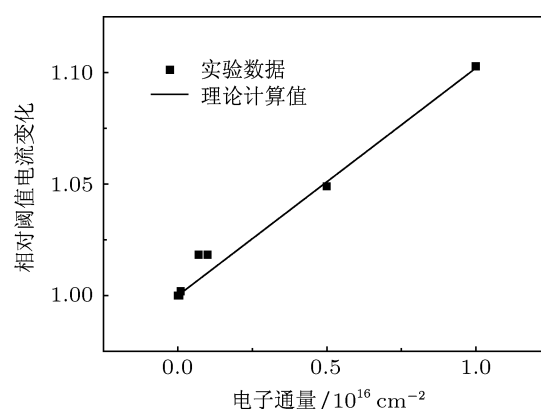


图 4 阈值电流随着电子辐照通量的变化

从图中结果可以看出, 理论计算比较准确地反映了归一化阈值电流在电子辐照下的变化趋势, 证明了公式的有效性. 理论计算与实验数据之间的差异, 主要因为本文所使用的量子阱有源区的材料与文献 [16] 中所使用的材料存在一定的差异. 从结果来看, 本文样品的缺陷引入率要略大于文献 [16] 中的样品.

3.2 量子阱激光器输出功率的变化

从图 2 可以看出, 辐射前后激光器的 $P-I$ 曲线的形状并没有明显变化, 相当于随着阈值电流的增长向大电流方向平移. 因此, 在相同的驱动电流下, 输出功率下降的根本原因是阈值电流的增加. 激光器阈值上的输出功率可近似表示为

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

式中 λ 为激射波长, 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, 如下

式所示:

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

式中的 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部分的比例. 本文考虑的是高度通信使用的激光器, 其驱动电流相对较小, 因此不考虑俄歇复合的影响. 则根据我们的模型, 可以得到 η_i 随着辐射通量变化的表达式

$$\eta_i(\Phi) = 1 - \frac{(R_{nr}^0 + k_{in}\sigma v_t \Phi) N_w^{th}}{I/qV}, \quad (18)$$

将 (10) 式代入 (18) 式并化简得到

$$\eta_i(\Phi) = 1 - \frac{(R_{nr}^0 + k_{in}\sigma v_t \Phi)}{R^0} \cdot \frac{I_{th}(0)}{I}. \quad (19)$$

将 (18), (19) 式代入激光器输出功率的表达式 (16) 得到:

$$P_{out}(\Phi) = \frac{2\pi\hbar}{\lambda e} \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \left[1 - \frac{(R_{nr}^0 + k_{in}\sigma v_t \Phi)}{R^0} \right] \times \frac{I_{th}(0)}{I} [I - I_{th}(\Phi)]. \quad (20)$$

则输出功率的相对变化为可表示为

$$\begin{aligned} P_{rel}(\Phi) &= \frac{P_{out}(\Phi)}{P_{out}(0)} \\ &= \frac{\left[1 - \frac{(R_{nr}^0 + k_{in}\sigma v_t \Phi)}{R^0} \cdot \frac{I_{th}(0)}{I} \right] [I - I_{th}(\Phi)]}{\left[1 - \frac{R_{nr}^0}{R^0} \cdot \frac{I_{th}(0)}{I} \right] [I - I_{th}(0)]}. \end{aligned} \quad (21)$$

量子阱激光器的归一化功率计算结果与实验数据如图 5 所示, 这里我们取辐射前激光器的非辐射复合速率为 $2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$. 随着电子通量的增加, 激光器输出功率线性下降, (21) 式较好地描述了这一变化趋势. 且从图 5 中可以看出, 理论计算得到的功率下降要小于实际测量结果, 这也与阈值电流的计算结果相符合. 缺陷的引入率以及为了简化结果, 在推导过程中所进行的近似导致了计算结果与实际测量结果之间有一定的偏差, 但程度不大, 就曲线符合情况来看, (21) 式准确反映了辐射下器件性能的变化趋势.

从 (21), (15) 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. 如果已知样品这方面的参数, 就可以通

过公式计算来预测量子阱激光器的抗辐射特性, 减少辐射实验的成本和时间.

通过本文实验的结果可以发现, 在 10^{16} cm^{-2} 的电子注量的辐照下, 激光器的阈值电流增长为原来的 1.1 倍, 而在 10 mA 驱动下激光器的输出功率下降为辐射前的 60%, 功率下降的程度较大, 已经能够引起整个系统工作状态的不稳定. 而从图 1 可知, 10^{16} cm^{-2} 的电子通量所对应的正是在几乎没有 Al 屏蔽的状态下 (0.01 mm) 地球同步轨道工作 15 年器件所接受的等效电子注量. 因此, 此程度的辐射损伤对于地球同步轨道工作的光通信终端将有着比较大的影响. 但是采取有效的铝屏蔽后 (一般 3 mm) 我们发现, 此时器件所接受的等效电子注量只有约 10^{13} cm^{-2} , 此辐射通量下激光器的阈值电流及输出功率几乎没有变化. 因此, 在采取有效的屏蔽措施后量子阱激光器能够很好地应用于地球同步轨道的飞行任务中.

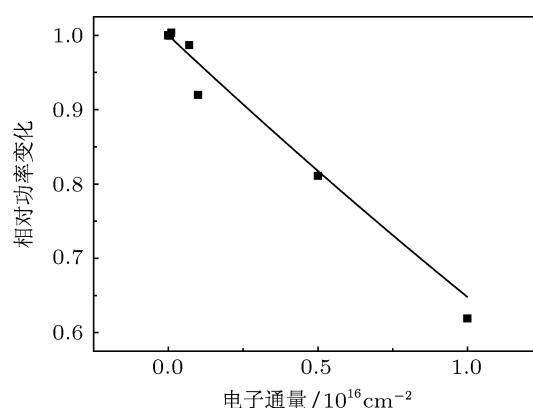


图 5 功率随着电子辐照通量的变化

4 结论

使用 1 MeV 电子加速器对量子阱半导体激光器进行了辐照实验. 在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电子辐照所造成的位移损伤在量子阱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电子通量变化的公式, 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,量子阱激光器能够很好地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] Warner J H 2008 *Ph. D. Dissertation* (Baltimore: University of Maryland)
- [2] Claeys C, Simoen E 2002 *Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices* (Berlin: Springer-Verlag)
- [3] Boutillier M, Gauthier-Lafaye O, Bonnefont S, Lozes-Dupuy F, Lombez F, Lagarde D, Marie, Vermersch F J X, Calligaro M, Lecomte M, Parillaud O, Krakowski M 2007 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **54** 1110
- [4] Taylor E W, Paxton A H, Schone H 1998 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **45** 1514
- [5] Kalavagunta A, Bo C, Neifeld M A 2003 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **50** 1982
- [6] Johnston A H, Miyahira T F 2004 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **51** 3564
- [7] Lee S C, Zhao Y F, Schrimpf R D 1999 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **46** 1797
- [8] Johnston A H 2001 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **48** 1713
- [9] Suhara T (Translated by Zhou N S) 2002 *Fundamental of Semiconductor Lasers* (Beijing: Science Press) pp123–140 (in Chinese) [栖原敏明 2002 半导体激光器基础 (北京: 科学出版社) 第 123—140 页]
- [10] Ribbat C, Sellin R, Grundmann M, Bimberg D, Sobolev N A, Carmo M C 2001 *Electron. Lett.* **37** 174
- [11] Cao J Z 1993 *Radiation Effects in Semiconductor Material* (Beijing: Science Press) pp152–170 [曹建中 1993 半导体材料的辐射效应 (北京: 科学出版社) 第 152—170 页]
- [12] Drabold D A, Estreicher S K 2007 *Theory of Defects in Semiconductors* (Berlin: Springer-Verlag)
- [13] Agrawal G 1986 *Long Wavelength Semiconductor Lasers* (New York: Springer) pp30, 55–57
- [14] Svelto O 2010 *Principles of Lasers* (France: Springer) p108
- [15] Hu Y S, Wang L, Chen Z X 1990 *Chin. J. Semicond.* **11** 889 (in Chinese) [胡雨生, 汪乐, 陈正秀 1990 半导体学报 **11** 889]
- [16] Walters R J, Shaw G J, Summers G P, Burke E A, Messenger S R 1992 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **39** 2257

Displacement damage effect on the characteristics of quantum well laser

Ma Jing Che Chi[†] Han Qi-Qi Zhou Yan-Ping Tan Li-Ying

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

(Received 29 January 2012; revised manuscript received 24 May 2012)

Abstract

Quantum well lasers are irradiated by electrons with a total fluence of $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. The output power is reduced and the threshold current is increased under electron irradiation. The displacement damage effect on quantum well laser is analyzed theoretically and we deduce the relationship between the radiation induced output power and threshold current change and the electron fluence. The formula fits the experiment data very well, and can describe the change trend of the laser performance under electron irradiation, it can also predict the behavior of quantum well laser under radiation environment and is valuable for practical application.

Keywords: quantum well lasers, displacement effects, defects

PACS: 42.88+h, 61.80Az, 42.55Px

[†] E-mail: chiche.hit@gmail.com