

doi:10.3788/gzxb20124112.1464

金属-电介质约束的半导体微盘激光器

刘军, 吴根柱, 陈达如, 刘旭安, 卢启景

(浙江师范大学 信息光学研究所, 浙江 金华 321004)

摘 要:设计了一种以半导体材料 InGaAsP 作为核心结构的器件表面蒸镀二氧化硅膜层, 在其上蒸镀金膜层, 构成金属-电介质半导体微盘激光器结构, 盘面的厚度为 $2\ \mu\text{m}$, 盘面半径为 $6\ \mu\text{m}$, 盘壁侧表面与底面的夹角为 45° . 使用有限元法对该结构器件的回音壁模式进行数值研究, 利用所谓“偏微分方程的弱项形式”有效地抑制了许多局域不变性相关的“伪解”. 通过数值求解弱项型矢量亥姆霍兹方程, 得到微盘激光器回音壁模式的横磁场分布, 在此基础上讨论了其品质因数(Q值)、模体积、不同金属和电介质膜厚度对器件品质因数的影响、盘的半径和其品质因素的关系等相关量. 理论计算表明, 这种结构的器件较直接在介质表面蒸镀金属膜层结构的器件的品质因数高 2~3 倍. 实验还获得了基阶和高阶的表面等离子体波模式, 以及品质因数最大达到约 5 400 的光学-电介质基模.

关键词:微盘激光器; 回音壁模式; 品质因数; 模体积; 有限元法

中图分类号: TN248.4

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2012)12-1464-6

0 引言

微腔激光器是一种腔体在一个维度或者三个维度的几何尺寸为波长或亚波长量级^[1-2]的激光器. 该种器件由于其极低的光子损耗率、超小的模式体积和较低的工作阈值等优越特性在诸多的研究领域得到重视, 包括非线性光学、量子光学和器件物理等^[3]. 就制作器件的材料来看, 由最初的二氧化硅^[4], 光子晶体^[3], 到后来的硅、AlGaAs、InGaAsP 等半导体材料^[5-7], 甚至可以将两种材料结合在一起使用, 比如在腔体的所谓表面等离子体波模式研究中, 就通过在以电介质为核心结构的器件表面上蒸镀金、银等贵金属膜层来制作这种复合式腔体^[8-9]. 纯电介质材料制作的腔体其品质因数一般较相同结构和尺度下的这种电介质-金属膜层结构的器件要高, 这是由于金属的介电常数是复数, 在光频段有较大的吸收损耗引起的. 表面等离子体波最初应用于平面波导的研究中^[10]. 对某些金属, 特别是金和银等贵金属, 在特定的深紫外到远红外电磁波作用下, 金属表面的自由电子做集体振荡运动, 并且诱导出只存在于界面传输的独特电磁波——表面等离子体波 (Surface Plasmon Polariton, SPP)^[10]. 因此尽管这种器件的焦耳热耗较大, 但是它可以

在更加小的空间范围内. 显然电介质-金属膜层结构的腔体所面临的主要问题是其损耗太大. 采用电介质-金属双层膜作为横向限制介质, 例如 p 电极钛、金, 金和绝缘硅或氮化硅, 光被器件的双层膜反射回来而不是被散射掉, 形成激光模式^[11]. 在 p 电极金属和半导体增益介质之间引入低折射率的电介质, 可以显著降低耗散损耗^[12]. 文献^[9]以 InGaAsP 半导体材料为增益介质, 在其表面蒸镀二氧化硅薄膜, 再蒸镀铝膜的微柱形谐振腔并采用光泵浦方式的激光器进行了研究.

降低器件的损耗, 即提高器件的品质因数是微盘激光器的理论和实验研究的一个主要方面. 本文着眼于设计一种器件的结构并通过理论计算探索实现上述目的的一个可能性. 在传统的有源层-金属膜层腔体结构基础上, 提出在半导体有源层与贵金属膜层之间夹入一层二氧化硅电介质膜层的腔体结构. 目前实验上制作各种结构及材料的微盘激光器都是采用“湿法”或“干法”刻蚀工艺, 由于制作工艺本身的缺陷很难保证制作的器件边缘表面有很好的光滑度和均匀性. 直接将金属膜层镀到表面边缘粗糙起伏的半导体微盘激光器有源层上, 由于金属比半导体材料“特殊”的光学性质, 使得半导体-金属界面很不“均匀”, 光子在这样的界面上散射定然会引起较

基金项目: 浙江省自然科学基金 (No. Y1100041) 资助

第一作者: 刘军 (1982-), 男, 硕士, 主要研究方向为微盘激光器的模场数值模拟及实验制作. Email: liujun_physics@yeah.net

责任作者/导师 (通讯作者): 吴根柱 (1967-), 男, 教授, 主要研究方向为微腔激光器. Email: wugenzhu@zjnu.cn

收稿日期: 2011-09-07; 修回日期: 2012-10-12

大的损耗.与金属材料相比,电介质较其在光学性质上接近半导体材料,通过在半导体有源层上先镀一层电介质膜层“抹平”有源层边缘表面的粗糙起伏,再在其上镀金属膜层;这种选择的另外一个原因是考虑到二氧化硅本身是一种高品质因数材料.通过上述考虑有望改善界面的散射损耗,提高器件的品质因数,进而试图改善器件的工作性能,计算结果表明这种做法是可行的.器件的实验室制作上,首先制作出器件的有源层结构,然后在盘上表面的中心处埋入金属电极作为电流注入的引线,紧接着镀电介质膜层,最后再镀贵金属膜层完成整个器件的制作.

1 偏微分弱项和全矢量亥姆霍兹方程

电磁场在连续的宏观介质中服从麦克斯韦方程组,但是直接将有限元法应用于麦克斯韦方程时,处理结果中会产生许多与局域不变性相关的“伪解”.一个有效的办法是使用所谓的“偏微分方程的弱项型”,可以有效地避免发散,抑制“伪解”的产生^[13].假定构成谐振腔体的介质的磁化可以忽略不计,磁场强度 \mathbf{H} 在界面上将是连续的,此时磁通量密度矢量 \mathbf{B} 将与磁场强度之间存在一个简单的关系 $\mathbf{H} = \mu\mathbf{B}$,这对解方程来说带来许多便利,其中 μ 称为介质的磁导率.将通常的电磁学教科书中所讲的麦克斯韦方程组中的一个旋度方程代入另一个旋度方程,问题归结为求解如下经修正后的服从适合边界条件的矢量亥姆霍兹方程^[13].

$$\nabla \times (\epsilon^{-1} \nabla \times \mathbf{H}) - \alpha \nabla (\nabla \cdot \mathbf{H}) = c^{-2} \partial^2 \mathbf{H} / \partial t^2 = 0 \quad (1)$$

式中: c 代表真空中的光速; ϵ^{-1} 代表相对介电张量常量的倒数,与场强无关;常量 α 是关于麦克斯韦领域(Maxwellian neighbors)的权重因子,计算中取 α 的值为 10.0.假设不存在磁单极子,麦克斯韦方程组要求 $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$.方程(1)的左边中间那项被称为所谓的“惩罚”项扮演着抑制“伪解”的角色,要求 $\nabla \cdot \mathbf{H} \neq 0$.

磁通量密度矢量在任一点满足 $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0$, \mathbf{n} 表示界面单位法向矢量.假设电介质的磁化率是各向同性的,那么这个条件又等价于

$$\mathbf{H} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (2)$$

电场强度在界面上服从

$$\mathbf{E} \times \mathbf{n} = 0 \quad (3)$$

方程(2)和(3)确保磁场(电场)在法向(切向)的连续性.将方程(1)的两边同乘以磁场强度矢量 \mathbf{H} 的共轭矢量 $\tilde{\mathbf{H}}^*$,然后在谐振腔体所在的空间区域求体积积分,即

$$\int_V \left\{ (\nabla \times \tilde{\mathbf{H}}^*) \cdot \frac{1}{\epsilon} (\nabla \times \mathbf{H}) - \alpha (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{H}}^*) (\nabla \cdot \mathbf{H}) + c^{-2} \tilde{\mathbf{H}}^* \cdot \partial^2 \mathbf{H} / \partial t^2 \right\} dV = 0 \quad (4)$$

在柱面坐标系下描述该问题是方便的,由于所求解区域——微盘激光器是一个对称结构,因此三维问题转化为二维问题,也就是将场的三个分量 $H^r(r, \varphi, z)$, $H^\varphi(r, \varphi, z)$ 和 $H^z(r, \varphi, z)$ 简化为 $H^r(r, z)$, $H^\varphi(r, z)$ 和 $H^z(r, z)$.设方程(1)的解——磁场强度的非时间变量的形式为

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = e^{iM\varphi} \{ H^r(r, z), iH^\varphi(r, z), H^z(r, z) \} \quad (5)$$

式中, M 被称为方位角指数,与谐振腔的谐振波长 λ_m 及模式的有效折射率 n_{eff} 三者之间满足关系 $\lambda_m = 2\pi R n_{\text{eff}} / M$,其中 R 是圆盘形谐振腔体的半径.将积分方程使用有限元法离散化处理之后再进一步计算得到一组线性方程组,最终可以解得微盘激光器的模场分布.对于这种金属膜层覆盖的有吸收损耗的所谓“开腔”,理论上由式(6)可以计算出品质因数

$$Q_{\text{rad}} = \mathcal{R}[f_{\text{mode}}] / 2\Im[f_{\text{mode}}] \quad (6)$$

式中 f_{mode} 是腔内谐振频率.而模式体积可以通过式(7)得到

$$V_{\text{mode}} = \frac{\int_V \epsilon |\mathbf{E}^2| dV}{\max[\epsilon |\mathbf{E}^2|]} \quad (7)$$

式中,分子表示对介电张量常量与电场通量密度矢量平方的乘积在光场分布区的体积积分;分母表示取介电张量常量与电场通量密度矢量平方乘积的最大值.

2 微盘激光器的结构设计及其光模场分布

本文采用微盘形谐振腔体结构,在半导体腔体表面蒸镀二氧化硅薄膜,再蒸镀金膜的结构进行数值研究.设计的器件半径 R 为 $6 \mu\text{m}$ 、厚度 d_0 为 $2 \mu\text{m}$ 、侧壁与底面的夹角 θ 为 45° ,二氧化硅膜层的厚度表示为 d_1 ,金膜膜的厚度表示为 d_2 ;选择在 1550 nm 处的金膜折射率 n_2 为 $0.18 + 10.2i$,二氧化硅膜层的折射率 n_1 为 1.45,增益介质 InGaAsP 的折射率 n_0 为 3.2,求解区域的折射率 n_3 设置为 1,对应自由空间,器件横截面如图 1.

按照本文所设计的微盘激光器结构,再设定二氧化硅膜层的厚度为 80 nm ,金膜厚度为 50 nm .在 $M = 64$ 时,获得波长为 1551.22 nm , Q 值达到 4200 的光-电介质横电磁波的基模,该结果较文献[8]中的对应结果 $\lambda = 1568.25 \text{ nm}$ 时, Q 值 1140 好多.究其原因,在本文设计的器件当中,二氧化硅

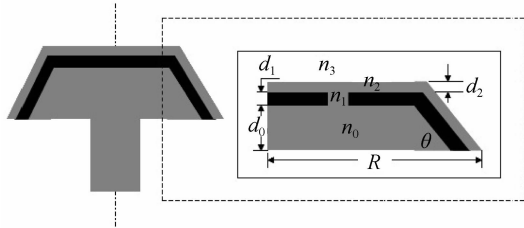


图 1 金属-电介质限制的微盘激光器的横截面
Fig. 1 Cross-section of the proposed metallo-dielectric confined microdisk laser

的膜层显著地抑制了损耗^[12];增益介质采用的是高折射率的半导体材料. 图 2 中, $d_1 = 80 \text{ nm}$, $d_2 = 50 \text{ nm}$, $\theta = 45^\circ$. 图 2(a)为光-电介质模式的横电磁波场分布图;图 2(b)为方位角指数 M 与 Q 值和谐振频率 f_m 之间的关系. 箭头左指向点线表示的是品质因数, 箭头右指向点线表示的是谐振频率, 品质因数 Q 和谐振频率 f_m 随方位角指数 M 在 $60 \sim 80$ 的范围内均线性地变化.

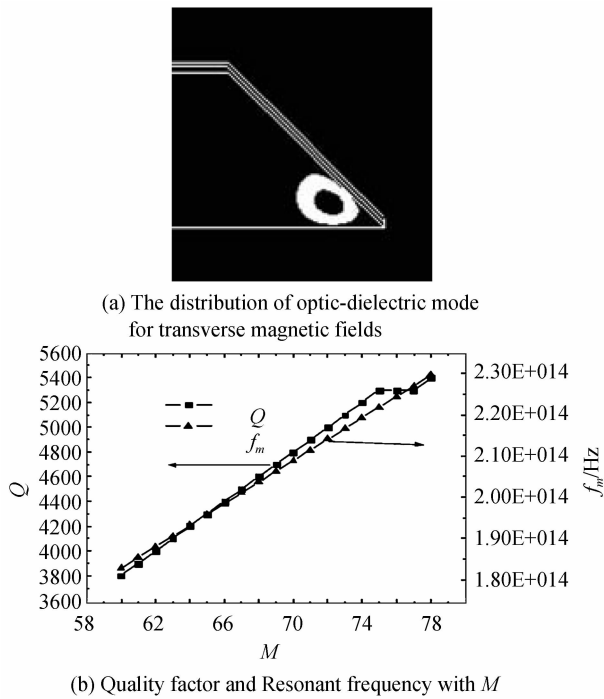


图 2 光学-电介质基横模磁场 $|H|^2$ 分布及相应品质因数 (方形点线) 和谐振频率 (三角形点线) 与模指数 M 的线性关系
Fig. 2 The distribution of optic-dielectric mode for transverse magnetic fields and the linear relationship of quality factor and resonant frequency with M

3 盘面半径及约束膜层厚度对激光器 Q 值的影响

在电介质-金属膜层的微腔器件研究中,膜层的厚度和盘面半径的几何参量对器件的光学性能的影响是一个重要的讨论因素^[12,14]. 本文假设在金膜层的厚度 d_2 给定(50 nm)时,计算器件的 Q 值受二氧化

化硅膜层厚度的影响,以及在给定金膜厚度和不同的二氧化硅膜层厚度下 Q 值受盘面半径的影响. 如图 3(a)所示,在金膜厚度不变的情况下,品质因数 Q 随二氧化硅膜层厚度 d_2 的变化不是简单的线性关系. 为了获得较为细致的结果,本文选择很小的 d_2 的变化步长为 5 nm, $M = 67$. 当 d_2 等于零时,即只有金膜覆盖半导体材料微腔^[7],理论上计算器件的 Q 值约为 2 300;但是当 $d_2 = 5 \text{ nm}$ 时,器件的品质因数迅速上升到 3 400,说明二氧化硅膜层的确在一定程度上抑制了金膜引起的损耗. 在 d_2 由 5 nm 变化到 40 nm 的过程中, Q 值只是随 d_2 做较小的波动. 随后, Q 又随 d_2 的增加急剧减少,甚至低于不镀金膜时的水平,当 d_2 增加到 75 nm 时, Q 又开始急剧增加,最大达到 4 607,此时对应的谐振波长为 1 490.12 nm,当 d_2 大于 100 nm 时, Q 值又开始减小. 在器件制作的具体工艺过程中,该结果的意义在于选择适当的金属膜层的厚度,可以在特定的波长获得比较理想的品质因数.

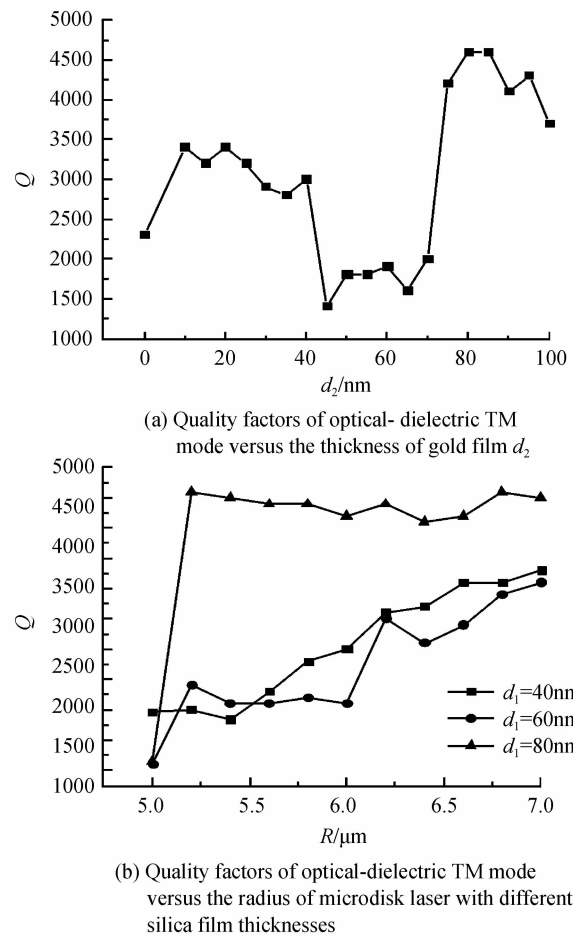


图 3 光学-电介质模横磁场的品质因数与腔体结构参量的依赖关系
Fig. 3 Quality factors of optical-dielectric TM mode versus the cavity structure parameters

图 3(b) 显示的是在金膜厚度 d_2 设定为 50 nm 的条件下, 分别设定不同的二氧化硅膜层厚度 d_1 . 考虑器件的品质因数 Q 随盘面半径 R 的变化, 本文设定 d_1 分别为 40 nm、60 nm 和 80 nm, 盘面半径 R 由 5 μm 变化到 7 μm , 增加步长为 0.2 μm , 模指数 $M=68$. 当 d_1 等于 40 nm 和 60 nm 时, Q 随 R 的增大基本呈现简单的线性关系变化, 其中 $d_1=60$ nm (对应图中圆形点线) 时, Q 随 R 的变化相比 $d_1=40$ nm 时波动较大; 而当 d_1 等于 80 nm 时, 盘面半径 R 由 5 μm 增加一个步长, 即增加到 5.2 μm 时, Q 值急剧增加, 随后只是随 R 做较小的波动. 当设定 R

$=5.2 \mu\text{m}$, $d_1=80$ nm 时, 器件的 Q 值计算的达到 4 612, 对应的谐振波长为 1 297.38 nm.

4 表面等离子体波模式

前文讨论的都是光-电介质模式(DE 模式)下的情况. 图 4 为表面等离子体波的横磁(TM)场模式分布. 设定方位角指数 $M=67$, 当本征谐振频率增加时, 微盘激光器的谐振模由光-电介质模向表面等离子体模过度, 并且其损耗开始显著下降, 即 Q 值减少.

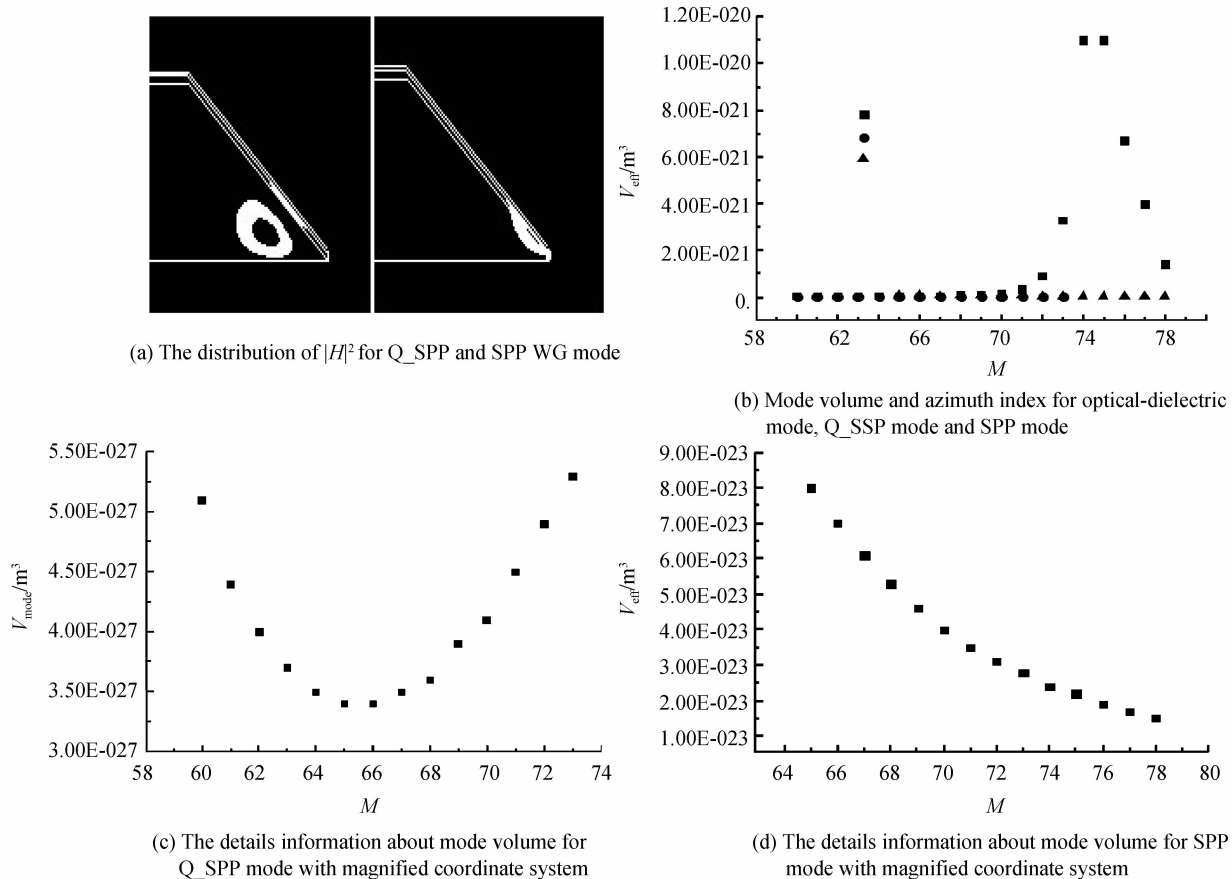


图 4 “准表面等离子体波”和表面等离子体波基横模磁场 $|H|^2$ 分布以及对应模式体积与方位角指数的关系

Fig. 4 The distribution of $|H|^2$ for Q_SPP and SPP WG mode and the relationship of mode volume and azimuth index

图 4(a) 模场分布图由左边到右边显示光-电介质模向表面等离子体模的过度. 严格来讲, 图 4(a) 显示的不是严格意义上的表面等离子体波, 因为有较大比例的光能量分布在增益介质当中, 但是此时光能量已经向二氧化硅层中耦合, 有部分模场分布在二氧化硅膜层与金膜之间, 称之为“准表面等离子体波”(Quasi_SPP, Q_SPP), 其最大的品质因数为 1 002, 对应的方位角指数及谐振波长分别是 73 和 1 332.12 nm. 图 4(a) 中右侧小图显示光能量已大部分耦合到二氧化硅层当中, 但是此时的损耗是最大的, 品质因数小于 1 000.

图 4(b) 表示在同一个坐标系下, DE 模、Q_SPP 和 SPP 的模体积与方位角指数 M 的变化情况. 对于 DE 模来说, 在 $M=71$ 之前, 模体积 V_{mode} 随 M 及其平缓的增加, 增加幅度约为 10^{-24} 量级, 但模体积的量级是 10^{-23} , 当 M 大于 71 之后, V_{mode} 开始急剧增加, 直达到最大值 1.1^{20} , 之后随 M 又急剧减少; 与此同时, Q_SSP 模和 SPP 模的模体积似乎不随 M 变化, 事实上这是较为粗糙的结论.

图 4(c) 和 (d) 分别显示的是在标度放大的坐标系中 Q_SPP 模与 SPP 模的更为细致的情况, 其中 Q_SPP 模的 V_{mode} 和 M 的关系类似二次曲线, 当 $M=65, 66$ 时达到最小模体积 3.4^{-27} , 这个结果与文

献[6]中的结果极为相当,是目前报道的最小模体数量级.而对于 SPP 模, V_{mode} 随着 M 的增大始终做单调的减少.

图 5 是三种不同情况下有效腔模折射率 n_{eff} 与方位角指数 M 的关系.对于 DE 模和 Q_SPP 模来

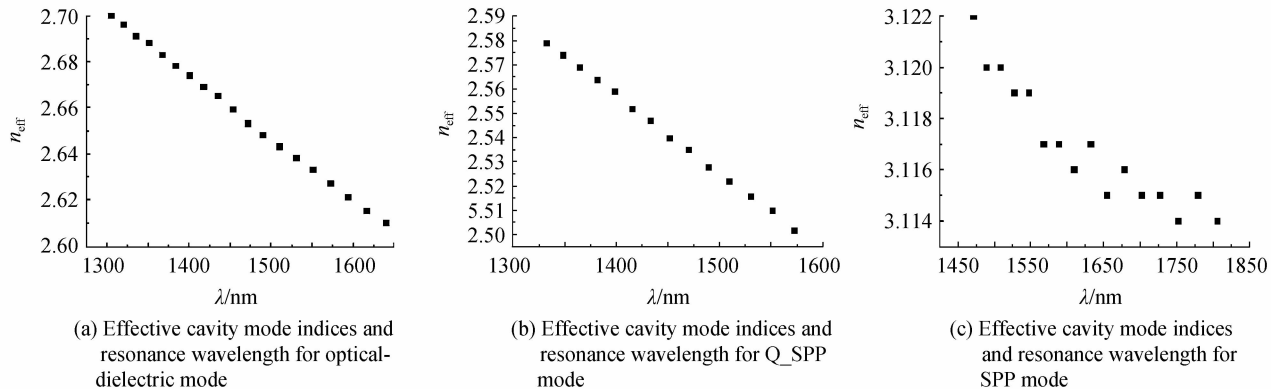


图 5 不同模式下,有效腔模折射率 n_{eff} 随谐振波长的依赖关系

Fig. 5 The relationship of effective cavity mode indices and resonance wavelengthes for different mode

5 结论

本文设计了一种微腔结构,应用有限元法求解弱项型全矢量亥姆霍兹方程,得到金属-电介质约束的微盘激光器横磁场(TM)回音壁模式的 DE 模和 SPP 模的基模分布图.理论计算表明,该结构的器件较直接在半导体材料上蒸镀金属膜层结构的器件的品质因数高 2~3 倍.讨论了器件的 Q 值与其几何参量的关系,计算得到 Q 值最大可达 4 607 的谐振模,在 1 550 nm 附近 1 551.22 nm 获得 Q 值高达 4 200 的谐振基模.同时也较详细地讨论了两种模式下谐振模模体积和谐振模的有效折射率,计算得到最小模体积为 3.4^{-27} 量级,模式有效折射率与谐振波长之间满足很好的线性关系.

研究表明,支持回廊模式的半导体微盘激光器侧面结构的性质(光滑度、均匀性等)是决定其损耗大小的一个关键因素,而整个盘面下表面的损耗取决于支撑盘面的支柱半径大小及其表面的粗糙程度.因此在制作半导体微盘激光器的工艺过程中需要注意的是,支撑盘面的支柱表面做得尽量光滑并且其半径不能太大,否则回廊模式的激光振荡将通过支柱被耦合到基底,这将大大增加器件的损耗.同时,支柱的半径也不能过小,否则实际工作中的器件产生的热量将不能有效地通过支柱得到释放,热能的集聚也将导致器件的损耗增大,同时热畸变会影响振荡的光模式,这样就需要有一个权衡上述矛盾的一个“最佳”支柱半径.本文中并没有专门讨论这一点,相关文献中对该问题的讨论显示支柱的半径与盘面的半径之比在 0.33(即 1 比 3)附近是合适的.

说, n_{eff} 随波长 λ 的增加都做简单的线性减少,这与文献[8]当中的结果是吻合的;而 SPP 模的情况下, n_{eff} 也随 M 的增加而减少,但是在减少的过程中存在偏离直线的较大波动.

参考文献

- [1] LIU Zhi-jun, JEFFREY M S, GUSTAVO E F, *et al.* Continuous-wave subwavelength microdisk lasers at $\lambda = 1.53 \mu\text{m}$ [J]. *Optics Express*, 2010, **18**(18): 19242-19248.
- [2] HUANG Jing-qiang, SEHEON K, AXEL S. Design of a surface-emitting, subwavelength metal-clad disk lasers in the visible spectrum[J]. *Optics Express*, 2010, **18**(19): 19581-19591.
- [3] SUSUMU N, MASAYUKI F, TAKASITI A. Spontaneous-emission control by photonic crystals and nanocavities[J]. *Nature Photonics*, 2007, **1**: 449-458.
- [4] WEI Wei, WU Xiao-wei, FU Shao-jun, *et al.* Fabrication for SiO_2 microdisk optical resonator[J]. *Chinese Optics Letters*, 2007, **3**(12): 1671-7694.
- [5] MUHAMMAD S, SIVA Y, ALI A. Ultra-high Q planar silicon microdisk resonators for chip-scale silicon photonics[J]. *Optics Express*, 2007, **15**(8): 4694-4904.
- [6] KARTIK S, PAUL E B, OSKAR P. Cavity , mode volume and lasing threshold in small diameter AlGaAs microdisks with embedded quantum dots[J]. *Optics Express*, 2006, **14**(3): 1094-1105.
- [7] PERAHIA R, MAYER ALEGRE T P, SAFAVI-NAEINE A H, *et al.* Surface-plasmon mode hybridization in subwavelength microdisk lasers[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, **95**(20): 201114-201117.
- [8] BUMKI M, ERIC O, VOLKER S, *et al.* High-Q surface-plasmon-polariton whispering-gallery microcavity[J]. *Nature Letters*, 2009, **457**: 455-458.
- [9] MAZIAR P, ALEKSANDAR S, OLESYA B, *et al.* Room-temperature subwavelength metallo-dielectric lasers [J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**: 395-399.
- [10] WEI Pei-kuen, HUANG Yu-chieh, HUANG Ching-chiang, *et al.* Off-angle illumination induced surface plasmon coupling in subwavelength metallic slits[J]. *Optics Express*, 2005, **13**(26): 10784-10799.
- [11] LIAW J W, WU P T. Dispersion relation of surface plasmon wave propagating along a curved metal-dielectric interface [J]. *Optics Express*, 2008, **16**(7): 4945-4951.
- [12] CHE Kai-jun, UANG Yong-zheng, XU Hui-ying, *et al.* Port output of metallo-dielectric confined circular microlasers

- [J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(8): 1374-1376.
- [13] MARK O. Traceable 2-d finite-element simulation of the whispering-gallery modes of axisymmetric electromagnetic resonators[J]. *IEEE*, 2007, **55**(1): 1209-1218.
- [14] XIAO Yun-feng, ZOU Chang-ling, LI Bei-bei, *et al.* High-Q exterior whispering-gallery modes in a metal-coated microresonator [J]. *Physical Review Letters*, 2010, **105**(15): 153902-153905.

Metallo-dielectric Confined Semiconductor Microdisk Lasers

LIU Jun, WU Gen-zhu, Chen Da-ru, LIU Xu-an, LU Qi-jing

(Key Institute of Information Optics Zhejiang Normal University, Jinhua, Zhejiang 321004, China)

Abstract: A novel metal-dielectric semiconductor microdisk laser structure with the thickness of 2 micrometer and the radius of 6 micrometer is designed by depositing a silica film and a noble metal gold film on the InGaAsP semiconductor microdisk. The angle between side-wall surface and the bottom plate is 45° . The whispering gallery mode of the device is numerically investigated by using a well-known Finite Element Method (FEM). The so-called weak-form of the partial differential equation is employed to effectively reduce the pseudo-solution associated with the local invariant, which exists in the FEM directly applying to Maxwell equations. The distribution of the cross magnetic field (TM) of the whispering gallery mode of the proposed microdisk laser is achieved based on the numerical solution of the weak-type vector Helmholtz equation. After that the quality factor (Q), the mode volume and other related quantities are discussed. Theoretical results show that the quality factor of the proposed microdisk laser with the sandwich-structure is 2~3 times more than the one with the structure directly deposited metal film in InGaAsP semiconductor microdisk. Furthermore, different thicknesses of the metal and the dielectric quality factor of the microdisk laser and the relationship between the disk radius and the quality factor are discussed. A fundamental mode and higher-order surface plasma wave mode, and a maximum quality factor of about 5 400 optical-dielectric of the fundamental mode are achieved.

Key words: Microdisk laser; Whispering gallery mode; Quality factor; Mode volume; Finite element method