

超高斯光束抽运调 $Q$ 固体激光器仿真模型研究

程秋虎 王石语 过振 蔡德芳 李兵斌

Simulation model of super Gaussian beam pumped  $Q$ -switched solid-state laser

Cheng Qiu-Hu Wang Shi-Yu Guo Zhen Cai De-Fang Li Bing-Bin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 180204 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.180204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.180204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I18>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超高斯光束泵浦调 $Q$ 固体激光器仿真模型研究

Simulation model of super Gaussian beam pumped  $Q$ -switched solid-state laser

物理学报.2017, 66(18): 180204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.180204>

基于偏振光相位调制的超衍射极限空间结构光研究

Sub-diffraction-limit spatially structured light pattern based on polarized beam phase modulation

物理学报.2017, 66(11): 110201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.110201>

硅薄膜太阳能电池表面纳米线阵列光学设计

Optical design of nanowire array on silicon thin film solar cell

物理学报.2016, 65(7): 070201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.070201>

点堆中子动力学方程组曲率权重法的解

Curvature weight method of solving the point reactor neutron kinetic equations

物理学报.2015, 64(22): 220201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.220201>

轴对称构件受力分析的插值粒子法

Interpolating particle method for mechanical analysis of space axisymmetric components

物理学报.2015, 64(10): 100204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.100204>

超高斯光束抽运调 $Q$ 固体激光器仿真模型研究\*

程秋虎† 王石语 过振 蔡德芳 李兵斌

(西安电子科技大学物理与光电工程学院, 西安 710071)

(2017年2月28日收到; 2017年6月2日收到修改稿)

仿真计算一直是研究激光器的重要手段, 而激光理论是仿真计算的基础. 虽然半经典激光理论能够精确地描述激光的产生过程, 但是其复杂性导致仿真需要庞大的计算资源和计算时间. 为了能够更加高效地对激光器进行仿真, 提出了一种调 $Q$ 固体激光器的仿真模型. 基于此模型, 研究了影响主动调 $Q$ 激光产生过程的因素. 这些因素包括抽运功率、抽运光分布和模式竞争. 仿真计算结果与对照实验测量数据相符合, 说明了模型的有效性.

**关键词:** 数值仿真, 二极管抽运激光器, 光束传输,  $Q$ 开关

**PACS:** 02.60.Cb, 42.55.Xi, 42.25.Bs, 42.60.Gd

**DOI:** 10.7498/aps.66.180204

## 1 引言

对于激光器的各种不同应用目的以及研究方向<sup>[1-7]</sup>, 激光光束的参数一直是需要考虑的重要因素. 例如, 输出功率和总体效率是衡量激光系统的关键性指标. 光束 $M^2$ 因子、束腰半径、远场发散角同样是必须考虑的指标. 通常, 获取激光系统参数的手段是通过实验测量. 但是如果能够通过仿真对这些参数直接进行数值计算, 则激光系统的设计和分析成本将大幅减小.

实际的激光系统是复杂的非线性开放系统, 影响其稳定性的因素包括: 抽运功率空间上的分布和时间上的起伏; 光学元件的瑕疵和缺陷; 晶体的热效应和应力形变; 多模振荡、模式竞争等. 这些因素可以通过Maxwell-Bloch方程进行描述. 针对不同类型激光器的模拟仿真, 计算结果已经充分验证了该半经典理论的普遍性和精确性<sup>[8-12]</sup>. 但由于Maxwell-Bloch方程的复杂性, 仿真计算需占用巨大的计算资源. 而在特定的情况下, 某些因素对激光系统的影响可以忽略. 这时, 使用比较简易的模型对激光系统进行描述可以有效地缩短仿真计算

的时间.

基于上述原因, 本文提出了一种调 $Q$ 固体激光器的仿真模型. 假定任意的激光光束可由谐振腔的本征模式叠加构成. 通过引入谐振腔的速率方程, 将这一系列本征模式与激光器晶体的速率方程进行耦合. 在耦合方程的基础上, 加入 $Q$ 开关的时域调制. 基于此模型, 研究了抽运功率和抽运光场分布对主动调 $Q$ 多模激光谐振腔的影响. 在仿真计算中, 抽运光束采用超高斯分布. 仿真计算结果与对照实验测量数据相符合, 说明物理模型的有效性. 为了全面分析调 $Q$ 过程中的模式竞争, 仿真计算了调 $Q$ 脉冲产生过程, 弛豫振荡过程和连续振荡过程, 得出了脉冲功率和光束质量因子随时间变化的规律. 此规律可为激光器的设计和光学谐振腔的优化提供参考.

## 2 物理模型及研究方法

## 2.1 理论基础

本文研究Nd:YAG固体激光器. 其能级如图1所示.

\* 国防预研究基金(批准号: 9140A020105)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chengqiuhu@126.com

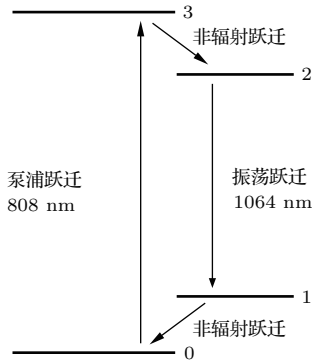


图1 Nd:YAG 晶体的能级图

Fig. 1. Nd:YAG crystal's energy level diagram.

粒子初始全部处在能级0, 即基态. 当Nd:YAG 晶体被 808 nm 的抽运光照射后, 一部分粒子吸收抽运光子跃迁到能级3. 处在能级3的粒子非常不稳定, 快速地跃迁到能级2. 同样, 处在能级1的粒子也会以非辐射的形式快速地跃迁到基态. 相对于能级2的寿命  $\tau_f$ , 能级3和能级1的粒子寿命非常短, 可以近似认为能级3和能级1的粒子数为零. 假设增益介质是均匀掺杂, 浓度为  $N_{tot}$ , 能级2的粒子浓度为  $N$ , 则  $N$  同时是总的反转粒子数浓度. 基于上述近似, 基态的粒子浓度可以表示为  $N_{tot} - N$ .

调Q技术是将激光器从连续运作模式转换成脉冲模式, 产生时域上脉宽短、功率高的激光脉冲. 调Q通常分为两个阶段, Q开关关闭和Q开关打开. 如图2所示, Q开关关闭对应图中的上能级粒子积累阶段, Q开关打开对应图中的脉冲产生阶段.

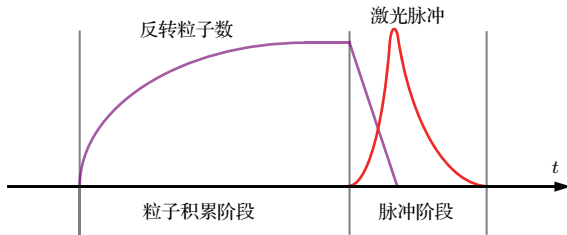


图2 调Q的时域图

Fig. 2. Time scheme for Q-switching.

在上能级粒子积累阶段, 谐振腔处于高损耗状态, 增益介质被激光二极管持续抽运, 反转粒子数持续增长. 脉冲产生阶段, Q开关打开, 谐振腔处于低损耗状态, 振荡光迅速起振, 反转粒子数被消耗, 产生持续时间短峰值功率高的激光脉冲. 当Q开关再次关闭, 激光器进入下一个调Q周期.

基于上述调Q原理, 本文引入了Q开关的损耗,  $\delta_q(t)$ . 因为  $\delta_q(t)$  是随时间变化的函数, 所以通

过设定  $\delta_q(t)$  函数形式, 则可以模拟Q开关的打开和关闭. 理想的Q开关可以表示为

$$\begin{cases} \delta_q(t) = +\infty & Q\text{开关关闭,} \\ \delta_q(t) = 0 & Q\text{开关打开.} \end{cases} \quad (1)$$

(1)式可以理解为: 当Q开关关闭时, 光束无法穿过Q开关, 谐振腔被完全关闭; 当Q开关打开时, Q开关完全透明, 对穿过的光场无任何影响.

本文研究的激光器如图3所示.

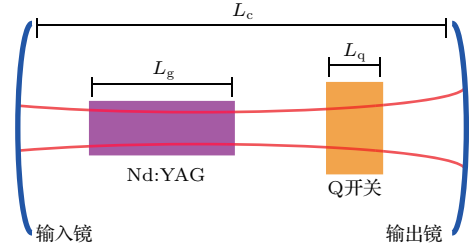


图3 激光谐振腔的原理图

Fig. 3. Illustration of the laser cavity.

在图3中, 激光谐振腔的腔长定义为  $L_c$ , Nd:YAG晶体的长度为  $L_g$ , Q开关的长度为  $L_q$ . 为了方便表示三维空间积分, 定义激光谐振腔所占的空间三维区域为  $\Omega_c$ , Nd:YAG晶体的空间三维区域为  $\Omega_g$ , Q开关的空间三维区域为  $\Omega_q$ .  $n_g$  为增益晶体的折射率,  $n_q$  为Q开关的折射率. 则振荡光在腔内往返一次所需的时间  $T$ , 可以近似表示为

$$T = 2[(n_g - 1)L_g + (n_q - 1)L_q + L_c]/c, \quad (2)$$

即往返一次总的光程差除以速度, 其中  $c$  为真空中的光速. 图3中的固体激光器的镜面和增益晶体的横截面都为圆形, 满足圆对称关系. 为了描述圆对称谐振腔的激光器, 本文采用拉盖尔-高斯光束表示谐振腔的光场模式. 拉盖尔-高斯光束的数学表达式为

$$\begin{aligned} U_{m,n}(r, \theta, z) &= \frac{1}{\omega(z)} \left( \frac{r\sqrt{2}}{\omega(z)} \right)^{|m|} L_n^{|m|} \left( \frac{2r^2}{\omega^2(z)} \right) \\ &\times \exp \left( \frac{-r^2}{\omega^2(z)} - ik \frac{r^2}{2R(z)} \right) \\ &\times \exp(i\varphi(z) - im\theta - ikz), \end{aligned} \quad (3)$$

$U_{m,n}(r, \theta, z)$  是柱坐标下的拉盖尔-高斯光束分布,  $m$  和  $n$  分别是角向参数和径向参数;  $\omega(z)$  为光束的光斑半径, 束腰  $\omega_0 = \omega(z = 0)$  设定在输出镜面的

位置;  $L_n^{|m|}$  是拉盖尔多项式;  $R(z)$  是拉盖尔-高斯光束的等相位面曲率半径;  $\varphi(z)$  是 Gouy 相移.

## 2.2 仿真模型

本文研究的是多模调  $Q$  激光器, 近似假设每一个模式都是独立地在谐振腔内进行振荡. 每一个模式的光子总数为  $\phi_{m,n}(t)$ , 则谐振腔内总的光子数为

$$\phi_c(t) = \sum_{m,n=0} \phi_{m,n}(t). \quad (4)$$

因为 (4) 式表示整个谐振腔内的光子数, 而本文需要建立谐振腔内部每个位置的速率方程, 所以定义每一个模式下的归一化光子数密度为  $|U_{m,n}|^2$ , 其满足

$$\int_{\Omega_c} |U_{m,n}|^2 dV = 1. \quad (5)$$

根据 (4) 和 (5) 式, 空间上某一点的光子数密度可以表示成各个模式的光子数密度的叠加, 即  $\sum_{m,n=0} \phi_{m,n}(t)|U_{m,n}|^2$ . 从 (5) 式可以得出, 激光腔内所有光学元件的空间位置确定后, 归一化光子数密度  $|U_{m,n}|^2$  是不随时间变化的. 所以总体光子数密度空间分布  $\sum_{m,n=0} \phi_{m,n}(t)|U_{m,n}|^2$  随时间的变化, 是由于每一个模式的光子总数  $\phi_{m,n}(t)$  随时间变化引起的, 即模式竞争.

图 3 中, 左边蓝色的为输入镜, 对振荡光全反射, 反射率  $r_1 = 1$ ; 右边蓝色的为输出镜, 对振荡光部分反射, 反射率满足  $0 < r_2 < 1$ . 由输出镜部分反射引起振荡光的损耗可以表示为  $\ln(1/r_2)$  [13]. 设定谐振腔对每个振荡光模式的固有衍射损耗为  $\delta_{m,n}$ , 即不考虑  $Q$  开关和输出镜部分反射的影响. 所以每个振荡光模式承受的总损耗可以写成三种损耗因素的总和,  $\delta_{m,n} + \ln(1/r_2) + \delta_q$ . 根据 (2) 式, 可以把谐振腔内每个模式下的光子寿命  $\tau_{m,n}$  表示为

$$\tau_{m,n} = T / [\delta_{m,n} + \ln(1/r_2) + \delta_q], \quad (6)$$

其中  $Q$  开关的损耗  $\delta_q(t)$  是时间的函数, 所以光子寿命  $\tau_i$  也是随时间变化的函数.

基于上述定义, 主动调  $Q$  多模固体激光器的速率方程可以表示为

$$\frac{\partial \phi_{m,n}}{\partial t} = \frac{c\sigma}{n_g} \int_{\Omega_g} N \phi_{m,n} |U_{m,n}|^2 dV - \frac{\phi_{m,n}}{\tau_{m,n}}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} = & -\frac{c\sigma}{n_g} N \sum_{m,n=0} \phi_{m,n} |U_{m,n}|^2 - \frac{N}{\tau_f} \\ & + R_p \frac{N_{\text{tot}} - N}{N_{\text{tot}}}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中,  $\sigma$  为增益晶体的受激发射截面,  $R_p$  是抽运速率. (7) 式右边第一项表示受激辐射对单个模式增加的光子数, 第二项表示单个模式由于谐振腔内部损耗引起的光子数衰减. (8) 式右边第一项表示所有模式的受激辐射对上能级粒子数的消耗, 第二项表示由自发辐射引起的上能级粒子数衰减, 最后一项表示抽运过程.

本文研究的抽运光在增益晶体中的空间分布为超高斯分布, 其满足下面的通式:

$$\begin{aligned} R_p(r, z, j) \\ = \eta \frac{P_p}{h\nu_p} \frac{2\alpha}{\pi\omega_p^2} \exp\left(\frac{-r^j}{\omega_p^j}\right) \exp(-\alpha z), \end{aligned} \quad (9)$$

其中  $\eta$  是总体的抽运效率, 它包含了抽运光的耦合效率、增益介质的吸收效率、量子效率;  $P_p$  是抽运功率;  $\nu_p$  是抽运光的频率;  $h$  是普朗克常数;  $\alpha$  是吸收系数, 满足  $\alpha = \sigma N_{\text{tot}}$ ;  $S$  是增益晶体的横截面面积;  $\omega_p$  为高斯抽运光在晶体入射面上的光斑半径;  $j$  是超高斯分布的阶数, 同时  $j$  必须是大于等于 2 的偶数.

两个常见的超高斯分布分别为均匀分布的抽运光 (高斯平顶光) 和高斯分布的抽运光. 均匀分布的抽运光对应  $j = \infty$ , 则 (9) 式就简化成

$$R_p(z) = \eta \frac{P_p}{h\nu_p} \frac{\alpha}{S} \exp(-\alpha z); \quad (10)$$

高斯分布的抽运光对应  $j = 2$ , 则 (9) 式简化成

$$\begin{aligned} R_p(r, z) = \eta \frac{P_p}{h\nu_p} \frac{2\alpha}{\pi\omega_p^2} \exp\left(\frac{-r^2}{\omega_p^2}\right) \\ \times \exp(-\alpha z). \end{aligned} \quad (11)$$

(10) 和 (11) 式都采用柱坐标的表达形式, 其原点设在增益晶体入射面的中心. 因为 (10) 式是均匀分布, 所以  $R_p$  在增益晶体内部的任意横截面上处处相等,  $R_p$  只随  $z$  变化. 而 (11) 式是高斯分布,  $R_p$  不仅随  $z$  变化, 也有径向  $r$  上的变化. 在图 4 中, 四条曲线分别代表当  $j = 2, 4, 10, 100$  时, 超高斯分布的抽运光在晶体入射面上的归一化强度分布. 因为超高斯分布是以半径旋转对称的, 所以图 4 只需给出径向截面的强度分布. 可以看出随着  $j$  数值的增大, 相对应的超高斯分布抽运光越发接近平顶高斯

光. 当  $j = 100$ , 此时超高斯分布可以在数值计算中近似的当作平顶高斯光处理.

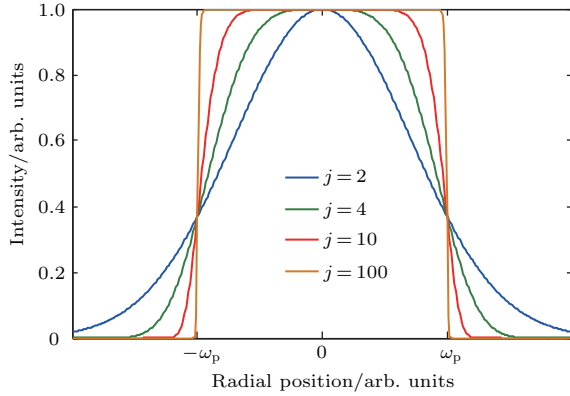


图4 归一化超高斯分布

Fig. 4. Normalized super-Gaussian distribution.

### 3 数值方法及对照实验

#### 3.1 数值方法

模拟激光器的主动调Q过程, 需要对(7)式和(8)式组合成的耦合方程进行数值仿真, 所以需同时对空间和时间进行数值划分. 因为调Q激光器的研究重心在激光脉冲产生的阶段, 并且脉冲产生阶段本身时间短, 所以在数值模拟中, 图2中的脉冲阶段需要短的时间间隔. 而抽运阶段和弛豫阶段, 由于没有输出功率, 这时增大时间间隔, 可节省计算时间.

因为仿真结果需和实验数据进行对照, 所以实验测量的变量, 如脉冲波形、输出功率、光束质量因子  $M^2$  都需要被已知参数表示出来. 根据(6)式, 激光谐振腔的输出功率可解释为输出镜对腔内光束的损耗, 则单一光束模式的输出功率可写成

$$P_{m,n}(t) = (hv) \frac{\phi_{m,n}(t)}{T} \ln(1/r_2), \quad (12)$$

所以总体的输出功率, 就是每个模式输出功率的叠加, 即

$$P_{\text{out}}(t) = \sum_{m,n=0} P_{m,n}(t); \quad (13)$$

对于单一模式的光束, 其光束质量因子  $M_{m,n}^2$  满足关系

$$M_{m,n}^2 = (m + 2n + 1), \quad (14)$$

而总体输出光束的光束质量因子  $M_{\text{out}}^2$ , 不能简单地写成各个模式光束质量因子的叠加, 它必须为各

个模式相对输出功率的加权平均, 即

$$M_{\text{out}}^2 = \sum_{m,n=0} \left( \frac{P_{m,n}}{P_{\text{out}}} \right) M_{m,n}^2. \quad (15)$$

从(15)式可以看出, 当输出光束只包含一种模式, 那么  $M_{\text{out}}^2$  就等于那个模式的  $M_{m,n}^2$ .

最后, 因为  $P_{m,n}(t)$ ,  $P_{\text{out}}(t)$  和  $M_{\text{out}}^2$  都是和时间有关的变量, 所以它们对应时间上的平均值可以表示为

$$\begin{cases} \bar{P}_{m,n} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} P_{m,n}(t) dt, \\ \bar{P}_{\text{out}} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} P_{\text{out}}(t) dt, \\ \bar{M}_{\text{out}}^2 = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} M_{\text{out}}^2(t) dt, \end{cases} \quad (16)$$

式中的  $t_1$  和  $t_2$  是测量的起始时间和终止时间.

#### 3.2 对照实验

基于图3, 本文的对照实验采用的是二极管抽运声光调Q固体激光器. 激光器的总体腔长为500 mm. 抽运形式为单向端面抽运, 抽运光的中心波长为808 nm. 抽运光通过光纤耦合输出进入晶体, 在晶体内抽运光半径  $\omega_p$  约为0.5 mm, 抽运光分布近似为  $j = 4$  的超高斯分布. 增益介质使用的掺杂浓度为0.3%的Nd:YAG晶体, 激光波长为  $\lambda = 1064$  nm. Nd:YAG晶体的长度为20 mm, 横截面直径为  $d = 3$  mm. 输入镜对波长1064 nm的激光全反, 输出镜的反射率为95%. 声光调Q开关的重复频率为1 kHz, 占空比为1%.

表1 不同谐振腔模式的衍射损耗  $\delta_{m,n}$

Table 1. Diffraction loss of different resonant modes  $\delta_{m,n}$ .

TEM <sub>m,n</sub>	$\delta_{m,n}$	TEM <sub>m,n</sub>	$\delta_{m,n}$
TEM <sub>00</sub>	0.004	TEM <sub>10</sub>	0.011
TEM <sub>20</sub>	0.016	TEM <sub>01</sub>	0.023
TEM <sub>11</sub>	0.029	TEM <sub>21</sub>	0.036
TEM <sub>02</sub>	0.039	TEM <sub>12</sub>	0.055
TEM <sub>22</sub>	0.068		

针对上述具体实验参数, 可以通过公式  $N = (d/2)^2/\lambda L_c$  计算出谐振腔的菲涅耳数约为4.23. 在文献[14]中, McCumber计算了拥有不同菲涅耳数的圆对称激光谐振腔的各个模式的衍射损耗. 结果表明, 在相同菲涅耳数的谐振腔内, 阶

数高的模式在腔内振荡一次的损耗高, 并且所有模式的损耗随菲涅耳数的增加而减小. 在本文第2节中定义了谐振腔对每个振荡光模式的固有衍射损耗  $\delta_{m,n}$ , 根据文献 [14], 可以计算出在菲涅耳数为 4.23 的谐振腔内各个模式的  $\delta_{m,n}$ , 如表 1 所列.

#### 4 计算结果与讨论

本节将仿真模拟的结果和实验测量的结果进行数据对比. 图 5 中研究抽运功率对调 Q 过程的影响, 给出了平均输出功率  $\bar{P}_{out}$  的仿真结果和实验测量结果. 随着抽运功率的增加, 仿真结果和测量结果都呈递增的趋势, 但是递增的斜率趋于平缓. 这是因为在小功率抽运条件下, 抽运功率值没有超过大部分高阶模式的振荡阈值, 使得激光器处在低阶模式的工作状态. 而低阶模式的衍射损耗  $\delta_{m,n}$  小, 所以在小功率抽运的条件下, 激光器整体能量利用率较高, 斜效率较高; 当在大功率抽运条件下, 抽运功率值超过大部分高阶模式的振荡阈值, 使得激光器处在多模式的工作状态, 模式竞争导致高阶模吸收利用了一部分低阶模的抽运能量. 根据表 1, 相对于低阶模, 高阶模的衍射损耗  $\delta_{m,n}$  大, 所以高阶模对抽运能量的利用率比低阶模低. 最终, 激光器整体的斜效率被振荡的高级模式拉低, 并且此影响随着抽运功率的增加而加重.

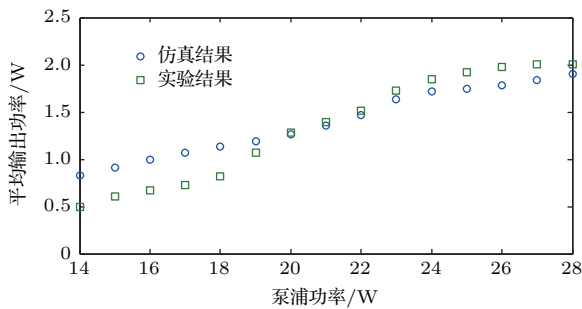


图 5 抽运功率和平均输出功率的关系

Fig. 5. Relation between pump power and average output power.

图 6 给出了抽运功率对脉冲宽度 (FWHM) 的影响. 可以看出随着抽运功率的增加, 脉冲宽度呈递减的趋势. 在抽运功率达到最大值 28 W 时, 实验测得的脉冲宽度为 150 ns, 仿真结果为 175 ns. 抽运功率越高, 则在 Q 开关打开前, 储备的最大反转粒子数浓度越高. 当 Q 开关打开后, 在具有高浓度的反转粒子数的谐振腔内, 光子受激放大过程所

需的腔内往返振荡次数较少, 则脉冲的产生过程就会缩短, 输出的脉冲时域宽度也会缩短.

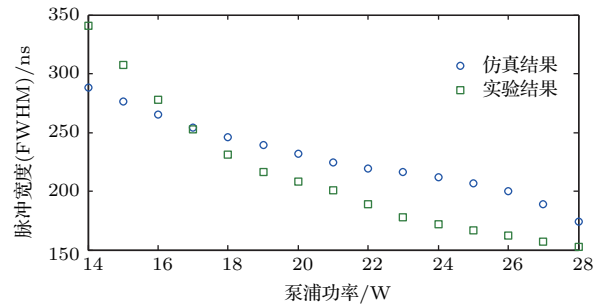


图 6 抽运功率和脉冲宽度的关系

Fig. 6. Relation between pump power and duration of pulse.

接下来研究抽运光分布对调 Q 过程的影响. 假设抽运功率不变, 改变抽运光的超高斯分布, 即只改变超高斯分布阶数  $j$ , 仿真计算了不同超高斯分布抽运光对脉冲宽度和平均输出功率的影响. 如图 7 所示, 当抽运光的超高斯分布阶数  $j$  逐渐增大时, 平均输出功率逐渐减小. 当阶数  $j$  超过 6 后,  $j$  的取值对平均输出功率基本没有影响. 图 7 说明了具有大阶数超高斯分布的抽运光与高阶模式振荡光在晶体内部的重叠区域大, 从而使更多的抽运能量被高阶模式振荡光吸收利用. 因为高阶模的衍射损耗  $\delta_{m,n}$  大于低阶模, 所以高阶模对抽运能量的能量利用率比低阶模低, 导致平均输出功率降低.

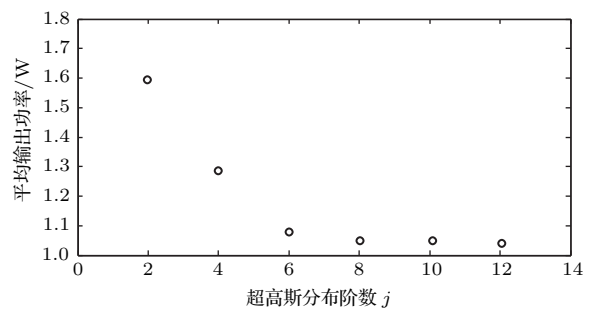


图 7 j 和平均输出功率的关系

Fig. 7. Relation between  $j$  and average output power.

图 8 给出超高斯分布阶数  $j$  和脉冲宽度的关系. 同样是因为具有大阶数的超高斯分布的抽运光与高阶模式振荡光在晶体内部的重叠区域大, 所以随着抽运光的超高斯分布阶数  $j$  的逐渐增大, 使更多的抽运能量被高阶模式振荡光吸收利用, 导致脉冲产生过程中的模式竞争加强. 强烈的模式竞争在一定程度上抑制了低阶模式的受激放大, 而高阶

模的衍射损耗  $\delta_{m,n}$  大于低阶模, 所以为了形成脉冲输出, 高阶模需要较多次的腔内往返振荡放大, 最终结果是调  $Q$  脉冲的整体时间宽度被拉长.

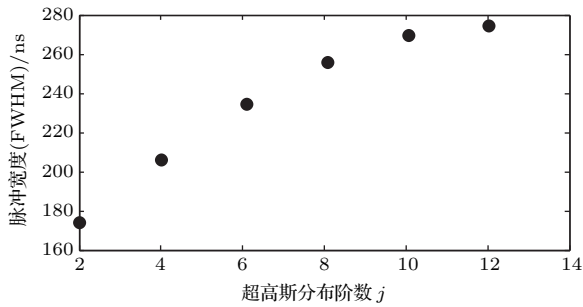


图 8  $j$  和脉冲宽度的关系

Fig. 8. Relation between  $j$  and duration of pulse.

为了更详细地研究模式竞争对调  $Q$  过程的影响, 计算了  $Q$  开关的一个完整周期, 当  $Q$  开关打开后, 使它一直保持打开的状态. 因此, 一个仿真过程既包含了调  $Q$  脉冲产生过程, 也包含了弛豫振荡过程和连续振荡过程. 图 9 给出了瞬时输出功率随时间的变化曲线. 图中  $t_1$  时间点对应的就是调  $Q$  脉冲尖峰,  $t_2$  到  $t_5$  这段时间属于弛豫振荡过程,  $t_5$  以后激光器稳定成连续工作模式. 可以看出弛豫振荡过程的输出功率由开始脉冲间断的形式, 在  $t_3$  时刻变成了连续的起伏形式, 最终在  $t_5$  时刻稳定下来. 在设计连续工作模式的激光器时, 一般是根据连续输出功率值选取具有合适损伤阈值的光学元件. 图 9 中,  $t_5$  时刻以后的连续输出功率约为 7.7 W, 但  $t_1$  时刻的瞬时输出功率约为 230 W, 功率相差为 30 倍. 基于上述原因, 当分析连续工作模式激光器的光学元件损伤问题时, 必须考虑弛豫振荡过程, 以最大瞬时输出功率作为损伤阈值的参考值.

图 10 中计算了输出光场的瞬时光束质量因子  $M^2$  和时间的关系. 可以看出调  $Q$  脉冲光场的光束质量因子基本接近 1. 随着激光器进入弛豫振荡过程, 光束质量因子也开始增大, 并且其数值随时间的推移进行着无规则的变化. 最后当进入到连续工作模式时, 光束质量因子  $M^2$  才稳定下来. 图 10 说明, 由于基模的衍射损耗最小, 所以基模能够在初始脉冲形成过程中抑制其他高阶模起振, 因此初始调  $Q$  脉冲的光场成分基本为激光器的基模; 弛豫振荡过程中, 由于与基模光场重叠的晶体增益分布被初始脉冲大量消耗, 而与基模光场非重叠的晶体增

益分布还没有被充分利用, 因此能够利用剩余增益分布的高阶模开始起振, 即谐振腔内开始模式竞争. 所以此时段的光场成分包含了基模和高阶模式, 且模式之间的比例进行着无规则的变化; 连续振荡时, 模式竞争达到了动态平衡, 即光场的成分同时包含基模和高阶模式, 但是模式之间的比例是不随时间变化的.

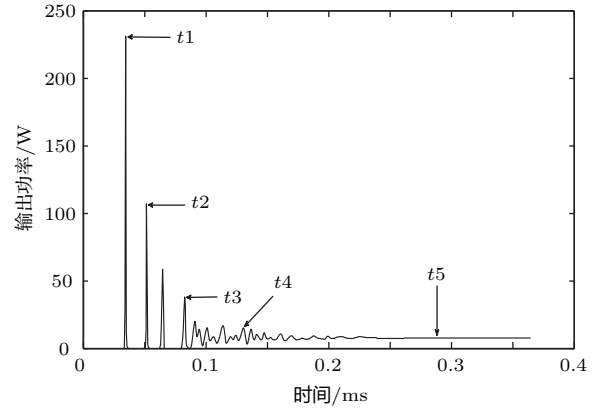


图 9 输出功率随时间的变化

Fig. 9. Change of output power with time.

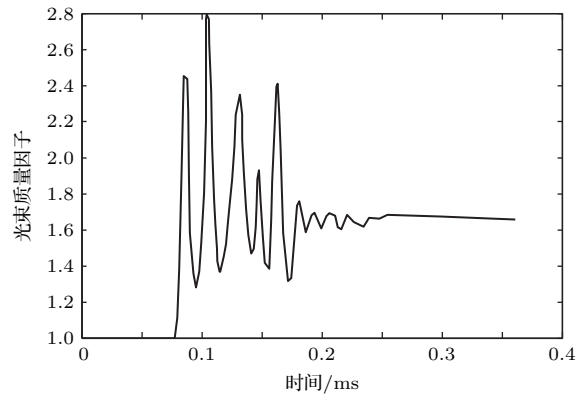


图 10  $M^2$  随时间的变化

Fig. 10. Change of  $M^2$  with time.

图 11 中, 单独计算了在  $t_1, t_2, t_3, t_4$  和  $t_5$  这五个时刻的输出光场强度的归一化分布. 从图 11 可以看出, 在  $t_1$  时刻和  $t_2$  时刻, 光场强度分布的差异很小, 此时段光场主要有谐振腔的基模构成. 但当到了  $t_3$  时刻, 光场强度分布中心出现了空洞, 说明此时由于存在模式竞争, 光场成分中高阶模的比例增加, 而基模的比例下降.  $t_4$  时刻, 光场强度分布变为两个花瓣状. 最终, 光场强度分布在  $t_5$  时刻稳定下来, 此时的光场即为连续输出光场, 由基模和高阶模共同构成.

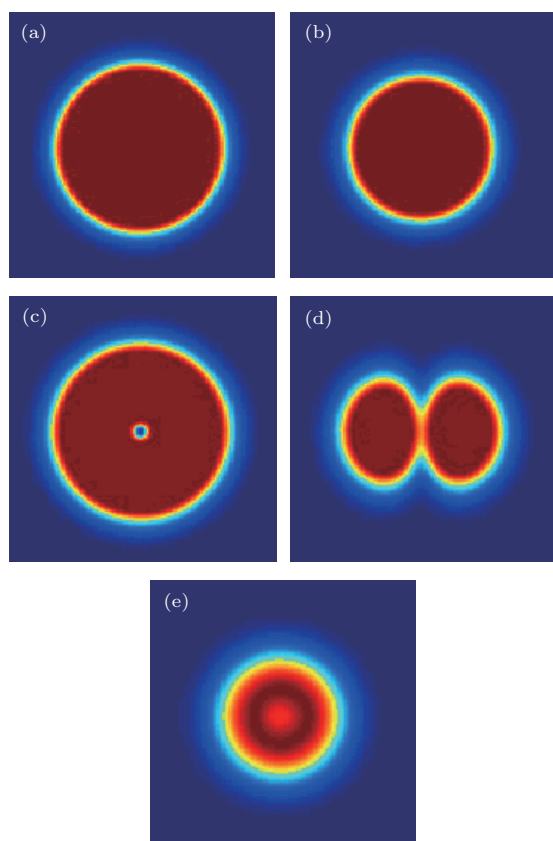


图 11 输出光束强度分布图 (a)  $t_1$  时刻; (b)  $t_2$  时刻; (c)  $t_3$  时刻; (d)  $t_4$  时刻; (e)  $t_5$  时刻

Fig. 11. Intensity distribution of output beam: (a) Time of  $t_1$ ; (b) time of  $t_2$ ; (c) time of  $t_3$ ; (d) time of  $t_4$ ; (e) time of  $t_5$ .

## 5 结 论

本文提出了一种调 $Q$ 固体激光谐振腔的仿真模型. 假定任意的激光光束都可以由谐振腔的本征模式叠加构成, 且谐振腔采用圆形镜面, 因此本文的谐振腔本征模式采用拉盖尔-高斯光束. 通过引入 $Q$ 开关的时域调制函数, 将这一系列本征模式与激光器晶体的速率方程耦合. 基于此物理模型, 研究了抽运功率和抽运光场分布对主动调 $Q$ 多模激光谐振腔的影响. 在仿真计算中, 抽运光场在晶体内部的分布满足超高斯分布. 计算结果与对照实验测量数据相符合, 说明此物理模型的有效性. 例如, 随着抽运功率的增加, 激光器输出功率增加, 但

斜效率减小. 为了更加全面地分析调 $Q$ 过程中的模式竞争问题, 仿真计算了包含调 $Q$ 脉冲产生过程, 弛豫振荡过程和连续振荡过程的总体过程, 得出了脉冲功率和光束质量因子随时间变化的规律, 此规律在分析激光器光学元件损伤问题时有一定参考价值.

## 参考文献

- [1] Yao Y H, Lu C H, Xu S W, Ding J X, Jia T Q, Zhang S A, Sun Z R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 184201 (in Chinese) [姚云华, 卢晨晖, 徐淑武, 丁晶新, 贾天卿, 张诗按, 孙真荣 2014 物理学报 **63** 184201]
- [2] Wang X F, Wu Z M, Xia G Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 024204 (in Chinese) [王小发, 吴正茂, 夏光琼 2016 物理学报 **65** 024204]
- [3] Mao Y F, Zhang H L, Xu L, Deng B, Sang S H, He J L, Xing J C, Xin J G, Jiang Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 014203 (in Chinese) [毛叶飞, 张恒利, 徐浏, 邓波, 桑思晗, 何京良, 邢冀川, 辛建国, 江毅 2015 物理学报 **64** 014203]
- [4] Zhu S S, Zhang S L, Liu W X, Niu H S 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 064201 (in Chinese) [朱守深, 张书练, 刘维新, 牛海莎 2014 物理学报 **63** 064201]
- [5] Hou L, Han H N, Zhang L, Zhang J W, Li D H, Wei Z Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 134205 (in Chinese) [侯磊, 韩海年, 张龙, 张金伟, 李德华, 魏志义 2015 物理学报 **64** 134205]
- [6] Sun Q, Yang Y, Deng Y Q, Meng F, Zhao K 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 150601 (in Chinese) [孙青, 杨奕, 邓玉强, 孟飞, 赵昆 2016 物理学报 **65** 150601]
- [7] Dou Z Y, Tian J R, Li K X, Yu Z H, Hu M T, Huo M C, Song Y R 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 064206 (in Chinese) [窦志远, 田金荣, 李克轩, 于振华, 胡梦婷, 霍明超, 宋晏蓉 2015 物理学报 **64** 064206]
- [8] Ge L, Chong Y, Stone A D 2010 *Phys. Rev. A* **82** 063824
- [9] Cerjan A, Chong Y D, Stone A D 2015 *Opt. Express* **23** 6455
- [10] Pick A, Cerjan A, Liu D, Rodriguez A W, Stone A D, Chong Y D, Johnson S G 2015 *Phys. Rev. A* **91** 063806
- [11] Cerjan A, Chong Y, Ge L, Stone A D 2012 *Opt. Express* **20** 474
- [12] Türeci H E, Ge L, Rotter S, Stone A D 2008 *Science* **320** 643
- [13] Wohlmuth M, Pflaum C, Altmann K, Paster M, Hahn C 2009 *Opt. Express* **17** 17303
- [14] McCumber D E 1965 *Bell Sys. Tech. J.* **44** 333



# Simulation model of super Gaussian beam pumped $Q$ -switched solid-state laser\*

Cheng Qiu-Hu<sup>†</sup> Wang Shi-Yu Guo Zhen Cai De-Fang Li Bing-Bin

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China)

( Received 28 February 2017; revised manuscript received 2 June 2017 )

## Abstract

Computer simulation is always an important means for studying laser, while laser theory is the basis of simulation. Although the semi-classical laser theory can accurately describe the generation process of laser, its complexity leads to a need of huge resources and time for computation. However, in particular cases, the influence of some factors on the laser system can be neglected. If a simpler model is employed to describe the laser system, the time of simulation can be shortened significantly.

In order to simulate the laser system more efficiently, a simulation model of  $Q$ -switched solid-state laser is proposed in this paper. In this model, the time-domain function of  $Q$  switch is introduced, which represents the modulation of  $Q$  switch loss over time. Because the cross section of the Nd:YAG rod is circularly shaped, the resonator eigenmodes are assumed to be a Laguerre-Gaussian beam for simplicity. Then, any other laser beam can be formed by superposition of the eigenmodes of the resonator. These series of resonator eigenmodes are coupled with the rate equations of laser crystals. Finally, the distribution of pump light field inside the laser crystal is approximated as super Gaussian distribution.

Based on this physical model, the influence of pump power and pump light field distribution on the output beam of multimode  $Q$ -switched solid-state laser is investigated. The simulation results are in good agreement with the experimental data, which explains the validity of the proposed model. For instance, with the increase of pump power, the output power of the laser increases, but the overall slope efficiency decreases. This is because the diffraction loss  $\delta_{m,n}$  of the lower order mode is less than the diffraction loss of higher order mode. When the pumping power increases, the higher order mode that starts to oscillate has lower utilization efficiency of pump energy. Therefore, the overall slope efficiency of the laser is reduced. In order to analyze the mode competition in the multimode  $Q$ -switched solid-state laser more comprehensively, the processes of laser pulse generation, relaxation oscillation and continuous oscillation are calculated as one full cycle. The laws of pulse power and beam quality factor versus time are obtained. For example, the maximum instantaneous output power of the relaxation oscillation is about 30 times the steady continuous output power. This law has a certain reference value when analyzing the damage threshold of laser optical element. In the pulse generation stage, the beam quality factor is close to 1, which explains the fact that the pulse field composition is nearly the fundamental mode of the laser. In the relaxation oscillation, the value of the beam quality factor changes irregularly with time, because mode competition is in a non-equilibrium state at this time. When stable continuous oscillation occurs, the mode competition achieves dynamic equilibrium, which means that the proportion of each mode is no longer changed in the output light field.

**Keywords:** numerical simulation, diode-pumped lasers, wave propagation,  $Q$ -switching

**PACS:** 02.60.Cb, 42.55.Xi, 42.25.Bs, 42.60.Gd

**DOI:** 10.7498/aps.66.180204

\* Project supported by the National Defense Pre-Research Foundation of China (Grant No. 9140A020105).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [chengqiuhu@126.com](mailto:chengqiuhu@126.com)