

The Theoretical Study on Abnormal Experimental Phenomenon of the Elongated Rod Nd:Glass Q-Switch Pulsed Laser

Yingcai Wang*, Lei Wang

Lasser Institute, Hebei Academy of Sciences, Shijiazhuang Hebei

Email: *wang_yingcai@163.com

Received: May 23rd, 2015; accepted: Jun. 8th, 2015; published: Jun. 12th, 2015

Copyright © 2015 by authors and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

Abstract

Based on the four-level laser rate equations and a large number of experimental data, and also considering the influence of the ignored spontaneous, we studied and analyzed the abnormal phenomenon that Nd:Glass rod which was longer than the optical pump cavity was optically amplified without the effect of the pumping. The theoretical result is almost the same as the experimental result.

Keywords

Elongated Rod, Abnormal Experimental Phenomenon, Rate Equations

加长棒调Q脉冲钕玻璃激光器反常实验现象理论研究

王英才*, 王 磊

河北省科学院激光研究所, 河北 石家庄

Email: *wang_yingcai@163.com

收稿日期: 2015年5月23日; 录用日期: 2015年6月8日; 发布日期: 2015年6月12日

*通讯作者。

摘要

本文以四能级激光系统的速率方程为基础，以大量精确的实验数据为依据，考虑尚被忽略的自发辐射的影响，对加长到抽运腔外的钕玻璃棒，未受到抽运反而产生光放大反常实验现象的机理进行了理论研究。理论研究结果与实验结果基本相符。

关键词

加长棒，反常实验现象，速率方程

1. 引言

1960 年 7 月，美国的梅曼(Maiman)制成了第一台红宝石激光器(Ruby Laser)，1961 年九月，我国科学家邓锡铭、王之江制成了我国的第一台红宝石激光器。除基本原理外，在结构上完全出于自己的创造，与梅曼的激光器迥然不同。1961 年底，美国的施奈德(Snitzer)便研制出了钕玻璃(Nd:Glass)固体激光器。以后又有人相继研制出了钕铝石榴石(YAG)、铝酸钇(YAP)、五磷酸钕(NDPP)等多种掺钕晶体固体激光器。

根据梅曼的基本原理和邓锡铭、王之江创造的结构，在常用的固体激光器中，大多采用直管抽运灯和椭圆柱体聚光腔。为了充分地利用抽运光的能量，不论是红宝石激光器，还是钕玻璃、Nd:YAG 等固体激光器，国内外都是把抽运灯 l_t 和激光棒 l_{ab} 分别置于椭圆腔 l_c 内的两条焦线上，使抽运灯 l_t 、激光棒 l_{ab} 和椭圆腔 l_c ，三者的长度相等，即 $l_t = l_{ab} = l_c$ （以下简称“等长棒”）[1]-[4]。

不允许把棒的长度加长到聚光腔外。如果保持其他条件不变，只把棒的长度向聚光腔外加长，使 $l_{ab} > l_t$ 、 l_c （以下简称“加长棒”）[5]。由于加长到聚光外的激光棒受不到光抽运，和等长棒相比，抽运阈值必然要升高；输出效率必然要降。作者用三能级系统的红宝石做实验时，得出了与激光原理完全符合的结果。

但是，在 1972 年 2 月作者用钕玻璃做实验时，得到的结果恰恰与红宝石相反，即，抽运阈值不但不升高反而明显降低；抽运效率不但不降低反明显的提高。而且，做加长棒钕玻璃转镜调 Q 实验和钕铝石榴石电光调 Q 实验时，都比等长棒容易获得单脉冲。意外地发现了，用激光原理无法解释的钕玻璃加长棒光放大反常实验现象。从理论上研究加长棒产生反常实验现象的机理，无疑会对激光前沿领域的激光武器和激光核聚变的科学研究起到一定的促进作用[6]。

2. 谐振腔的 Q 值

根据调 Q 原理求得等长棒 l_1 的 Q_1 值的表达式为

$$Q_1 = \frac{2\pi nL}{\delta_1 \lambda_0} \quad (1)$$

加长棒 l_2 的 Q_2 值表达式为

$$Q_2 = \frac{2\pi nL}{\delta_2 \lambda_0} \quad (2)$$

式中， n 为折射率； L 为腔长； δ_1 为光在等长棒腔内走一个单程能量的损耗率， δ_2 为光在加长棒腔

内走一个单程能量的损耗率(包括输出能量损耗), λ_0 是在真空中的激光中心波长。式(1)、式(2)表明, Q 值与腔内介质的损耗率成反比, 因 $l_2 > l_1$, $\delta_2 > \delta_1$ 应有

$$Q_1 > Q_2 \quad (3)$$

但是, 作者实际得到的实验结果恰恰相反: 即 $Q_2 > Q_1$, 这就是加长棒光放大反常实验现象。

3. 等长棒和加长棒的最大输出功率

根据四能级激光系统的速率方程, 求得等长棒和加长棒的最的输出功率分别为

$$p_{\max} \approx \frac{1}{4} h\nu \frac{c_0}{L+(n-1)l_1} T \Delta n_t \left(\frac{\Delta n_0}{\Delta n_t} - 1 \right)^2 \quad (4)$$

$$p'_{\max} \approx \frac{1}{4} h\nu \frac{c_0}{L+(n-1)l_2} T \Delta n_t \left(\frac{\Delta n_0}{\Delta n_t} - 1 \right)^2 \quad (5)$$

式中, $h\nu$ 为光子的能量, c_0 为真空中的光速, n 为介质的折射率, T 为输出镜的透过率, L 为共振腔的腔长, l_1 为等长棒的棒长, l_2 为加长棒的棒长 $\Delta n_t = (n_3 - n_2)_t$, $\Delta n_0 = n_3 - n_2$ 。式(4)、式(5)表明, 最大输出功率与共振腔内介质的长度成反比。由于 $l_2 > l_1$, 应有

$$p'_{\max} < p_{\max} \quad (6)$$

但是, 作者实际得到的实验结果恰恰相反, 即, $p'_{\max} > p_{\max}$, 这也是加长棒光放大反常实验现象。

4. 加长棒和等长棒受到光辐射对比和输出光斑对比

在实验条件和抽运次数相同的情况下, 加长棒和等长棒受到抽运光紫外辐着色对比见图 1; 输出光斑对比见图 2。

从图 1 中可明显看出: 加长棒只有和等长棒相同的那一部分棒, 才因为受到了抽运光的紫外辐射着了色, 而加长到抽运腔外的那两部分棒, 确实没有因为受到抽运光的紫外辐射着色。但是, 从图 2 中激光输出光斑的对比照片来看, 加长棒的输出强度不但比等长棒强得多, 而且光束横截面的功率密度分布也比等长棒均匀。这就用实验事实证明了: 棒端面的“热透镜效应”和抽运灯电极的强辐射不是造成这种反常实验现象的主要原因。产生这种现象的真正机理是什么? 这就是作者要认真研究的理论问题。

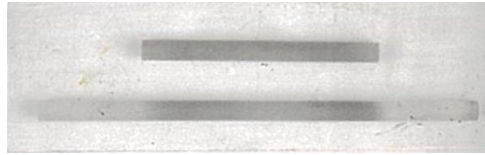


Figure 1. Comparison of ultraviolet radiation coloring of optical pumping on the equal-length rod (upper) and the elongated rod (lower)

图 1. 等长棒(上)和加长棒(下)受光抽运得紫外辐射着色情况对比

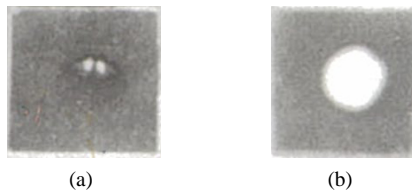


Figure 2. Dynamic output spot comparison of equal-length rod (a) and the elongated rod (b) with the same input

图 2. 输入相等等长棒(a)和加长棒(b)动态输出光斑对比

5. 创新思路

作者根据能量守恒定律，仔细地分析了实验材料、实验方法和实验结果后，认为产生这种现象的主要原因是：在四能级激光系统的速率方程中被忽略的自发辐射的影响。

在求解等长棒的最大输出功率的过程中，人们只考虑了脉冲建立起始时，即 $t = t_0$ 时反转粒子数密度 Δn_0 ，而不涉及以前的 Δn_0 的积累过程。这种处理问题的方法在三能级激光系统中也许是正确的，在四能级系统中就不一定正确。这是因为，在四能级系统中 $E_3 \rightarrow E_2$ 跃迁的反转可在很小的抽运速率下发生，而不需要三能级系统中为保持粒子数平衡所必需的高抽运速率。

一般说来，在巨脉冲四能级激光系统中多用高抽运速率，当抽运速率达到某一定值，使粒子数实现了高反转，就开始产生自发发射放大。这样，在巨脉冲激光形成之前，在工作物质棒端面附近的自发发射会产生很强的光通量，以致将大部分甚至全部激光上能级的粒子数消耗掉。在粒子数到达激光上能级 $0 \sim t_0$ 的时间内，上能级 E_3 的粒子数就有一部分自发地落到低能级，其数目减少率与上能级的粒子数成正比[1]

$$\frac{dn_3}{dt} = -A_{32}n_3 \quad (7)$$

式中， A_{32} 是自发跃迁几率，其量纲为 S^{-1} 。它给出了单位时间内能级 E_3 上的粒子自发落到能级 E_2 的几率。

自发发射是空间和时间的统计函数。对大量的自发发射粒子，各个发射过程相互之间没有相位关系；发射的光子是不相干的。其特征可用处于高能态的粒子寿命表示，超过这一寿命，粒子自发地回到低能级并辐射出能量，不相干的自发发射越强，能量损耗就越多。当然，这是我们不希望的。抑制不相干自发发射，减少能量损耗，这就是作者研究加长棒光放大反常实验现象形成机理的创新思路。

5.1. 提高反转粒子数的利用率

方程(7)的解为

$$n_3(t_0) = n_3(0) \exp\left(\frac{-t_0}{\tau_{32}}\right) \quad (8)$$

式中， $n_3(t_0)$ 为激光巨脉冲形成之前能级 E_3 的粒子数， τ_{32} 为 E_3 的自发辐射寿命。

假设只有那些与棒轴成很小角度并通过整个棒长的自发发射光子，才能产生明显的放大自发发射。放大自发发射从棒的两端发射出强光束，其立体角近似为

$$\Omega \approx \frac{n^2 A}{l^2} \quad (9)$$

式中， n 为介质的折射率， l 和 A 分别为棒长和截面积。显然，当 $l = L$ 时 Ω 最小，令为 Ω_{\min} 。这样，这种细长的棒，光路较长，加上高增益，就可以由各个非相干的自发衰减中建立受激发射。但是，在实际应用中，比如等长棒，往往是 $l_1 < L$ ，这样，只有自发跃迁的粒子数如下式所示，才能建立起受激发射

$$n'_3(t_0) = n_3(0) \exp\left(\frac{-t_0}{\tau_{32}}\right) \left(\frac{\Omega_{\min}}{\Omega}\right) \quad (10)$$

当激光巨脉冲形成时，即 $t = t_0$ ，激光上能级参与激光振荡的粒子数为

$$n''_3(t_0) = n_3(0) \left\{ 1 + \exp\left(\frac{-t_0}{\tau_{32}}\right) \left[\frac{\Omega_{\min}}{\Omega} - 1 \right] \right\} \quad (11)$$

由于

$$\frac{\Omega_{\min}}{\Omega} = \frac{l^2}{L^2} \quad (12)$$

代入式(11)得

$$n_3''(t_0) = n_3(0) \left\{ 1 + \exp\left(\frac{-t_0}{\tau_{32}}\right) \left[\frac{l^2}{L^2} - 1 \right] \right\} \quad (13)$$

式(13)右边大括弧中第二项表示自发发射引起的损耗。在加长棒中, 由于 $l_2 > l_1$, 由自发发射引起的损耗比等长棒小, 这样就提高了激光上能级参与激光振荡粒子数的利用率。这一点已被作者在加长棒实验中, 观察到的与等长棒不同的实验现象所证实。

5.2. 光放大反常实验现象的理论解释

令加长棒为一直径为 D_2 ($D_2 = D_1$), 长度为 l_2 ($l_2 > l_1$) 的圆柱棒, 总激活粒子数为 N' , 因为加长棒和等长棒受到光抽运的体积相同, 因此, $N' = N$ 。根据式(10), 加长棒由自发发射引起的离轴损耗比等长棒小, 所以 $n_3' > n_3$ 。又由于 $n_2' = n_2 = 0$, 经推导可得

$$p'_{\max} \approx \frac{1}{4} h\nu \frac{c_0}{L + (n-1)l_2} T \Delta n_i' \left(\frac{\Delta n_0'}{\Delta n_i'} - 1 \right)^2 \quad (14)$$

式(14)和式(4)比较, 得

$$p'_{\max} > p_{\max} \quad (15)$$

由于考虑上被忽略的自发辐射的影响后, 减少了激光上能级的能量损耗, 增加了输出能量, 根据调 Q 原理同样可导出

$$Q_2 > Q_1 \quad (16)$$

5.3. 公式(14)的修正

公式(14)是在忽略了工作物质吸收损耗的条件下导出的, 实际上不能忽略。若考虑上工作物质的吸收损耗, 同时把式(14)中的 l_2 换成 L 使 $l = L$, 将 l 视为变量, 则式(14), 可改写为

$$p'_{\max} \approx \frac{1}{4} h\nu \frac{c_0}{nl} T \Delta n_i' \left(\frac{\Delta n_0'}{\Delta n_i'} - 1 \right)^2 \quad (17)$$

式中 $\Delta n_i' = \frac{1}{B_s \tau_c'}$; $\frac{1}{\tau_c'} = \frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_l}$; $\tau_l = l(1 - e^{-\kappa_0 l})c^{-1}$ 。 κ_0 为单位圆柱棒长吸收系数, l 为光学共振腔的长度, 也是棒的长度。

由式(17)可以定性分析出, 在相同抽运速率的条件下 p'_{\max} 随 l 的变化规律。在等长棒的基础上, 随着 l 的加长, $\Delta n_0'$ 增加, $\Delta n_i'$ 也增加, 而 $\frac{c_0}{nl}$ 减小, 由于 p'_{\max} 与 $\frac{\Delta n_0'}{\Delta n_i'}$ 存在二次方的关系, 所以, 我们只需讨论随着 l 的加长, $\frac{\Delta n_0'}{\Delta n_i'}$ 值的大小。

1) 在 l 加长的一定范围内, 如图 3 中 Δl_1 那一段, 随着 l 的加长, $\frac{\Delta n_0'}{\Delta n_i'}$ 增加, 所以式(17)中的, p'_{\max} 增加, 阈值降低, $\frac{\Delta n_0'}{\Delta n_i'}$ 最大时的 p'_{\max} 最大, 阈值最低。这时 l 的段所获得的单程增益大于单程吸收损耗。

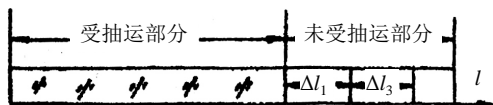


Figure 3. Schematic diagram of the pumped and un-pumped portions of an elongated rod
图 3. 加长棒受抽运部分和未受抽运部分示意图

2) 若继续加长 l ，使 $l > l_{jia}$ 时， $\frac{\Delta n'_0}{\Delta n'_t}$ 减小，所以 p'_{max} 减小，阈值升高。在这种情况下， $(l - l_{jia})$ 段所获得的单程增益小于单程损耗。

反之，若缩短 l ， $\frac{\Delta n'_0}{\Delta n'_t}$ 减小，当 $\frac{\Delta n'_0}{\Delta n'_t} = 1$ 时激光的产生和损耗一样快，就无激光输出，即 $p'_{max} = 0$ 。这时的棒长 l ，我们称其为无激光输出的截止棒长 l_{jie} 。

3) 在抽运速率相同的情况下，棒长取 $l = l_{jia}$ 时，因为自发辐射损失减少，阈值反转粒子数密度 Δn_t 降低[7] [8]，上能级的粒子数密度 Δn_0 增加，同时又增加了有效腔长，使光子在腔内单程渡越时间变长。所以，根据调 Q 原理，这几种因素都能导致 Nd:Glass 转镜调 Q，电光晶体 Nd:YAG 调 Q、声光调 Q 等激光器，容易获得单脉冲[9]。这一点已在用低速(6000/转分)转镜调 Q 获得单脉冲的激光测距机中得到证实[10]。

5.4. 实验验证方法与结果

为了使验证结果准确、可靠、可信，我们采用了把同一根钕玻璃棒由长逐步截短的方法，在相同条件下进行了实验验证[7] [11]，动态验证结果见图 4，低速转镜调 Q 单脉冲波形见图 5。

当然，要想对经典的激光原理提出异议，作者是很慎重的。必须用大量的实验数据说话，因此，实验验证反复做了多次。

由图 4 可见，在相同抽运速率的条件下，当棒长 $l_{jia} \approx 1.5l_{deng}$ 灯长时，比等长棒动态输出功率提高近 3 倍，抽运阈值降低 34% 左右。由图 2 中还可看出，此时激光输出的整个光斑小且功率密度分布也比等长棒均匀。

从图 4 中，我们也不难找到在相同抽运速率条件下无激光输出时的截止棒长。在本实验中 $l_{jie} \approx 65 \text{ mm}$ ，此外，我们也用椭圆腔长 $l_{two} = 200 \text{ mm}$ 的中型激光器做了实验验证，也取得了类似的验证结果。当然，用大型激光器做实验也会取得类似验证结果。

以上的实验验证结果与作者的理论分析结果基本符合。

5.5. 推论

除钕玻璃外，作者也用四能级系统的钇铝石榴石做了加长棒实验。结果表明：钇铝石榴石也有与钕玻璃相似的加长棒光放大反常实验现象。由此，可推论：

- 1) 所有掺钕固体工作物质，如铝酸钕、五磷酸钕等也应有与钕玻璃相似的加长棒反常实验现象。
- 2) 所有掺钕固体工作物质在激光振荡器中得出的实验现象，在激光放大器中也应存在。

6. 结论

加长棒光放大的实验研究成果和理论研究成果，已在国产某型激光测距机上推广应用，并取得了显著效果：该测距机 1978 年获得了全国科学大会奖，1987 年又获得了国家科技进步二等奖。如果用在研究激光武器和激光核聚变的前沿科学技术中，也必然会取得显著效果。总之，有关灯泵浦固体激光器的实验研究和理论研究，还有许多工作可做。因此，目前一些专家提出的：有关固体激光器的理论，已经发展得十分完善、灯泵浦也将被二极管泵浦所取代的结论，是值得商榷的[12]。加长棒光放大反常实验现

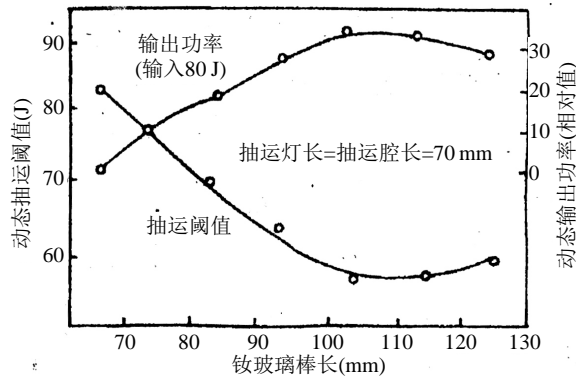
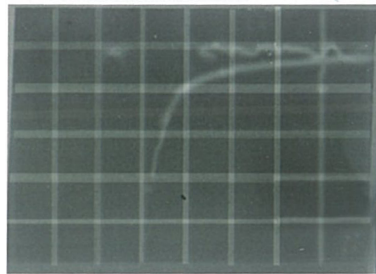


Figure 4. Curve of static pumping threshold and output energy change in relation to rod length
图 4. 动态抽运阈值和输出功率随棒长变化曲线



20 ns/格(0.35 J)

Figure 5. A single laser pulse of Q-spiling with a low speed rotating mirror
图 5. 低速转镜调 Q 单脉冲

象的发现，就有理有据地说明了这一点。

本工作得到了中国科学院王竹溪院士、王大珩院士、龚祖同院士、杨国祯院士、周炳琨院士；中国工程院孙俊人院士、陈太一院士等专家的鼓励和支持在此表示感谢。

参考文献 (References)

- [1] Koechner, W. (1976) Solid-state laser engineering. Springer, New York, 316.
- [2] 华中工学院, 等编 (1981) 激光技术. 湖南科学技术出版社, 长沙, 44.
- [3] 徐荣浦, 刘敬海编 (1986) 激光器件与技术教程. 北京工业学院出版社, 北京, 167.
- [4] 张华, 等 (1997) 钕玻璃放大器氙灯抽运的优化设计. 光学学报, 2, 1061-1067.
- [5] 王英才 (1991) 钕玻璃、YAG 激光棒长于椭圆腔的实验结果. 中国激光, 7, 556.
- [6] 姜中宏 (2006) 用于激光核聚变的玻璃. 中国激光, 4, 1265-1274.
- [7] 王英才 (1995) 加长棒脉冲钕玻璃激光器的阈值、效率实验研究. 激光杂志, 10, 15.
- [8] 王英才, 等 (2012) 加长棒脉冲钕玻璃激光器异常实验现象理论研究. 物理学报, 19, 4207.
- [9] 冯国英, 等 (2001) 磷酸盐玻璃激光器中被动调 Q 的研究. 中国激光, 16, 481-483.
- [10] 张硕卫, 王英才 (1981) 低速瞬时转动马达调 Q 激光测距(简讯). 激光, 8, 64.
- [11] 王英才, 王磊 (2001) 加长棒脉冲钕玻璃激光器光放大现象机理探讨. 激光与光电子学进展, 432, 19.
- [12] 陈家碧 (2007) 激光原理及应用. 电子工业出版社, 北京, 102.