

LD 波长啁啾效应与二极管抽运固体激光器性能优化

於海武[†] 徐美健 段文涛 隋 展

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心 绵阳 621900)

(2006 年 8 月 5 日收到 2006 年 10 月 23 日收到修改稿)

给出了光谱、时间、空间分辨的激光二极管(LD)抽运动力学模型,包括 LD 阵列输出的波长啁啾效应、输出功率随时间的瞬态变化,重点研究了不同吸收带宽的激光介质对大功率 LD 阵列输出的光谱选择吸收特性.基于该模型,分析了三种典型激光增益介质 Yb:YAG, Yb:SFAP, Nd:YAG 在脉冲储能运转方式下的抽运激发性能.优化了不同增益介质所需的 LD 阵列的初始中心波长,并对三种介质对 LD 波长啁啾效应的敏感性进行了详细研究.

关键词:激光二极管阵列,波长啁啾,抽运动力学,激光材料

PACC: 3270J, 3280B, 7820

1. 引言

激光二极管(LD)抽运的固体激光器(DPSSL)具有高效率、高可靠性、以及 LD 抽运源的长寿命等,因此,DPSSL 正成为新一代固体激光器的主角.一般地,LD 被认为是单色激光抽运源,带宽数 nm,与激光材料的吸收具有良好的光谱匹配性.因此,关于 LD 发射的光谱分散性,以及该效应对整个激光器性能的影响研究得较少,并且多集中于 CW(连续)小功率器件^[1-3].

LD 运行方式一般分为 CW 与 QCW(准连续)两种. QCW 模式运行时,又根据激光材料的上能级寿命,LD 的电激励脉宽可以从百 μs 至 ms 级变化,重复频率从单次至数百 Hz 不等.然而,LD 的封装及冷却工艺表明,在 QCW 运转时,由于驱动电流大(单巴条百安培以上),因此 LD 巴条的 p-n 结温迅速上升,除导致输出功率下降外,更重要的是在抽运脉冲时间内,LD 发射谱的中心波长随温度升高而红移,从而使 LD 输出的时间积分带宽(能量谱宽)远大于其瞬态光谱宽度^[4].分析表明(见后文),1 ms 抽运脉宽时,LD 发射谱的中心波长的红移可达到 6 nm,这一谱宽显著地高于掺 Nd 的激光晶体材料的吸收带宽.因此,基于 Nd 介质的二极管抽运激光器

(DPL)大多运行于 CW 模式(~ 3 nm FWHM,全宽半高)或者高重频、窄抽运脉宽方式,鲜见于低重频(数十 Hz 以内)长抽运脉宽的脉冲储能方式.

随着 LD 阵列输出功率的不断提高,需要高抽运强度的准三能级 Yb 激光介质受到了越来越多的重视.特别是上世纪 90 年代初 LD 抽运的 Yb 激光器室温下运转以来,Yb 激光材料及器件的性能得到了广泛的研究^[5-9].由于 Yb 离子特有的两多重态能级特性(抽运和激光跃迁发生于 Stark 子能级之间)因此 Yb 离子不存在浓度猝灭、激发态吸收、上能级转换等不利因素,同时,Yb 激光介质普遍具有 ms 级的荧光寿命、宽的吸收谱,特别适合于功率受限的 LD 抽运.因此目前基于 Yb 介质的 DPSSL,特别是大能量的脉冲储能装置得到了各大实验室的重视^[10-12],旨在发展重复频率 PW 系统的抽运源,以及惯性聚变能源(IFE)激光驱动器的研究平台.大能量的 DPSSL 装置需要 LD 单个阵列的输出达到 100 kW 以上,一个阵列包含上千个巴条.通常,由于 LD 巴条封装工艺无法严格一致,因此单巴条的光谱特性不能完全表征阵列输出的光谱特性.

本文从 LD 阵列抽运源输出的光谱分辨特性出发,并将准三能级 Yb 离子和四能级 Nd 离子的速率方程做形式和物理上的统一,从而建立了光谱、时间和空间分辨的 LD 抽运动力学模型,研究了几种典

[†] E-mail: yuhw69@yahoo.com.cn

型激光介质的抽运激发特性,优化了不同增益介质所需的 LD 阵列的初始中心波长,比较了三种介质对波长啁啾效应的敏感度.

2. 理论模型

QCW 运行的 LD 在脉冲期间的加热导致瞬态功率下降,即输出功率是时间的函数;同时,由于 LD 的 p-n 结温的上升,LD 发射谱的中心波长以及整个光谱红移,通常称这一现象为 LD 的波长啁啾效应,因此,LD 输出功率也是光谱的函数.一般地,LD 的输出可以利用高斯分布来描述,下述方程描述了 LD 输出功率的时间和光谱依赖特性^[13]:

$$\frac{\partial P(\lambda,t)}{\partial \lambda} = \frac{P(t)}{\sqrt{\pi}\lambda_e} e^{-\left(\frac{\lambda-\lambda_0(t)}{\lambda_e}\right)^2}, \quad (1)$$

式中, λ_e 是抽运阵列的 $1/e$ 光谱半宽, $\lambda_0(t)$ 是脉冲期间 t 时刻的瞬态中心波长. 设脉冲初始时刻中心波长为 $\lambda_{00}(\text{nm})$, 功率为 $P_0(\text{W})$, LD 的波长温度系数为 $d\lambda/dT$, 则瞬态中心波长为

$$\lambda_0(t) = \lambda_{00} + (d\lambda/dT)\Delta T(t), \quad (2)$$

式中,

$$\Delta T(t) = \alpha\sqrt{t} \quad (3)$$

为 LD 的 p-n 结温升,而 α 是 Si 热沉热扩散特征常数. 功率随时间的变化为

$$P(t) = P_0[1 - \beta\Delta T(t)], \quad (4)$$

式中 β 表征了 LD 输出功率随结温的变化. 一般地,对于已封装好的 LD 巴条或阵列来说,参数 $\lambda_e, d\lambda/dT, \alpha, \beta$ 是固定的,可通过实验测试. 表 1 给出了高功率 LD 阵列的一组典型参数^[13].

表 1 LD 阵列参数

λ_e/nm	4.8
$(d\lambda/dT)(\text{nm}/^\circ\text{C})$	0.3
$\alpha(^\circ\text{C}/\text{s}^{1/2})$	632
$\beta/^\circ\text{C}^{-1}$	0.00251

将(2)–(4)式代入(1)式,则

$$\begin{aligned} P_\lambda(\lambda,t) &= \frac{\partial P(\lambda,t)}{\partial \lambda} \\ &= \frac{P_0(1 - \alpha\beta \cdot t^{1/2})}{\sqrt{\pi}\lambda_e} \\ &\times \exp\left(-\left(\frac{\lambda - \lambda_{00} - \alpha \cdot (d\lambda/dT) \cdot t^{1/2}}{\lambda_e}\right)^2\right), \end{aligned} \quad (5)$$

式中, $P_\lambda(\lambda,t)$ 是 t 时刻光谱分辨的功率,单位为 W/nm , 而 $P(t) = \int P_\lambda(\lambda,t) d\lambda$.

Yb 离子只有两个多重态能级,抽运吸收和激光跃迁发生在 Stark 子能级之间,如图 1(a)所示,而 Nd 离子的基态、抽运带、激光跃迁的上下能级均为独立的能级,抽运带以及激光下能级粒子均迅速弛豫至亚稳态和基态. 为了统一准三能级 Yb 粒子和四能级 Nd 粒子的速率方程,我们同样以 Boltzmann 分布系数 f_a^p 与 f_b^p 来描述 Nd 离子的抽运和激光跃迁的能级.

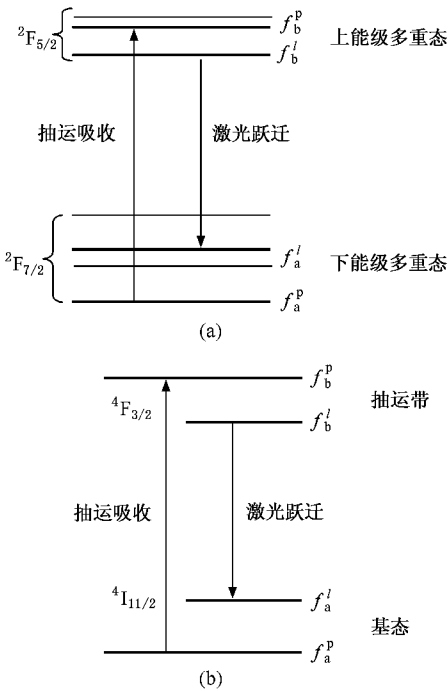


图 1 (a) Yb 离子能级示意图以及 Stark 子能级的分布系数 (b) Nd 离子能级示意图

抽运吸收和粒子数反转可由下述速率方程描述:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N(z,t)}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial K(z,t)}{\partial t} \\ = -I\sigma_p[f_a^p n_1(z,t) - f_b^p n_2(z,t)], \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_2(z,t)}{\partial t} \\ = \frac{1}{h\nu_p} K(z,t) \sigma_p [f_a^p n_1(z,t) - f_b^p n_2(z,t)] \\ - \frac{n_2(z,t)}{\tau}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中, I 为抽运光, n_2 是 $2F_{5/2}$ 多重态粒子数密度(Yb 离子)或抽运带与亚稳态 $4F_{3/2}$ 粒子数密度之和(Nd

离子),但是对于 Nd 离子,抽运带粒子迅速弛豫到亚稳态,因此利用 $f_b^p = 0$ 即可包含这一物理过程. 同理, n_1 是 $^2F_{7/2}$ 多重态粒子数密度(Yb 离子)或基态与激光下能级粒子数密度之和(Nd 离子),同理,由于 Nd 离子的激光下能级迅速向基态的弛豫,因此利用 $f_a^p = 1$ 即可包含这一物理过程. σ_p 是光谱吸收截面. 由于总掺杂浓度 $n_{\text{Tot}} = n_1 + n_2$, 因此方程 (6)–(7) 可以表示为

$$\frac{\partial K(z,t)}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial K(z,t)}{\partial t} = -I\sigma_p[f_a^p n_{\text{Tot}} - (f_a^p + f_b^p)n_2(z,t)], \quad (8)$$
$$\frac{\partial n_2(z,t)}{\partial t} = \frac{1}{h\nu_p} K(z,t) \sigma_p [f_a^p n_{\text{Tot}} - (f_a^p + f_b^p)n_2] - \frac{n_2(z,t)}{\tau}. \quad (9)$$

将 (1)–(5) 的 LD 输出对时间和光谱的依赖关系包含于上述 1D 空间模型 (8)–(9) 中是十分重要的. 通常,我们近似地认为 LD 输出是单色光,并认为其输出能够与激光介质吸收谱很好地匹配,或者对于那些效率不是主要设计因素的小型器件,LD 输出的光谱分散性也未得到仔细考虑.

然而,对于储能型、脉冲方式运转的大能量 DPSSL 而言,比如 100J 级,全系统的能量转换效率是最关键的参数之一,因为 LD 抽运源的费用通常占全系统费用的 80% 以上. 为此,我们将利用时间、光谱、1D 空间分辨的 LD 抽运吸收模型来比较几种典型激光晶体材料的能量吸收特性以及储能特性. 考虑到光谱分辨以及双向或单向抽运 (8)–(9) 式可写为

$$\frac{\partial I_r(z,\lambda,t)}{\partial z} = -\frac{n}{c} \frac{\partial P(z,t)}{S \cdot \partial t} - I_r(z,\lambda,t) \sigma_p(\lambda) \times [f_a^p n_{\text{Tot}} - (f_a^p + f_b^p)n_2(z,t)], \quad (10a)$$

$$\frac{\partial I_l(z,\lambda,t)}{\partial z} = -\frac{n}{c} \frac{\partial P(z,t)}{S \cdot \partial t} - I_l(z,\lambda,t) \sigma_p(\lambda) \times [f_a^p n_{\text{Tot}} - (f_a^p + f_b^p)n_2(z,t)], \quad (10b)$$

$$\frac{\partial n_2(z,t)}{\partial t} = \frac{1}{h\nu_p} \int_{\lambda_{\min}(t)}^{\lambda_{\max}(t)} I_r(z,\lambda,t) \sigma_p(\lambda) d\lambda \times [f_a^p n_{\text{Tot}} - (f_a^p + f_b^p)n_2(z,t)] - \frac{n_2(z,t)}{\tau}, \quad (11a)$$

$$\frac{\partial n_2(z,t)}{\partial t} = \frac{1}{h\nu_p} \int_{\lambda_{\min}(t)}^{\lambda_{\max}(t)} I_l(z,\lambda,t) \sigma_p(\lambda) d\lambda \times [f_a^p n_{\text{Tot}} - (f_a^p + f_b^p)n_2(z,t)] - \frac{n_2(z,t)}{\tau}. \quad (11b)$$

方程 (10a) 与 (10b) 分别表示右行和左行抽运光,坐标取向如图 2 所示, S 是抽运面积, $I(z,\lambda,t)$ 表示光谱分辨的抽运强度,单位为 $\text{kW}/\text{cm}^2/\text{nm}$, σ_p 是光谱分辨的吸收截面,单位为 cm^2 . 对于单向抽运,则考虑介质背面是否有高反膜层. 方程 (11a) 中的积分上下标 $\lambda_{\max}(t)$ 和 $\lambda_{\min}(t)$ 分别表示 t 时刻 LD 发射谱的上下限,它们随 LD 发射中心波长的漂移而变化.

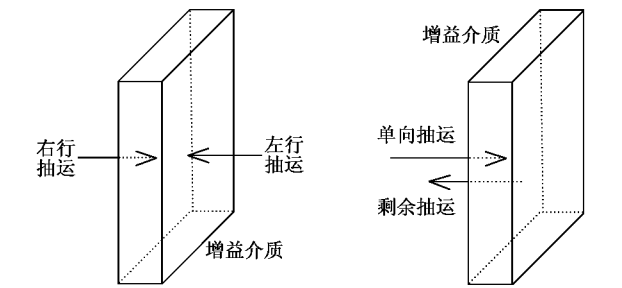


图 2 双向、单向面抽运结构示意图(单向抽运时介质背面镀全反射膜层)

表 2 四种典型的激光晶体材料及抽运参数				
晶体材料	Nd :YAG	Nd :YLF	Yb :YAG	Yb S-FAP
掺杂浓度/at%	1.0	1.0	2.84	—
掺杂浓度/ 10^{20} cm^{-3}	1.38	1.40	3.92	0.18
端面抽运	双向	双向	单向	双向
厚度/cm	任意	任意	0.775	4.8
抽运强度/ (kW/cm^2)	2.5×2		20.0×1	8.54×2
f_a^p	1.0	1.0	0.8752	0.8092
f_a^l	0.0	0.0	0.0464	0.0457
f_b^p	0.0	0.0	0.1687	0.0099
f_b^l	1.0	1.0	0.7017	0.9895
τ_U/ms	0.23	0.48	0.95	1.23
τ_p/ms	0.25	0.5	1.0	0.75

表 2 列出了我们将要考虑的四种激光介质材料的相关参数以及抽运参数. 值得指出的是 Nd 离子是标准的四能级系统,激光下能级距基态约 2000 cm^{-1} , 而 Yb 离子是准三能级离子,激光下能级

距基态 $400\text{--}600\text{ cm}^{-1}$ (视不同介质而定). 为便于物理模型的统一以及程序设计的方便, 我们可以将 Nd 离子和 Yb 离子的能级参数对应起来, 对于 Nd 离子 $f_a^p \equiv 1$, $f_b^p \equiv 0$. 而 Yb 离子的抽运和激光过程发生在分裂的 Stark 子能级之间, 因此根据波尔兹曼分布, 参与抽运吸收过程的两个子能级均占各自能级的一部分.

模拟计算结果表明, 如果介质的吸收带窄, 则 LD 抽运光得不到充分利用, 有光谱烧孔效应. 比如, 即使 Yb S-FAP 在 900 nm 处有 4.0 nm (FWHM) 的吸收带宽, 仍会出现光谱烧孔效应. 而对于掺 Nd 的晶体介质, 吸收谱更窄, 因此对 LD 阵列的中心波长及谱宽都有严格的要求. 下面我们基于上述物理模型逐一研究 Yb S-FAP, Yb :YAG, 以及 Nd :YAG 系统性能.

3. 模拟计算结果

3.1. Yb S-FAP 双向面抽运

为了验证模型的正确性, 我们首先以 Yb S-FAP 为例, 并以文献 [13] 中给出的参数, 详细地研究了高功率 LD 抽运的以 Yb S-FAP 为增益介质的 DSSL 激光装置的性能, 并与其给出的 Mercury 装置的理论结果做了比较. 程序使用参数如表 1 和表 3 所示.

表 3 Yb S-FAP 系统设计参数	
λ_{00}/nm	895.5
掺杂浓度/ 10^{20} cm^{-3}	0.1743
面抽运	双向
厚度/cm	5.25
抽运面积/ cm^2	15
LD 抽运功率 ($t=0$)/kW	160×2
耦合效率	0.8
τ_U/ms	1.23
τ_P/ms	0.75
$h\nu_p/10^{-20}\text{ J}$	22.1
放大器单元数	2

图 3 是 Yb S-FAP 在 900 nm 附近的光谱吸收截面, FWHM 带宽为 4.0 nm . 根据 (2) 与 (5) 式, 图 4(a) 显示了 LD 阵列中心波长随时间的变化, 或者随 LD 的 $p\text{-n}$ 结温的变化, 图 4(b) 在 0.75 ms 抽运脉冲期

间, 脉冲初始时刻和脉冲结束时的光谱分辨的功率分布. LD 瞬态发射谱的 FWHM 带宽为 7.6 nm . 根据方程 (8) (9), 我们计算了 Yb S-FAP 对 LD 的抽运吸收. 图 5(a) 给出了 LD 抽运光入射至介质前表面以及从介质后表面出射时的时间积分的功率谱, 即能量谱. 可以看出, 在 0.75 ms 抽运脉宽内, 时间积分的光谱带宽增加到了 $\sim 9\text{ nm}$, 而且出射能量的光谱烧孔效应反映了 Yb S-FAP 的窄带吸收特性. 高功率 LD 实际运行过程中, 通常通过控制冷却水温或偏置电流来调节 LD 巴条的中心波长, 等效于初始中心波长. 为此, 我们考察了不同的初始中心波长情况下, 介质对抽运光的吸收变化. 图 5(b), (c) 给出了 $\lambda_{00} = 895.5 \pm 3\text{ nm}$ 时, 入射和出射能量谱的比较. 在前面的工作中我们已指出^[14], 为避免准三能级 Yb 离子激光下能级固有热布居对激光造成再吸收, Yb 介质的厚度与抽运强度相关, 因此对于双面抽运构型, 总有一部分透射损耗能量. 从图 5 可以看出, 虽然 Yb S-FAP 具有 $\sim 4\text{ nm}$ (FWHM) 的吸收带宽, 仍表现了较强的光谱选择吸收特性. 图 6 绘出了 Yb S-FAP 激光介质的抽运吸收效率对 λ_{00} 的依赖关系. 可以看出, $\lambda_{00} \sim 895.5\text{ nm}$ 时, 可获得最高的吸收效率, $\eta_{\text{abs}} = 1 - E_{\text{lost}} / \int P(t) \lambda dt = 82.6\%$, 此时, 时间积分的光谱中心波长为 899.5 nm , 基本对应于 Yb S-FAP 的峰值吸收波长.

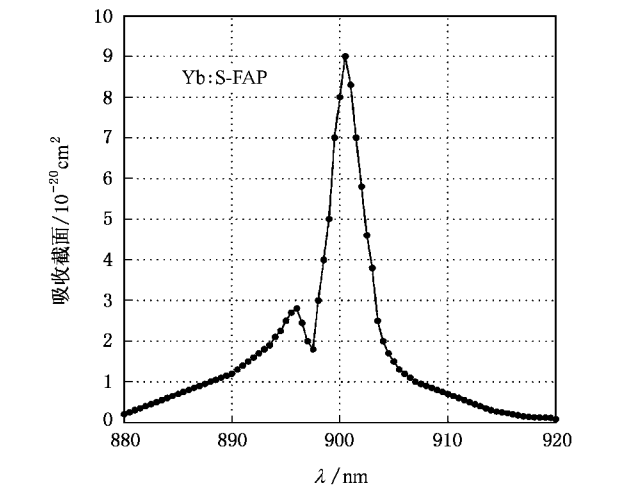


图 3 室温下光谱分辨的 Yb S-FAP 吸收谱

文献 [14] 中已指出, 为获得 100 J 级的大能量输出, 双面 160 kW (耦合效率 $\sim 80\%$, 介质表面实际抽运功率 128 kW) 抽运条件下, 为抑制放大自发辐射 (ASE), Yb S-FAP 增益介质的浓度厚度乘积应满足

$N \times t \geq 0.18 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} \times 4.8 \text{ cm}$. 由于系统应运行于 10 Hz 重复频率, 因此为满足热管理要求(Yb :S-FAP 的热导率为 2 W/m/K), 增益介质被等分为 7 片, 因此我们基于两组掺杂浓度参数来考察抽运能量在介质内的空间沉积分布. 第一组是均匀掺杂 ($0.1743 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) 另一组是梯度掺杂 ($0.14, 0.17, 0.2, 0.2, 0.2, 0.17, 0.14 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$).

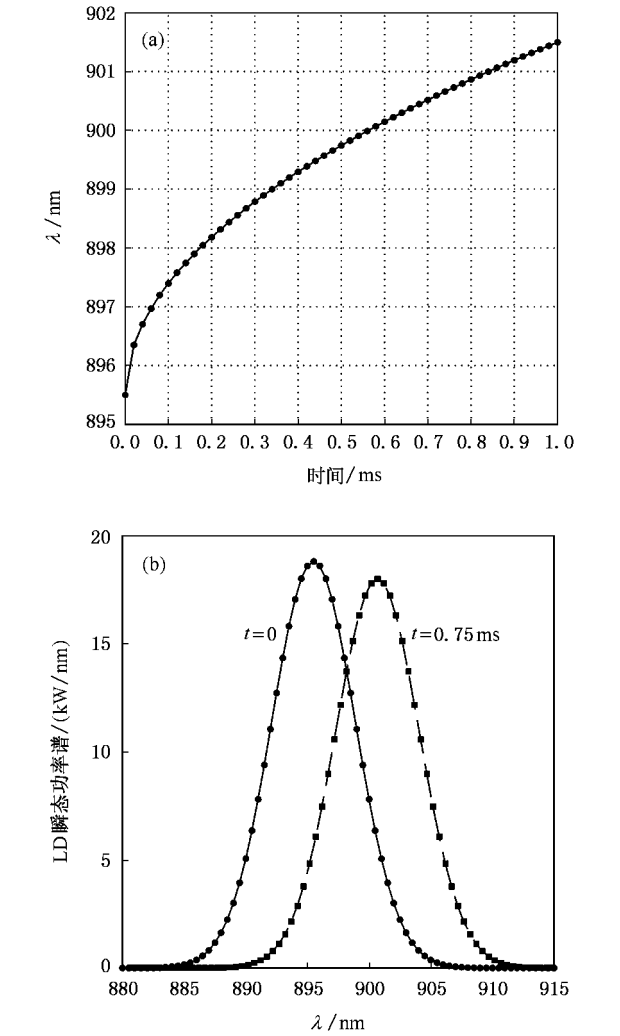


图 4 (a)中心波长 $\lambda_{00}(t)$ 随时间或温度的变化, 对于 0.75 ms 的抽运脉宽, 波长啁啾 $\sim 5 \text{ nm}$ (b) 0.75 ms 抽运脉宽的初始和结束时刻 LD 瞬态功率谱

图 7 比较了两种掺杂浓度时, 介质内的反转粒子数密度的空间分布, 图中 n_{2r} 和 n_{2l} 分别表示右行和左行抽运光各自形成的反转粒子数密度. 显然, 反转粒子数密度空间分布完全表征了热功率沉积的分布, 因为 LD 抽运系统的热源主要是 Stokes 损耗 (抽运光子与激光光子能量之差). 比较发现, 由于抽运能量的指数沉积特性, 均匀掺杂时, 介质内的热

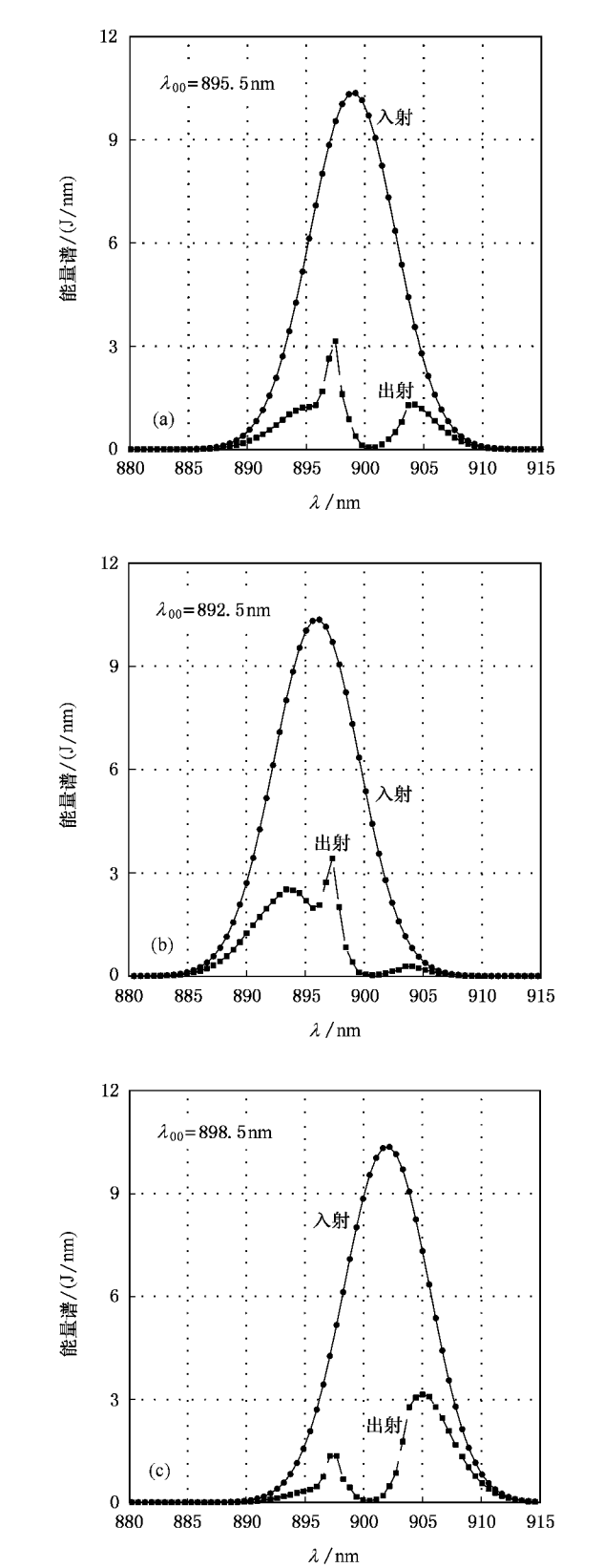


图 5 不同的 λ_{00} 条件下, 入射及出射的时间积分功率谱(能量谱) (a) $\lambda_{00} = 895.5 \text{ nm}$, (b) $\lambda_{00} = 892.5 \text{ nm}$, (c) $\lambda_{00} = 898.5 \text{ nm}$

量沉积很不均匀, 在气体冷却条件下(抽运与激光同

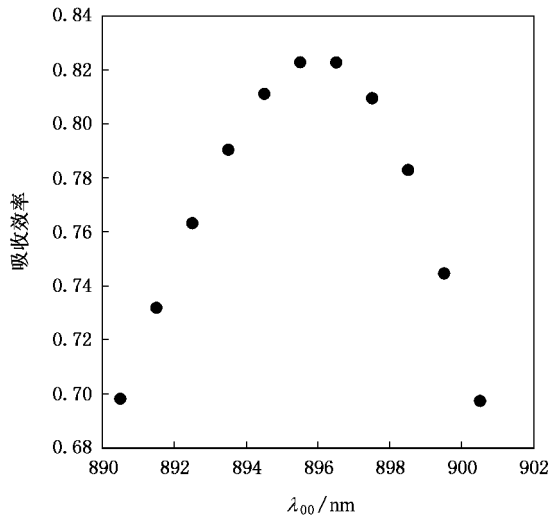


图 6 Yb S-FAP 的吸收效率与 λ_{00} 的依赖关系

一方向),很难抑制介质的变形,而且介质表面的热功率过高,也得不到充分的冷却,从而导致能量提取效率的下降,因为准三能级 Yb 离子的激光性能强烈地依赖于介质的温度.

采用梯度掺杂时,具有几个方面的优点:1)表面介质内的增益,从而也是 ASE 得到控制;2)各片之间平衡的热功率分布,便于热管理以及抑制片的变形和光学畸变;3)表面介质内热负载的降低,有利于抑制 Yb 离子激光性能的退化.图 8 直观地比较了各片的掺杂浓度以及各片内的平均反转粒子数密度.还可以通过进一步的优化,实现更均匀的增益及热沉积空间分布.图 8 表明,各片之间的热负载不均匀性为 +2.2%/-8.0%,可以满足热管理的需要.

根据图 8, $^2F_{5/2}$ 多重态能级的平均粒子数密度为 $0.065 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$,介质总体积为 $15 \text{ cm}^2 \times 5.25 \text{ cm} \times 2 = 157.5 \text{ cm}^3$, $^2F_{5/2}$ 多重态能级分裂形成的上激光能级的分布系数 $f_b^l = 0.9895$,因此总储能为 $(N_{Yb-st} \times f_b^l) \times V \times h\nu_L = 192 \text{ J}$,式中 N_{Yb-st} 为 $^2F_{5/2}$ 多重态能级的平均粒子数密度.而为了克服激光下能级的热布居数(室温下 $f_a^l = 0.0457$)实现介质透明,所需的最小储能为 $(f_a^l \times N_{Yb-Tot}) \times V \times h\nu_L = 23.8 \text{ J}$.文献[13]给出的 Mercury 系统的模拟计算结果为:抽运结束时刻介质总储能为 190 J,介质透明所需最小储能为 23 J.可以看出,我们给出的物理模型以及计算结果是可信的.

3.2.Yb :YAG 单向面抽运以及 Nd :YAG 双向抽运

下面,我们考察另一重要的掺 Yb 激光晶体材

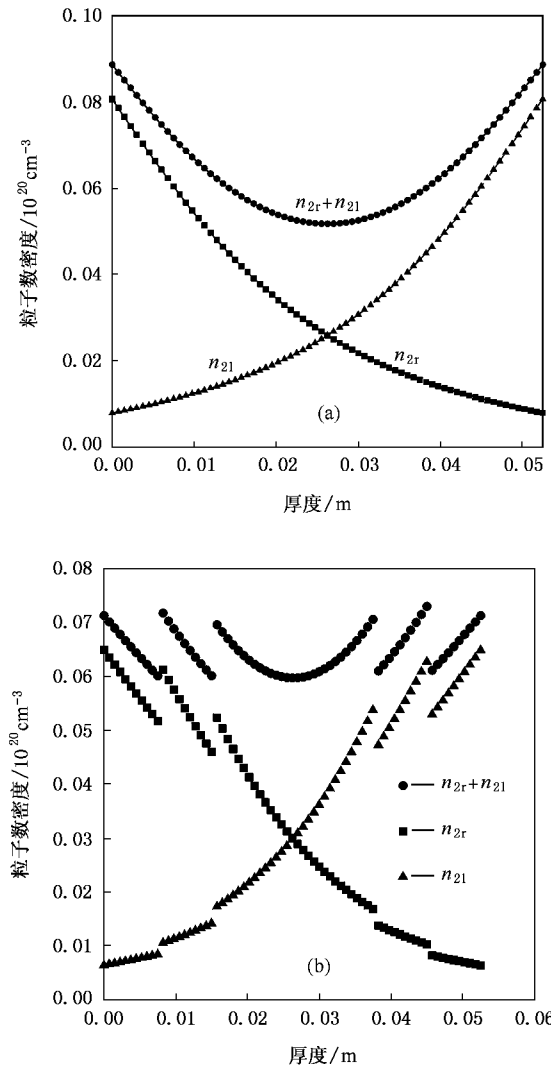


图 7 $P_0 = 160 \text{ kW}$ 、抽运腔耦合效率 80% 时 (a) 均匀掺杂和 (b) 梯度掺杂时 $^2F_{5/2}$ 多重态粒子数密度的空间分布

料,Yb :YAG,它结合了 Yb 离子的优点以及 YAG 晶体优良的热机械性能,与长寿命的 InGaAs LD 具有良好的光谱匹配特性,目前已得到广泛的应用.表 4 基于 Yb :YAG 的 100J/10Hz 级的 DPSSL 总体参数设计[14]以及 Nd :YAG 系统的设计参数.

与第 3.1 节一样,首先确定 LD 阵列的初始中心波长.图 9 给出了 Yb :YAG 的光谱吸收截面.可以看出,Yb :YAG 的吸收带宽为 18 nm(FWHM).图 10 给出了 Yb :YAG 的吸收效率与 λ_{00} 的依赖关系,可以看出,初始中心波长 $\lambda_{00} = 935 \text{ nm}$ 时可获得最高吸收效率, $\eta_{abs} = 1 - E_{lost} / \int P(t) dt = 90.9\%$.图 11 给出了特定的抽运强度以及 Yb 离子掺杂浓度条件下,Yb :YAG 介质厚度与单程小信号增益的关系.单程

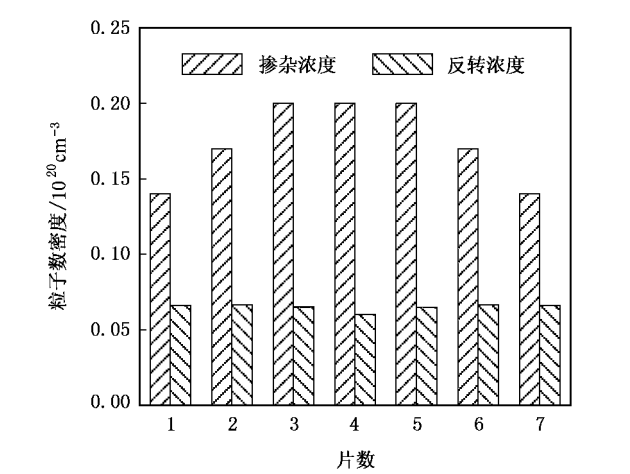


图 8 梯度掺杂时，片之间获得空间均匀的增益分布以及平衡的热功率分布

表 4 Yb :YAG 以及 Nd :YAG 系统设计参数		
λ_{00} ,最佳值	935	806
掺杂浓度/ 10^{20} cm^{-3}	3.92	1.38
端面抽运	单向	双向
厚度/cm	0.775	0.5
抽运面积/ cm^2	3.6×3.2	1.57
LD 抽运功率 ($t = 0$)/kW	264×1	2.5×2
$\tau_{\text{U}}/\text{ms}$	0.951	0.23
$\tau_{\text{P}}/\text{ms}$	1.0	0.25
$h\nu_{\text{p0}}/10^{-20} \text{ J}$	21.1	24.62

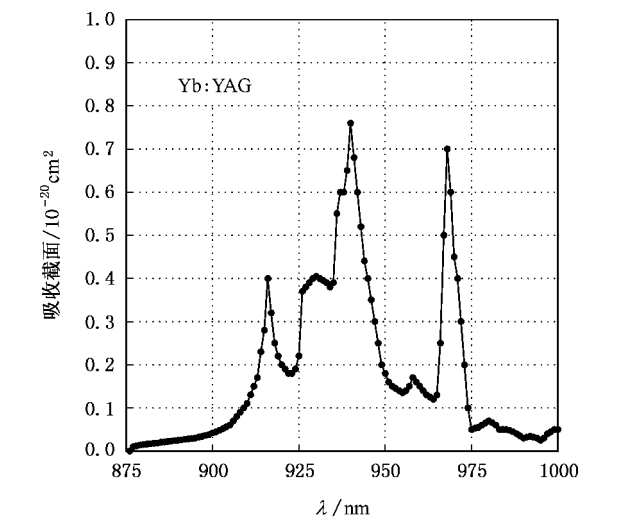


图 9 Yb :YAG 光谱分辨的吸收截面

小信号增益定义如下：

$$g_0(z) = \sigma_{\text{peak}} \times [f_{\text{b}}^{\text{I}} \cdot n_2(z) - f_{\text{a}}^{\text{I}} \cdot (n_{\text{Tot}} - n_2(z))]$$

$$\text{SSG} = \exp\left(\int g_0(z) \text{d}z\right),$$
式中 σ_{peak} 为峰值荧光发射截面, f_{a}^{I} 与 f_{b}^{I} 对应于激光跃迁的 Stark 子能级的分布系数, $n_2(z)$ 是厚度 z 处的 $^2\text{F}_{5/2}$ 多重态能级的粒子数密度, n_{Tot} 是总的 Yb 掺杂浓度. g_0 为小信号增益系数, SSG 为单程小信号增益. 由图 11 可以看出, 对于给定的抽运条件以及 Yb 掺杂浓度 (见表 4), 介质最佳厚度为 0.775 cm, 这与我们前面的分析是一致的^[14].

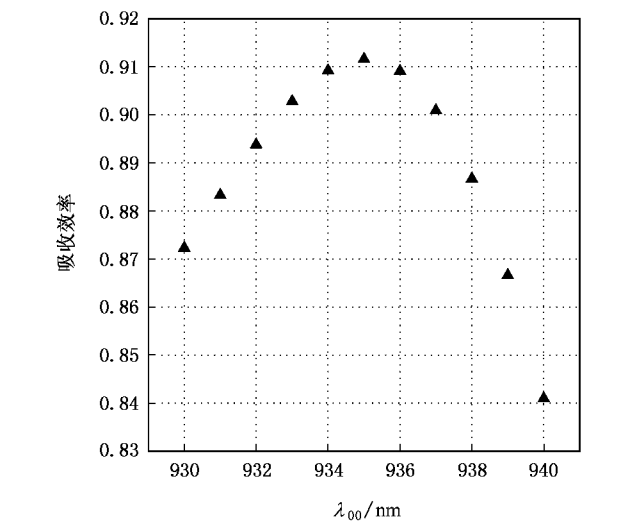


图 10 Yb :YAG 的吸收效率与 λ_{00} 的依赖关系

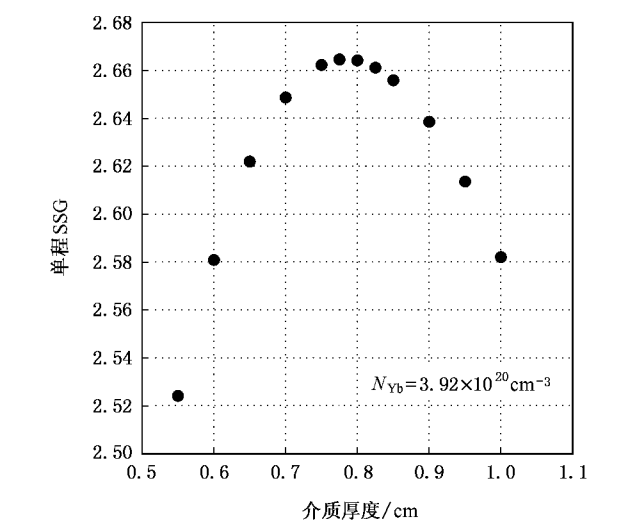


图 11 给定抽运强度以及 Yb 离子掺杂浓度条件下, Yb :YAG 介质厚度与单程小信号增益的关系

图 1X a) 给出了 LD 阵列的瞬态功率谱分布, 1/e 高度的光谱全宽为 9.6 nm. 图 1X b) 给出了入射至 Yb :YAG 介质表面以及从该表面出射 (因后表面镀

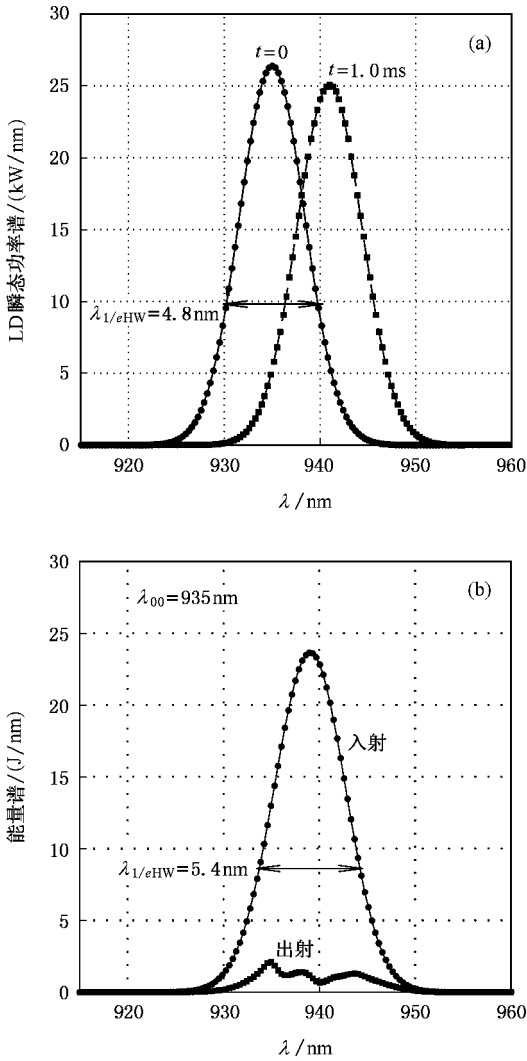


图 12 (a)初始和抽运结束时刻的 LD 瞬态功率谱,(b)入射以及出射的时间积分的功率谱(能量谱)

了 HR 膜)的 LD 能量谱.瞬态功率谱对时间卷积后的能量谱的 $1/e$ 全宽为 10.8 nm,而 LD 阵列的初始中心波长从 935 nm 啁啾至 939 nm,这一波长接近于 Yb:YAG 的峰值吸收波长,见图 9.将图 12(b)与图 5 相比,由于 Yb:YAG 的吸收带宽 18 nm 显著地大于 Yb:S-FAP 的吸收带宽 4 nm,因此,Yb:YAG 介质对 LD 的辐射能量基本地均匀吸收了,光谱选择特性不显著.与图 5 给出的 Yb:S-FAP 情形一致,我们同样研究了 LD 中心波长偏离 ± 3 nm 时 Yb:YAG 对抽运能量吸收的变化,结果表明,Yb:YAG 介质宽的光谱吸收特性使得它对 LD 波长的漂移不甚敏感(后文将给出比较).

下面,我们考察 LD 抽运 Nd:YAG 的情形.由于 Nd:YAG 的发射截面高($\sim 28 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$),吸收带

窄,FWHM 吸收带宽只有 2 nm,见图 13.因此,Nd:YAG 一般用于 CW 运转,利用温度调谐将 LD 的峰值发射波长调谐并稳定于 808 nm 附近.虽然 Nd:YAG 不适合于脉冲储能的大能量器件的增益介质,但可以以低能储能方式运行.表 4 列出了 LD 抽运 Nd:YAG 的可能的参数.

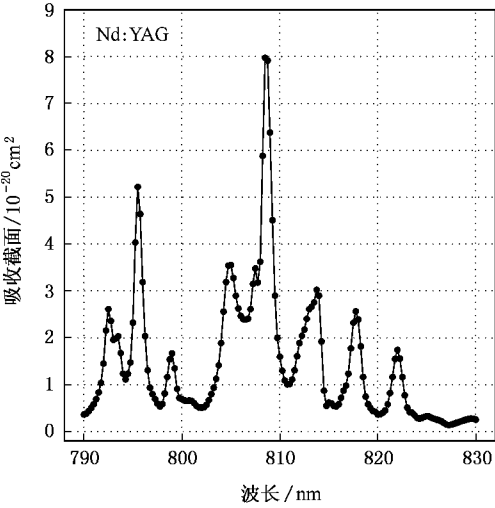


图 13 Nd:YAG 光谱吸收截面

图 14 显示了 Nd:YAG 的吸收效率与 λ_{00} 的依赖关系,由于 LD 抽运脉宽只有 0.25 ms,波长啁啾量较小,因此 $\lambda_{00} = 806$ nm 时,吸收效率最大.图 15 显示了在最佳中心波长 $\lambda_{00} = 806$ nm 时 Nd:YAG 对抽运能量的吸收特性.注意,由于 Nd 离子属于标准的四能级系统,因此原则上可以增加介质的厚度充分吸收抽运能量.这里我们为了比较窄带 Nd 离子和

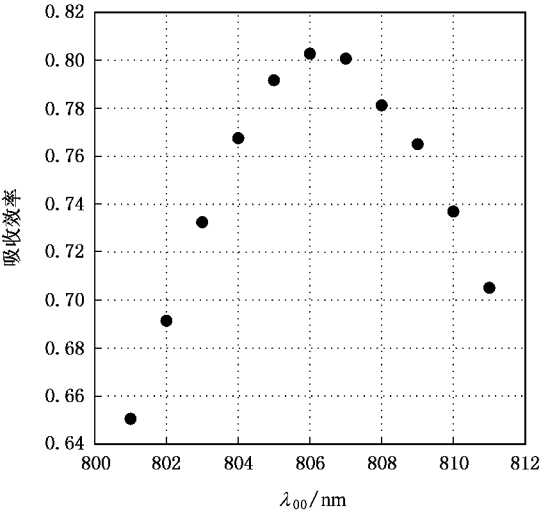


图 14 Nd:YAG 的吸收效率与 λ_{00} 的依赖关系

宽带 Yb 离子对 LD 的光谱选择吸收特性 ,Nd :YAG 介质的厚度只有 3 mm. 结果表明 ,由于 Nd 离子吸收谱的多峰结构 ,它表现了明显的光谱选择吸收性. 同样 ,当 $\Delta\lambda_{00} = \pm 3\text{ nm}$ 时 Nd :YAG 的吸收谱与 LD 发射谱失配更明显 ,这是由于 Nd 离子在 805—809 nm 附近有一个较宽的吸收带.

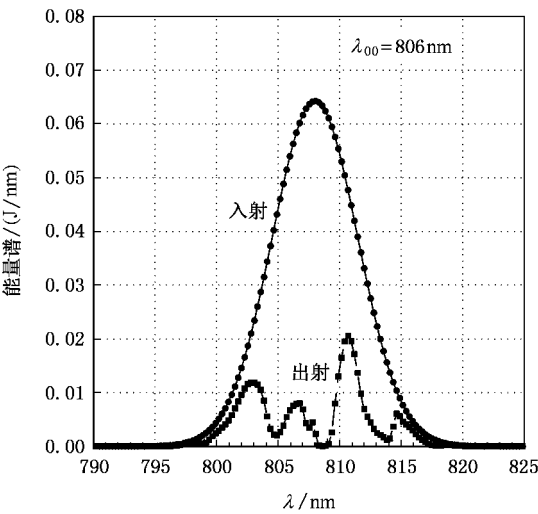


图 15 LD 阵列初始中心波长为最佳值时 ,Nd :YAG 对抽运光的吸收变化

4. 分析与讨论

增益介质对抽运能量的吸收效率取决于抽运构型(双向或单向抽运)以及介质厚度(特别是掺 Nd 介质). 但是比较图 6 , 10 , 14 , 我们可以分析具有不同吸收带宽的介质的吸收效率对波长偏移的敏感度. 为此 , 将这三种介质的吸收效率对各自最大效率归一化进行比较 , 即 $\eta_{re}(\delta\lambda) = \eta(\lambda) / \eta_{max}$, 其中 $\delta\lambda$ 是相对于 λ 的偏移量. 图 16 给出了三种介质材料的相对吸收效率对波长偏移量的敏感性比较. 正如预期的 , 吸收带宽越宽 , 吸收效率对波长偏移越不敏感. 这也正是我们在前文中给出的 Yb :S-FAP 的抽运脉宽为 0.75 ms , 而 Yb :YAG 的抽运脉宽为 1.0 ms 的原因之一.

前文计算表明 , 虽然 QCW 运转的高功率 LD 在抽运脉冲期间的时间积分谱宽相对于瞬态谱宽只有 1.2 nm 的增加 , 但是 LD 发射谱的中心波长随温度的啁啾量可达到 5 nm 以上 , 这就要求我们在选用不同荧光寿命的激光材料时 , 对 LD 初始中心波长进行合理的设置. 而 CW 模式运转的 LD 虽然也有类似

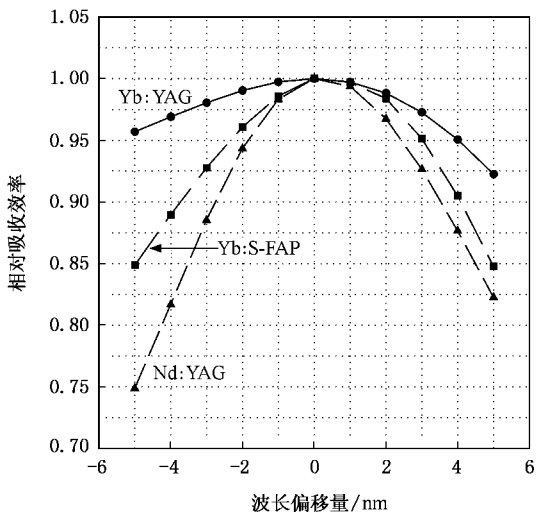


图 16 不同吸收谱宽的介质的吸收效率对 LD 波长偏移的敏感性

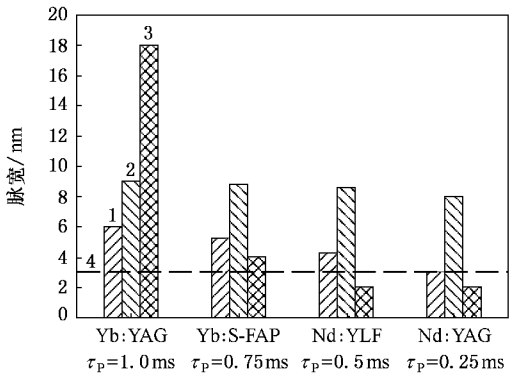


图 17 (1) 给定抽运脉宽下的 QCW 型高功率 LD 阵列波长啁啾 , (2) QCW 型 LD 阵列谱宽 (3) 增益介质的吸收带宽 (4) CW 运转时 LD 阵列的谱宽

的发射谱宽 , 但是中心波长不存在温度啁啾效应 , 因此从光谱角度看 , 这两种模式的 LD 在应用中有较大的区别. 图 17 比较了 CW/QCW 大功率 LD 阵列发射谱宽、QCW 型 LD 中心波长随温度的啁啾量、以及不同激光材料的吸收谱宽. 不难发现 , Yb :YAG 介质对 LD 波长的要求是最低的 , 从而适当降低了 LD 阵列冷却以及封装工艺一致性的严格要求. 相反 , 掺 Nd 介质则要求较精密的 LD 温控以及 LD 阵列的各巴条参数一致性.

最后需要说明的是 , 随着 LD 封装工艺的进一步完善 , LD 发射谱宽可以进一步降低 , 更好地与窄带激光材料相匹配. 相信 , 本文提供的模型以及设计方法具有普遍实用性 , 只要通过瞬态光谱测试方法 , 确定 LD 巴条或 LD 阵列的光谱参数 , 就能够应

用本模型对系统设计进行优化.

5. 结 论

本文给出了光谱、时间和空间分辨的 LD 抽运动力学物理模型,包括 LD 阵列输出的波长啁啾效应、输出功率随时间的瞬态变化等,重点考察了不同吸收带宽的激光介质对大功率 LD 阵列输出的光谱吸收特性.基于该模型,分析了三种典型激光增益介质 Yb :YAG、Yb S-FAP,以及 Nd :YAG 在脉冲储能运转方式下的抽运吸收性能.优化了不同增益介质

所需的 LD 阵列的初始中心波长,在各自优化的抽运脉宽下,LD 阵列初始中心波长分别为 935 nm, 895.5 nm, 806 nm. 比较了上述三种介质对波长啁啾效应的敏感度,结果表明,Yb :YAG 激光材料表现出了良好的光谱性能,适合于大功率 LD 阵列的抽运,对 LD 阵列的冷却和封装工艺一致性要求最低.另外,Yb :YAG 的峰值发射截面为 $3.3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$,因此是合适的 ns 级脉冲储能型 DPSSL 激光增益介质.该物理模型将对大能量的二极管抽运固体激光器的设计提供有益的参考.

- [1] Wang H L, Huang W L, Zhou Z Y, Cao H B 2002 *Laser Technology* **26** 23 (in Chinese) [王海林、黄维玲、周卓尤、曹红兵 2002 激光技术 **26** 23]
- [2] Zhao H, Jiang D S, Wang J J, Zhao H X, Zhou S H, Chen G F 2001 *Acta Photonica Sinica* **30** 253 (in Chinese) [赵 鸿、姜东升、王建军、赵海霞、周寿桓、陈国夫 2001 光子学报 **30** 253]
- [3] Ma H X, Lou Q H, Zhou J, Dong J X, Wei Y R 2003 *Semiconductor Optoelectronics* **24** 415 (in Chinese) [马海霞、楼祺洪、周 军、董景星、魏运荣 2003 半导体光电 **24** 415]
- [4] Bayramian A 2005 *Workshop on High-Energy -Class DPSSL*, June 10-12, Jena, Germany
- [5] Lacovara P, Choi H K, Wang C A, Aggarwal R L, Fan T Y 1991 *Opt. Lett.* **16** 1089
- [6] Fan T Y, Klunk S, Henein G 1993 *Opt. Lett.* **18** 423
- [7] DeLoach L D, Payne S A, Smith L K, Kway W L, Krupke W F 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 269
- [8] Liu Q, Gong M L, Pan Y Y, Li C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2159 (in Chinese) [柳 强、巩马理、潘圆圆、李 晨 2004 物理学报 **53** 2159]

- [9] Zhang L Y, Wen L, Xu Y C, Hu L L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1567 (in Chinese) [张丽艳、温 磊、徐永春、胡丽丽 2004 物理学报 **53** 1567]
- [10] Bayramian A 2005 *High Average Power Laser Program Workshop* (Rochester NY)
- [11] Chanteloup J C, Yu H W, Bourdet G, Dambrine C, Ferré S, Fülöp A, Moal S, Pichot A, Touzé G, Zhao Z 2005 *Proceedings of SPIE* **5707** 105
- [12] Hein J, Podleska S, Siebold M, Hellwing M, Bodefeld R, Sauerbrey R, Ehrt D, Wintzer W 2004 *Appl. Phys. B* **79** 419
- [13] Bayramian A, Beach R, Bibeau C, Chanteloup J C, Ebbers C, Emanuel M, Freitas B, Fulkerson S, Kanz K, Hinz A, Marshall C, Mills S, Nakano H, Orth C, Rothenberg J, Schaffers K, Seppala L, Skidmore J, Smith L, Sutton S, Telford S, Zapata L, UCRL-ID-139294, May 23 2000
- [14] Yu H W, Xu M J, Duan W T, Sui Z *Acta Phys. Sin.* (in Chinese) [於海武、徐美健、段文涛、隋 展 物理学报(待发表)]

Wavelength chirping of laser-diodes and optimization of diode-pumped solid-state lasers

Yu Hai-Wu[†] Xu Mei-Jian Duan Wen-Tao Sui Zhan

(*Research Center of Laser Fusion , China Academy of Engineering Physics , Mianyang 621900 , China*)

(Received 5 August 2006 ; revised manuscript received 23 October 2006)

Abstract

A spectrum- , temporal- and spatial-resolved physical model of LD pumping dynamics is set up , which includes the wavelength chirping and transient behavior of the power output of LD arrays. Based on this model , we investigate in detail the spectrum selective absorption characteristics from LD output by laser materials with different absorption bandwidths. Also the pumping excitation performances for typical three kinds of laser crystals , Yb :YAG , Yb :S-FAP , and Nd :YAG , are investigated specifically for the pulsed-energy-storage operation mode. Finally , we have optimized the initial central wavelength of LD arrays for the above three crystals and compared their sensitivity to the wavelength chirping of LD arrays.

Keywords : laser-diode arrays , wavelength chirping , pumping dynamics , laser materials

PACC : 3270J , 3280B , 7820

[†] E-mail : yuhw69@yahoo.com.cn