

文章编号: 0258-7025(2002)09-0787-05

反应堆抽运 Xe 激光多折腔研究

谏 巍¹, 程兆谷¹, 黄惠杰¹, 高海军¹, 万俊生²

(¹ 中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800; ² 西北核技术研究所, 陕西西安 710024)

提要 针对反应堆抽运激光(RPL)介绍了一类具有多折光路、与反应堆有较高耦合效率的谐振腔。在俘获放能介质于腔内均匀分布的情况下,给出了激光器的匹配设计要素和裂变反应能在腔内的沉积,提供了该腔型耦合优化的模拟方法,为较大规模的 RPL 实验提供了理论依据。

关键词 反应堆抽运激光, 折叠腔, 能量沉积, 输出耦合

中图分类号 TN 243 文献标识码 A

Study on a Folded Resonator for Reactor-pumped Xenon Lasers

SHEN Wei¹, CHENG Zhao-gu¹, HUANG Hui-jie¹, GAO Hai-jun¹, WAN Jun-sheng²

(¹ Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)
(² Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an, Shanxi 710024)

Abstract A kind of flat box-like resonator for reactor-pumped lasers(RPL) is presented here, which has a zigzag propagation inside and high coupling efficiency with the reactor. Under the condition of uniform energy loading in the cavity, several factors of laser design and parameters relating energy deposition are explored in this paper. A method for optimizing output coupling is reported as well. These will benefit future experimental work.

Key words RPL, folded resonator, energy deposition, output coupling

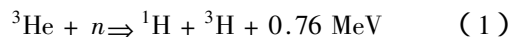
1 引 言

反应堆抽运激光(RPL)优点在于利用核反应直接把储存在高能裂变物质中的能量转化为有用的光学输出。利用核反应堆的中子输出作为抽运源可节省大量的电能(> MJ/ms),这些能量如果有相当一部分能够通过热中子与俘获放能介质(如²³⁵U 化合物,³He)的核反应有效地沉积到激光工作介质中,就可能获得高能激光^[1],这在军事、航天、材料加工等多个领域有着潜在的应用前景。二十多年来,使用核反应堆直接抽运产生激光已成为部分发达国家的一大研究课题^[1~4]。在国内尚处于起步阶段^[5]。

当前堆抽运激光一个很有前途的分支是 Xe 5d-6p 跃迁原子氙激光器^[1~5]。这类激光器具有较低的激射阈值和较高的抽运效率,结构紧凑,维护费用低,波长可调范围广,可在重复频率下工作,其额

定输出功率取决于抽运腔体积和中子注量率大小^[6]。用 Ar 作为缓冲气体时 1.73 μm 波长输出为主,而用 He/Ar 时 2.03 μm 为主。

中子俘获放能介质为气体的 Xe 激光在技术上较易实现,且抽运率相对比较均匀。热中子作用于³He 气体时,发生下列核反应



反应产生的高能粒子作用于激光介质而激活原子 Xe, Xe I(5d)集居来源于 ArXe⁺, Xe₂⁺ 准分子与电子的碰撞反应,当激光谐振腔调谐在波长 1.73 μm 时,将获得 Xe I(5d[3/2] → 6p[5/2] 跃迁的相干光。

2 核抽运激光器(RPL)盒式多折腔结构

图 1 为新型 RPL 激光装置示意图。直立的扁盒

收稿日期 2002-02-01;收到修改稿日期 2002-04-08

作者简介 谏巍(1979—),男,中科院上海光学精密机械研究所硕士研究生,主要从事气体激光及光电技术研究。E-mail:

weishen@tsinghua.org.cn

状抽运腔与反应堆辐射腔相匹配,工作时中子束透过前者的矩形薄盖板进入腔内,与俘获放能介质作用。多折光路垂直中子束布置,可在有限空间内将增益长度增加数倍或更多。确定谐振腔的侧面尺寸与合适的光路转折次数时,需综合考虑反应堆辐射腔的中子分布特性、腔的增益损耗情况、结构安排等因素。

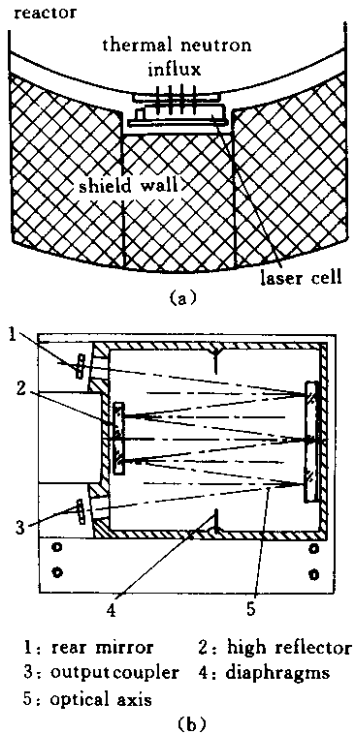


图 1 堆抽运 Xe 激光主要装置 (a) 及谐振腔 (b) 示意图 (未按比例)

Fig. 1 Configuration for the reactor-pumped Xe laser (a) and its resonator (b) (not to scale)

RPL 工作时,激发态 Xe^* 原子的产生与准分子(如 Xe^{2+} , $ArXe^+$) 数成正比,准分子的形成与构成该分子的气体原子(气体分压)和核反应产物在腔内的能量沉积成正比。因此,为提高能量沉积,平行于中子注入方向的腔内空间(腔厚 T) 需依据核反应产物在混合气体中的运动行为来确定。西北核技术所^[7]开发的拓展型 EDL 软件可以模拟核反应在腔内任意一点发生、且产物粒子飞行方向任意的体系,因此适于计算盒式腔内俘获放能介质均匀分布时的能量沉积效率。以沉积效率最优化为原则即得到理论上的最佳腔厚。

3 盒式腔抽运率及相关参数

反应堆与谐振腔体的耦合关系以及腔的结构基

本确定之后,可以进行光学部分的设计。谐振腔定为半共焦腔。腔镜的耦合关系与激光的增益水平有关,而后者主要取决于抽运率 ρ (可认为等于腔内能量沉积密度)。

忽略温度变化对气体压强的影响,计算针对恒定室温状态展开。设俘获放能介质为气态(如 3He),激光谐振腔内能量沉积均匀,抽运率 ρ 应为

$$\rho = N \cdot \varphi \cdot \sigma \cdot E \cdot \beta \quad (2)$$

式中, N 为放能介质在腔内单位体积的微粒数, φ 为中子注量率, σ 为微观平均反应截面, E 为裂变反应能, β 为能量沉积效率(与腔体尺寸有关,关系由上述软件给出)。

如放能介质分压为 p (单位: Pa), 则每 cm^3 的微粒数

$$N = 6.03 \times 10^{23} p / (22400 \times 1.013 \times 10^5) \quad (3)$$

于是抽运率 ρ 的数值由下式得出

$$\rho = 4.25 \times 10^{-23} E \cdot \sigma \cdot p \cdot B \cdot \varphi \quad (4)$$

各物理量单位: ρ : W/cm^3 , E : MeV, σ : b ($1 b = 10^{-28} m^2$), p : Pa, φ : $n/(s \cdot cm^2)$

堆抽运 Xe 激光在脉冲状态下工作时,腔内介质对光强的增益相对中子注量会有一定滞后。不过中子注量脉冲的脉宽通常为毫秒量级,若只关心增益的峰值,时间特性可不予考虑。下面的经验式可以方便地推算激光小信号增益系数 g_0 ($\%/cm$) 与抽运率 ρ (W/cm^3) 的关系

$$g_0 = A \cdot (\rho - C)^B \quad (5)$$

式中 A, B, C 是与气体组份分压、工作波长等有关的常量,适合抽运率在 $30 W/cm^3$ 以内的情况^[4]。

4 输出耦合问题的处理方法

这里基于 Rigrod 一维驻波腔模型^[7]来模拟功率提取效率与腔镜耦合参数的关系。上述类型的长脉冲 RPL,腔内光路转折次数较多,各转折元件共同作用引起的光强变化不能忽略,所以先要将两点 Rigrod 模型做相应延伸。

4.1 Rigrod 模型及两点问题的处理

腔长为 L 的驻波腔内,向 z_+ 和 z_- 方向传播的两列光波强度 I_+ 和 I_- 满足

$$\frac{1}{\beta_+} \frac{d\beta_+}{dz} = - \frac{1}{\beta_-} \frac{d\beta_-}{dz} = \frac{g_0}{1 + \beta_+ + \beta_-} - \alpha \quad (6)$$

$\beta_{\pm} = I_{\pm} / I_s$, I_s 为饱和光强; g_0, α 分别为均匀分布的小信号增益系数和损耗系数;增益长度与腔长相^[7]。参见图 2。

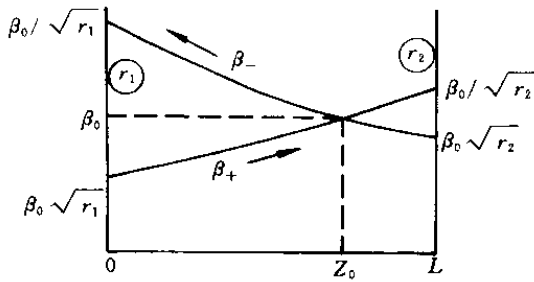


图 2 Rigrod 腔内光波强度分布
(光强边界值已在图中标出)

Fig.2 Light intensity distribution in a Rigrod resonator

注意到 $\beta_+ \cdot \beta_- = \beta_0^2$ 与 z 无关, 消去 β_- 并积分得

$$\alpha z + \ln \beta_+ + \frac{g_0}{g_0 - \alpha} \cdot \frac{\ln F(\beta_+)}{\cos 2\lambda} = \text{constant} \quad (7a)$$

$$F(\beta_+) = \frac{\beta_0 - \beta_+ \tan \lambda}{\tan \lambda (\beta_+ - \beta_0 \tan \lambda)} \quad (7b)$$

式中的三角化参数 λ 在数值计算中作为中间变量* 其表达式为^[8]

$$\left(\frac{2\alpha}{g_0 - \alpha}\right) \cdot \beta_0 = \sin 2\lambda \quad (7c)$$

设两端腔镜反射率(光强反馈)分别为 r_1, r_2 , 光强边界值可以用 β_0 表示成

$$\beta_+(0) = \beta_0 \sqrt{r_1}, \beta_+(L) = \beta_0 / \sqrt{r_2} \quad (8)$$

分别代入(7)并相减后, 有

$$\alpha L - \ln \sqrt{r_1 r_2} = \frac{g_0}{g_0 - \alpha} \cdot \frac{1}{\cos 2\lambda} \cdot \ln \left(\frac{1 - \sqrt{r_1} \tan \lambda}{\sqrt{r_1} - \tan \lambda} \cdot \frac{1 - \sqrt{r_2} \tan \lambda}{\sqrt{r_2} - \tan \lambda} \right) \quad (9)$$

已知 r_1 , 据此求出对应的 r_2 , 即获得正向输出和功率提取效率(extraction efficiency)

$$\beta_{\text{out}}^+ = \beta_+(L) \cdot T_2 = \frac{\sin 2\lambda (g_0 - \alpha) (1 - r_2 - a_2)}{2\alpha \sqrt{r_2}} \quad (10)$$

$$\eta^+ = \beta_{\text{out}}^+ / g_0 L \quad (11)$$

其中 a_2 表示输出镜上的单程光强损耗(点损耗), T_2 表示透过率, 满足 $r_2 + T_2 + a_2 = 1$; $g_0 L$ 为腔的单程增益。这样, 输出光强、耦合参数及介质宏观参数通过 λ 取得了联系。为使计算有意义, 应保证 $0 < \lambda <$

* 若允许忽略均布损耗 α 的影响, 则直接使用 β_0 作中间变量, 不再引入 λ 。

$\arctan \sqrt{r_{1,2}} \leq \pi/4$ (还有一个共轭的取值范围略去不用)。

4.2 多折腔的情形(内部存在多点损耗)

此处只讨论适应本题且最常见的单端输出激光(一端为全反射尾镜), 但不失一般性。设内部光路各转折处的光强损耗率为 $(1 - R_i)$ ($i = 1, 2, \dots, n$), 正负向两列光波经过各转折点时衰减相等且无反馈, 驻波条件仍然满足。故式(6)可应用于每相邻两点之间的光强分布, 而且这有限个小区间的 β_0 显然也都相等。因为尾镜反射率 $r_e = 1$, 正反向两列光波的强度曲线有且只有一个交点位于尾镜处(若非理想情况, 即 r_e 略小于 1, 曲线交点也会接近尾镜, 大致如图 3)。

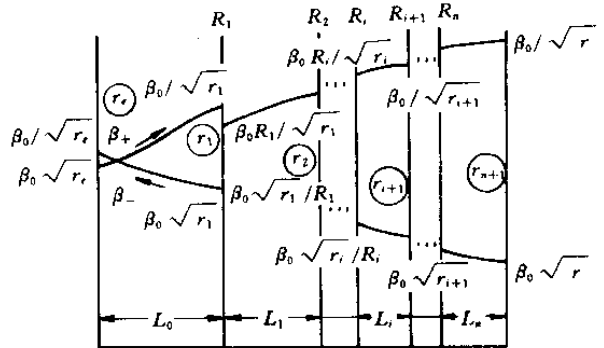


图 3 多折腔内光波强度分布
(已标出光强的部分边界值)

Fig.3 Light intensity distribution in a folded resonator

考查图中 n 个区间中的第 i 区间 ($i = 0, 1, \dots, n$) 其介质长度为 L_i 。将 $i \neq 0$ 的区间与 4.1 中的两点模型作类比: 区间右端负、正向光波强度之比(区间内部, 下同)为 r_{i+1} , 一般 $r_{i+1} < 1$ 这与两点问题相同, 而左端正、负向光强之比为 (R_i^2/r_i) 。通常情况下大于 1; 不过, 有意义的是 4.1 中的推导对 $r_1 > 1$ 依然成立, 因此可以直接利用已有算法。不妨把第 i 区间也看作一种两点 Rigrod 模型, 其左右两端“反射率”分别为 (R_i^2/r_i) 和 r_{i+1} 。现在把方程(9)的内在关系显式表达

$$r_2 = G_{\alpha, g_0}(\lambda, L, r_1) \quad (12)$$

则这里 $\{r_i\}$ 序列的递推关系为

$$r_{i+1} = G_{\alpha, g_0}[\lambda, L_i, (R_i^2/r_i)] \quad (13)$$

再令 $(R_0^2/r_0) = r_e$, 使之同样适用于 $i = 0$ 。已知每个间断点的位置和光强变化, 就能通过这一关系获得与给定 λ 相对应的输出镜反射率 $r = r_{n+1}(\lambda)$, ($0 < \lambda < \arctan \sqrt{r_i} \leq \pi/4$) 及相应的功率提取效

率

$$\eta = \frac{\sin 2\lambda(g_0 - \alpha)(1 - r - a)}{2\alpha g_0 L \sqrt{r}} \quad (14)$$

式中 $L = \sum_{i=0}^n L_i$ 为总增益长度, a 为输出镜上光强透过损耗。

有了 η 与 r 的关系, 耦合优化便不难解决。显然, 这种递推过程对于内部损耗点较多的情形更具有优势, 宜于处理上述 RPL 腔。

5 实例分析

5.1 腔体尺寸, 能量沉积效率

对 $^3\text{He}/\text{Ar}/\text{Xe}$ 1.73 μm 激光实验, Xe 含量 0.3%, ^3He 含量 50%, 现辟出的反应堆辐射腔输出中子主要分布于直径约 500 mm 的圆形截面内, 按 1 中的思想, 反应堆与激光器间有效耦合区截面可做到 300 mm \times 300 mm。考虑到混合气体对中子的屏蔽作用, 软件算出的最优腔厚为

$$T = 139.26 - 1.51 \times 10^{-3} P + 6.14 \times 10^{-9} P^2 - 8.44 \times 10^{-15} P^3 \quad (15)$$

其中 P 为激光气体总压。 $P = 0.7$ atm 时, 结合结构因素, T 可取 60 mm。设计如图 1(b) 的六折光腔, 内部空间为 322 mm \times 284 mm \times 60 mm, 总增益长度 L 为 1822 mm, 能量沉积效率 $\beta = 0.57$ 。

5.2 最佳输出耦合与小信号增益、高反膜反射率的关系

实际条件下 a 极小, 略去不计。六折腔内所有转折镜与尾镜同时对工作波长镀高反射率膜(即 $r_e = R$), 用上面方法求解 η 最高时输出镜的反射率 r_{opt} 。模拟结果表明, r_{opt} 随 $r_e(R)$ 总体呈曲折上升趋势; 而随 g_0 呈下降趋势, $r_e(R)$ 越高则越平滑, 即越接近单程腔。为方便现有条件下的应用, 仅以表 1 给出部分拟合数据。其中每行的 g_0 在给定范围变化时, 右边对应的 r_{opt} 值都能与之适应(偏差 $\pm 0.05\%$ 以内)。

计算还说明, 高反膜的反射率 $r_e(R)$ 是确保增益区(整个腔长)利用率的关键之一。如果 $r_e(R)$ 能达到 0.997, η 可保证在 70% 以上($g_0 \geq 0.36$ %/cm 时), 多折腔的优势能得到很好的发挥。

5.3 反应堆输出大小的选定

对 5.1 中描述的混合气体, 查得式(5)中系数 $A = 0.25$, $B = 0.66$, $C = 0.1$; 又有 $E = 0.76$ MeV, $\sigma = 5.3 \times 10^{-25}$ m², $\beta = 0.57$; g_0 的预设值可参考表 1

中推荐的各范围。如要获得 0.4% ~ 0.5 %/cm 的小信号增益(1.73 μm 波长), 以式(4)(5)估算, 热中子注量率需达到 $(6.26 \sim 8.66) \times 10^{14}$ n/(s \cdot cm²); 而上文提到的反应堆在脉冲运行下最高热中子注量率为 1.1×10^{16} n/(s \cdot cm²), 所以, 实现这一水平是可行的。

表 1 高反膜在几种不同反射率时谐振腔的最佳输出耦合 ($\alpha = 0.001$ %/cm)

Table 1 Optimum reflectivity of the output mirror of a RPL resonator with high reflectors at several levels (with $\alpha = 0.001$ %/cm)

$r_e(R)$: reflectivity of high reflectors, g_0 : small signal gain coefficient, r_{opt} : reflectivity of the output mirror at optimum efficiency

$r_e(R)$	g_0 (%/cm)	r_{opt}
0.999	0.26 ~ 0.29	0.903
	0.36 ~ 0.41	0.884
	0.43 ~ 0.52	0.872
0.998	0.24 ~ 0.30	0.878
	0.32 ~ 0.38	0.861
	0.40 ~ 0.52	0.839
0.997	0.23 ~ 0.30	0.862
	0.32 ~ 0.43	0.833
	0.45 ~ 0.64	0.797

6 结 论

本文提出了一类用于堆抽运气体激光器的盒式多折谐振腔, 并以 $^3\text{He}/\text{Ar}/\text{Xe}$ 1.73 μm 体系为例, 介绍了基本设计过程。理论推导表明:

1) 能够为多折腔找到一个合理的尺寸和结构, 兼顾到能量沉积最优化、与反应堆辐射腔相匹配、机械结构等因素;

2) 抽运率 ρ 是联系激光增益水平和抽运源的重要参数;

3) 可沿用 Rigrod 一维稳腔模型解决此类多折腔的耦合优化问题, 举例计算结果说明, 高反膜的反射率是保证多折腔优势的关键之一, 小信号增益系数 g_0 在若干区间内波动时, 输出镜的最佳反射率变化相对平坦;

4) 现有反应堆的输出水平理论上完全能达到所要求。

致谢 感谢西北核技术所在合作研究中提供实验条件。感谢沈潜德老师、蒋金波博士等在各方面的技术支持。

参 考 文 献

- 1 W. J. Alford , G. N. Hays. Measured laser parameters for reactor-pumped He/Ar/Xe and Ar/Xe lasers [J]. *J. Appl. Phys.* , 1989 , **65** (10) 3760 ~ 3766
- 2 G. A. Hebner , G. N. Hays. Fission-fragment-excited lasing at 585.3 nm in He/Ne/Ar gas mixture [J]. *Appl. Phys. Lett.* , 1990 , **57** (21) 2175 ~ 2177
- 3 H. H. Helmick , J. L. Fuller , R. T. Schneider *et al.*. Direct nuclear pumping of a helium-xenon laser [J]. *Appl. Phys. Lett.* , 1975 , **26** (6) 327 ~ 328
- 4 G. A. Hebner , G. N. Hays. Fission-fragment-excited xenon/rare gas mixture. I . Laser parameters of the 1.73 μm xenon transition [J]. *J. Appl. Phys.* , 1993 , **73** (8) 3614 ~ 3626
- 5 Chen Hande , Jin Xingxing , Yang Chengde *et al.*. Principle tests of reactor pumped laser of ^3He -Ar-Xe system [J]. *High Power Laser and Particle Beams* (强激光与粒子束) , 1994 , **6** (3) 325 ~ 329 (in Chinese)
- 6 Wan Junsheng , Jing Chunyuan , Chen Da *et al.*. Studies on power deposition in the nuclear reactor pumped ^3He -Ar-Xe gas laser cavity [J]. *High Power Laser and Particle Beams* (强激光与粒子束) , 2001 , **13** (4) 413 ~ 417 (in Chinese)
- 7 W. W. Rigrod. Homogenously broadened CW lasers with uniform gain and distributed loss [J]. *IEEE J. Quantum Electron.* , 1978 , **QE-14** (5) 377 ~ 381
- 8 G. M. Schindler. Optimum output efficiency of homogeneously broadened lasers with constant loss [J]. *IEEE J. Quantum Electron.* , 1980 , **QE-16** (5) 546 ~ 549