

斜入射泵浦拉曼放大特性的研究*

叶震寰 楼祺洪 向世清 董景星 魏运荣

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

提要 本文引入了“光强平均”概念,分析了斜入射泵浦方式实现大功率拉曼放大的机理。与同轴泵浦相比斜入射泵浦更有利于实现泵浦光的光强平均和短脉宽种子光对泵浦光的能量提取。并给出斜泵浦拉曼放大下气压和角度参量的实验结果。

关键词 斜入射泵浦,拉曼放大

1 引言

受激拉曼散射是将准分子激光输出频移到特定的近紫外和可见波段的有效方法,它不仅具有较高的转换效率,而且能通过拉曼整形和组束改善斯托克斯光的光束质量。在文献[1]中,我们实现了同轴泵浦拉曼放大。但由于在同轴泵浦方式下不能充分实现泵浦光束的光强平均,限制了大功率泵浦条件下的应用。

本文从“光强平均”的要求着手,分析了同轴泵浦不利于拉曼放大的原因。进而分析了斜入射泵浦拉曼放大的情形,指出斜入射泵浦有利于实现大功率的拉曼放大以及短脉宽种子光对泵浦光的能量提取。斜入射泵浦拉曼放大可以进一步实现多光束拉曼组束放大,此技术在激光核聚变方面有重大的应用前景。本文在实验上研究了斜泵浦拉曼放大中的气压和角度特性。

2 理论分析

作者曾对拉曼放大改善光束质量进行了较详细的讨论,指出泵浦光束的截面光强分布对维持种子光光束质量具有重要意义。拉曼放大器稳态平面波运动方程的标准解为

$$E_s(x, y, z) = E_s(x, y, 0) \cdot \exp\left[\frac{\gamma}{2} \int_0^z |E_p(x, y, z')|^2 dz'\right] \quad (1)$$

式中, $E_s(x, y, z)$ 和 $E_p(x, y, z)$ 分别是斯托克斯光和泵浦光的振幅复矢量, γ 是拉曼增益系数, z 代表拉曼光传播的方向(拉曼池轴向)。在拉曼光的光场表达式(1)中泵浦光的位相信息已被平均掉,而泵浦光强 $|E_p(x, y, z)|^2$ 则出现在表达式的指数部分中。输出的拉曼光的光场分布直接取决于泵浦光强在整个作用区域上的积分。如果能使这一积分值在光束传播路径的任何位置 Z 与径向位置 (x, y) 无关,即实现了“光强平均”。此时对于任何径向位置 (x, y) 的拉曼增益是

* 本工作得到国家高科技和国家自然科学基金会的支持。

收稿日期: 1993年7月2日, 收到修改稿日期: 1993年8月23日

均匀的,输出的拉曼光将具有原先种子光的光场分布,即使泵浦光在任意位置 z 处的光强分布 (x, y) 是不均匀的。因此,拉曼放大起到了净化光束质量的作用。

对于同轴泵浦的情形(图 1),泵浦光振幅截面上的衍射效应在一定程度上起到了光强平均的作用。有效的光强平均要求在拉曼增益长度内实现衍射,相应地要求泵浦光束的发散角 $\Delta\theta$ 相对于拉曼增益要足够大,即^[3]

$$\Delta\theta \gg G[L/k]^{1/2} \quad (2)$$

$G = \gamma \langle |E_p|^2 \rangle$ 是平均拉曼增益, L 是总的有效作用长度。这一关系等效于:泵浦光振幅结构的有效衍射距离小于拉曼增益长度。因此,如果降低泵浦光束的方向性即增大 $\Delta\theta$ 将有利于改善拉曼光束质量。在以前的拉曼转换实验中我们通过减小泵浦光束的发散角来提高高阶拉曼转换^[3]。而对于拉曼放大而言,高阶转换正是需要克服的。由(2)式可知,增大拉曼池的增益会破坏关系式(2)的成立。因此在同轴泵浦的情况下,大功率的拉曼放大受到很大限制,这对大功率拉曼激光器的应用极为不利。

对于斜入射泵浦的情形(图 2),“光强平均”在泵浦光与拉曼光波前的交叉传播过程中实现。(2)式的关系在这里不起作用,因而斜泵浦方式对泵浦功率没有限制。在光导系统的多次反射作用下,斜入射的泵浦光多次与种子光相遇,其积分效应使泵浦光强进一步得到平均。尤其在多束斜入射泵浦光的组束作用下,光强平均更加充分,使泵浦光能量也大大增加。

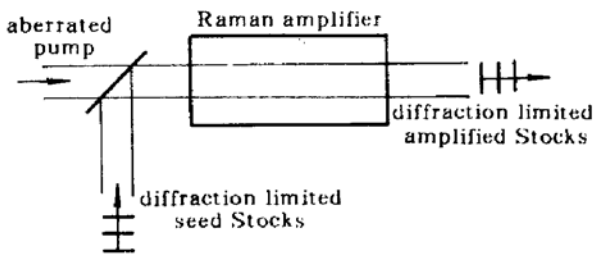


Fig. 1 Schematic illustration of Raman beam cleanup with collinear propagation

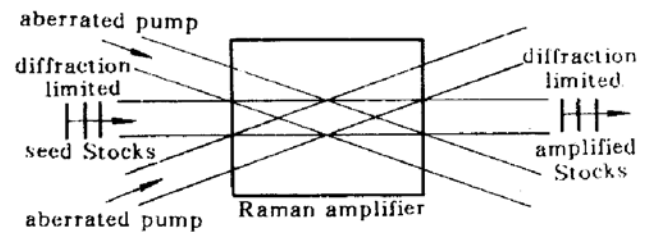


Fig. 2 Schematic illustration of Raman beam cleanup with crossing pump beams

表达式(1)中的指数部分即增益在平均的情况下可表达为:

$$\gamma \langle I_p(x, y) \rangle L = \gamma \int_0^L I_p(x, y, z) dz \quad (3)$$

式中 $I_p(x, y)$ 为泵浦光束的光强。从理论上讲,只要 L 足够大, $I_p(x, y)$ 可以是个常数。斜入射泵浦可以导致增益系数 γ 的下降,只要角度不太大,将更有利于增大泵浦功率水平从而使增益和转换效率都维持在合理的水平上。

斜入射泵浦的另一个有利之处是可以高效地放大短脉宽的种子光。由于在斜入射情况下沿轴向的泵浦光传播速度小于拉曼光传播速度($V_p < V_s$),如果泵浦光脉宽远大于种子光脉宽,则当光束传播的时序控制正确时,拉曼光对泵浦光的能量提取将是十分有效的。

3 斜泵浦放大特性

我们对斜泵浦拉曼放大进行了初步的实验研究。由于受到泵浦光能量的限制,我们在弱聚焦方式下实现了拉曼光的放大。图 3 所示为实验装置示意图。激光源是一台 300 mJ 的 XeCl

准分子激光器,脉宽为 60 ns,激光能量的 20%用来产生拉曼种子光,其余 80%的激光能量作为斜入射的泵浦光^[4],拉曼介质为高压氢气。图中的延时光路部分用来调节控制泵浦光与种子光到达拉曼放大池的先后时序。

图 4 所示为不同泵浦能量下输出拉曼光 E_{out} 与种子光 E_{in} 之间的关系曲线。当泵浦能量增大时,呈现不同的增益饱和特性。 E_{out} 和 E_{in} 之间满足

$$E_{out} = E_{sat} \ln \{ \exp(GL) [\exp(E_{in}/E_{sat}) - 1] + 1 \} \quad (4)$$

式中 E_{out} 为输出能量密度; E_{in} 为种子光能量密度, E_{sat} 为饱和能量密度; G 为增益系数; L 为增益介质长度。采用计算机拟合计算,表 1 给出二种泵浦能量下的饱和参量和增益系数值,此时拉曼放大器中的气压为 6 atm,入射角为 0.72° 。由表 1 可以得出,增大泵浦光能量它的饱和参量变大,对拉曼放大有利。

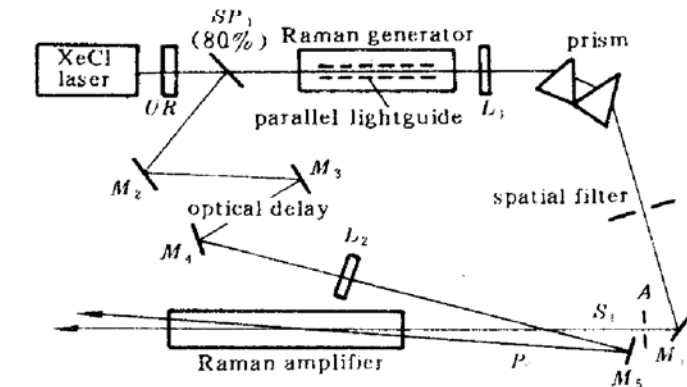


Fig. 3 Schematic diagram of experimental setup

UR: unstable resonator; SP1: quartz splitter;
 L1, L2: lens; M1 ~ M5: mirrors (100%);
 S1: first Stokes (seed beam); P: pump beam; A: aperture

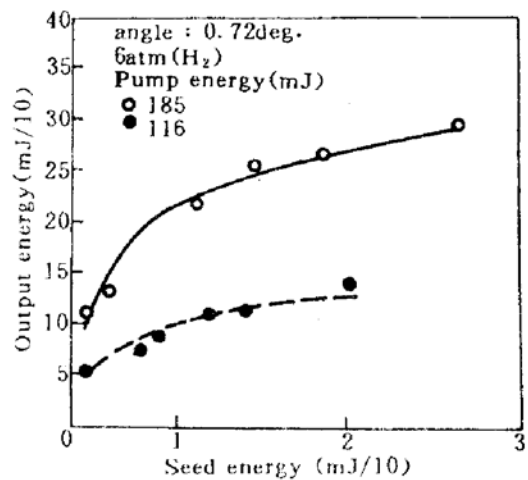


Fig. 4 Raman amplifier energy vs seed energy

Table 1

E_p (mJ)	E_{sat} (mJ/cm ²)	G (cm ⁻¹)	E_p (mJ)	E_{sat} (mJ/cm ²)	G (cm ⁻¹)
185	2.929	0.078	116	1.305	0.066

图 5 给出输出的拉曼光与泵浦能量的关系曲线。增大泵浦光能量使拉曼放大明显提高,这与第二部分的分析是相符合的。在泵浦光聚焦情况下,泵浦光能量必须很好控制,如果能量太大会产生放大器的“自振”,因而泵浦能量选在 100 mJ 量级。

最后我们用快速示波器得到了拉曼光和泵浦光在放大前后的时间波形(图 6)。泵浦光的脉宽约 60 ns,而种子拉曼光的脉宽为 8 ns,通过延时控制使泵浦光比种子光提前 5~10 ns 到达拉曼放大器中,使拉曼光对泵浦能量的提取尽量充分。输出拉曼光的脉宽也仅为 10 ns,但其能量却得到了数十倍的放大。因此,峰值功率得到了有效的放大。

4 斜入射泵浦拉曼放大的气压和角度参数的研究

对气压和角度参数的研究,可以从拉曼线宽和拉曼增益着手。根据拉曼线宽的 Dicke 致窄和压力加宽公式^[5]

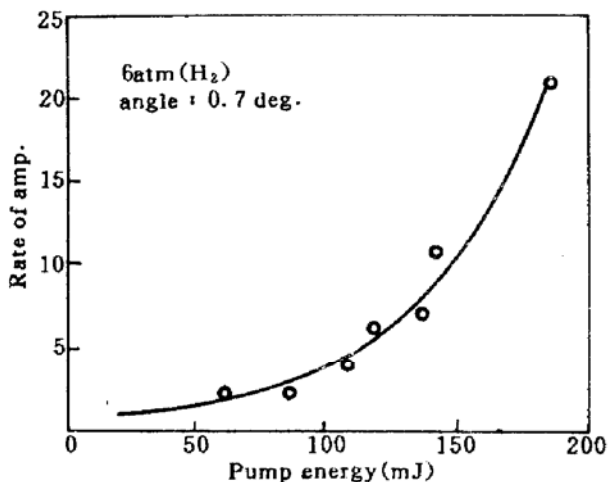


Fig. 5 Raman amplification vs pump energy

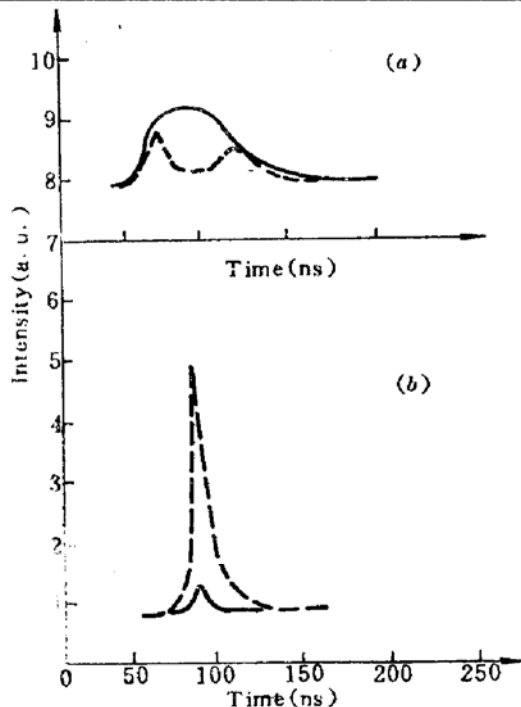


Fig. 6 (a) the initial 60 ns pump pulse and the depleted pump pulse (dashed); (b) the 8 ns seed Stocks pulse and the 10 ns output Stocks pulse (dashed)

$$\Delta\nu_R = \frac{D_0 k_v^2}{\pi N} + aN \quad (5)$$

其中 $D_0 = 1.39 \text{ cm}^2 \text{ amagat/s}$, $a = 51.3 \text{ MHz/amagat}$ 。(5)式中引入了气压和角度因子。式中 N 是克分子密度(amagat),即气压。而 k_v^2 则与角度有关

$$k_v^2 = k_p^2 - k_s^2 \quad (6)$$

由(6)式可得

$$k_v^2 = 4\pi^2 [V_p^2 + 2V_p(V_p - V_s)(1 - \cos\theta)] \quad (7)$$

V_p 和 V_s 分别是泵浦光和分子振动跃迁频率(以波数表示)。将(7)式代入(5)式得出拉曼线宽随气压和角度的变化曲线,如图7所示。当气压小于 2 atm 时显示“变窄”效应,当气压大于 2 atm 后显示“压力加宽”效应,当压力大于 4 atm 以后压力加宽基本呈线性关系。将线宽因子代入拉曼增益表达式^[2]

$$g = \frac{\lambda_s^2}{h\nu_s} \cdot \frac{2}{\pi \cdot \Delta\nu_R} \cdot N \cdot f_B \cdot \sigma \quad (8)$$

式中加入了 Boltzmann 因子 f_B ,在室温下 (300 K) $f_B = 0.662$ ^[6]。取跃迁截面 $\sigma = 4.8 \times 10^{-29} \text{ cm}^2/\text{sr}$ 。由此得出增益系数随气压和角度的关系,如图8所示。当压力从 0.5~4 atm 时增益系数上升很快,4 atm 以后它的变化开始变小并趋于不变。这是因为在(8)式中除了分母上有气压因子 N ,分子上还有 N 因子。因此在进行拉曼放大的实验中气压选用较低的值(如 4 atm)比较合适,过高的气压对一阶拉曼增益并没有提高,相反会产生高阶拉曼转换并消耗一阶拉曼光。在(4)式中角度的影响只出现在分母上,当入射角小于 1° 时增益系数变化较小。因此拉曼放大选择角度应小于 1° 。由于对光束净化的高要求,要求入射角不能太小,因此一般选 0.7° 比较合适。

图9给出的是入射角在 1° 以内的拉曼光的变化情况。输出的拉曼光随角度的变化很明显,这是因为在没有采取补偿措施(如在拉曼池中加入光导系统)情况下斜入射泵浦方式会减

小光束之间的作用区域。选择 0.7° 较为合适,既具有较大的拉曼放大增益和能量作用区域,又不影响种子光具有的光束质量。

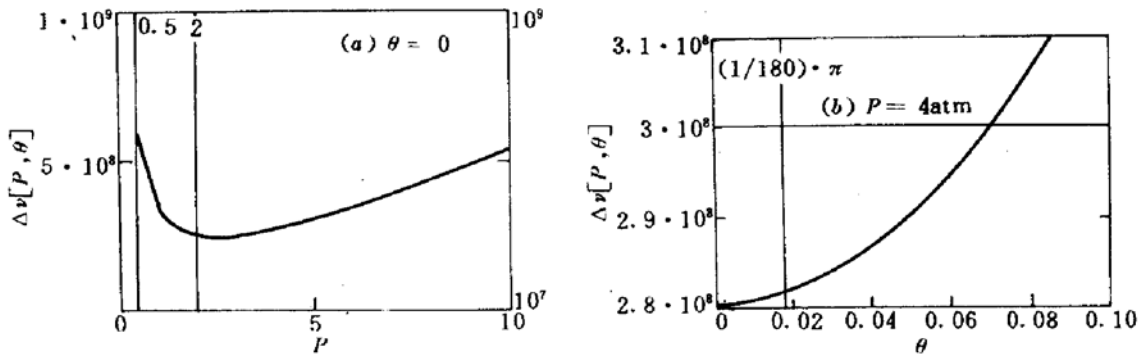


Fig. 7 Raman linewidth of H_2 vs (a) the pressure and (b) the angle between the pump and Stokes beams

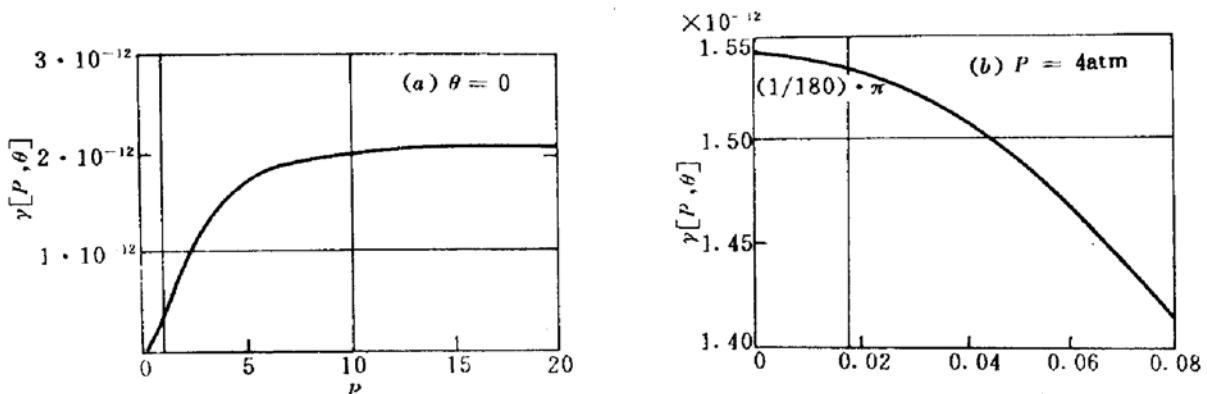


Fig. 8 Raman gain efficient vs (a) the pressure and (b) the angle between the pump and Stokes beams

图 10 是放大—气压曲线。输出的拉曼光随气压的上升而迅速增大直到气压为 4 atm 时达到最大,这一变化与前面的分析相符。当压力大于 4 atm 以后,拉曼输出逐渐减小。此时由于拉曼增益保持不变对拉曼光的放大并不增加,而较高的气压将产生高阶拉曼光以及一阶拉曼光的自振,这些过程将消耗很大部分的泵浦光能量,从而使被放大的拉曼光减小。这与前面的分析也是相符的。因此在实验中选择 4 atm 作为理想的工作点。

与同轴泵浦方式相比,斜入射泵浦拉曼放大可以在不影响光束质量的情况下获得高功率的拉曼光输出。并且可以通过拉曼组束技术大大地提高泵浦光的能量,从而获得高亮度的准分子激光输出,作为优良的 ICF 驱动源。

在斜入射泵浦方式中,特别需要注意的两个参数是气压和入射角。本文通过对拉曼线宽和拉曼增益的研究,来分析它对气压和角度的依赖关系。当气压大于 4 atm 以后拉曼增益将不再上升(变化很小),入射角在 1° 以内拉曼放大变化较大。实验通过对 XeCl 准分子激光的拉曼放大研究证实了理论分析。

5 结 论

在激光脉冲能量为几百毫焦耳,脉冲宽度为 60 ns 左右条件下,我们得出在斜入射泵浦拉曼放大中对参数的选择依据: 1) 较高的气压对拉曼放大并不有利,当压力大于 4 atm 后拉曼放大增益将达到饱和,一般情况下以 4 atm 作为理想的参考点; 2) 较大的入射角对拉曼增益有很大的影响,选 0.7° 作为单束泵浦入射角比较有利。在组束情况下,因泵浦能量增大对拉曼增益的要求减弱,可相应增大入射角。同时,入射角过小会引起光束之间互相干扰,产生不希望

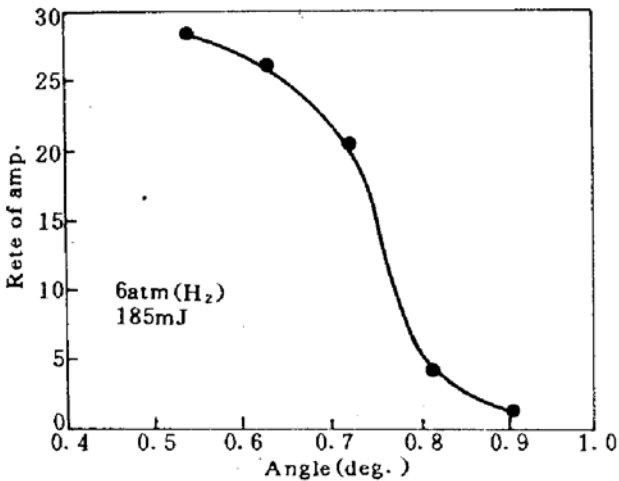
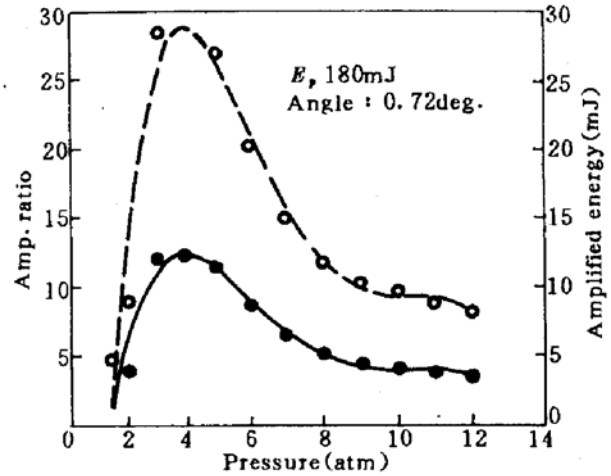


Fig. 9 Amplification ratio vs pump angle

Fig. 10 Amplification ratio (solid line) and amplified energy (dashed line) vs gas (H_2) pressure

的四波混频。

斜入射泵浦拉曼放大将泵浦光与拉曼光直接分离,很容易得到高质量的拉曼激光输出。它是拉曼组束放大的基础,对气压和角度参数的研究有助于更好地进行斜入射拉曼放大以及拉曼组束放大,从而获得高质量、高亮度的拉曼激光,作为激光核聚变的驱动器。在激光核聚变工作中,脉冲宽度仅几个纳秒甚至更短,本文得到的数据不能通用,但可从中借鉴一些规律,有关短脉冲的工作正在进行之中。

致谢 感谢高鸿奕同志在实验中给予的大力帮助。

参 考 文 献

- 1 楼祺洪, 霍芸生等. 光学学报, 1988, 8(6): 502~508
- 2 V. I. Bespalov et al. *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz.*, 1978, 21: 961
- 3 楼祺洪, 叶震寰等. 应用激光, 1993, 13(1): 1
- 4 楼祺洪, 叶震寰等. 量子电子学, 1993, 10(2): 116
- 5 A. Owyong. *Opt. Lett.*, 1978, 2: 91~93
- 6 R. A. J. Keijser et al. *Physic*, 1974, 76: 585~608

Research on the Characteristics of Raman Amplification with an angular pump beam

Ye Zhenhuan Lou Qihong Xiang Shiqing Dong Jingxing Wei Yunrong

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

Abstract By introducing the concept of intensity-averaging, the mechanism of high power Raman amplification with an angular pump beam is analyzed. The analyzed results show that an angular pump beam is more efficient than collinear propagation for the pump intensity-averaging and the pump energy extracting by a short pulse seed beam. The experimental results on parameters of the pressure and the angle between pump and seed beams are then presented.

Key words angular pump, Raman amplification