

用受激布里渊散射压缩激光脉宽 和进行激光放大

杨经国 杜定旭 薛康 周仲璧

(四川大学物理系)

提要: 使用受激布里渊散射压缩激光脉宽。30 ns 的红宝石激光在丙酮中被压缩到 ~6 ns; 斯托克斯脉冲经激光放大器放大, 能量增益大于 5, 放大器总功率增益 ~60。

Laser pulse compression and amplification by stimulated Brillouin scattering

Yang Jingguo, Du Dingxu, Xue Kang, Zhou Zhongbi

(Dept. of Physics, Sichuan University)

Abstract: A 30 ns ruby laser pulse is compressed to about 6 ns with acetone (C_3H_6O) by SBS. The Stokes pulse is then amplified again in a laser amplifier, the energy gain is greater than 5, and the total power gain is about 60. The characteristics and applications of the technique are discussed.

一、引言

我们在丙酮等介质中进行了 SBS(受激布里渊散射)脉冲压缩实验, 并把 SBS 为斯托克斯脉冲信号引入激光放大器进行再放大, 构成了 SBS 脉宽压缩及放大系统, 实验结果良好, 预示着重要的应用前景。

二、受激布里渊散射脉冲压缩

Hon^[1] 首先证明使用 SBS 进行高效激

光脉宽压缩的可能性, 它用“声镜”模型解释了这一过程, 并在实验上得到证实。从电磁场的麦克斯韦方程及流体力学的纳维叶-斯托克斯方程出发, 可给出脉冲压缩过程的经典解析解^[2], Damzen^[3] 用计算机进行求解, 并较详细地讨论了气体中的 SBS 压缩行为。

使用 SBS 压缩激光脉冲的两个重要参数是压缩率 K_B 及转换效率 η_B , 前者定义为入射激光脉冲宽度(t_e)与斯托克斯脉宽(t_B)的比值, 即

$$K_B = t_e/t_B \quad (1)$$

收稿日期: 1985年6月10日。

后者为入射激光能量(E_0)与斯托克斯能量(E_s)的比值,即:

$$\eta_B = E_s/E_0 \quad (2)$$

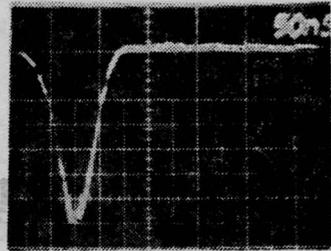
Hon^[1] 首先给出 SBS 压缩后斯托克斯脉宽的近似表达式,

$$t_B \sim \frac{nl}{c} \sim \left(\frac{\lambda}{2n^2 P_{12}} \right) \sqrt{\rho_0 v_0 / P} \quad (3)$$

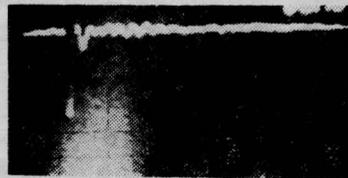
这里 n 为压缩介质折射率, l 表示产生 SBS 所必须的光声耦合长度, λ 为入射激光波长, P_{12} 为介质的光弹常数, ρ_0 为介质密度, v_0 为声波在介质中的传播速度, P 为入射激光功率密度。由(3)式即可估计各种介质的压缩脉宽,从而可计算出压缩比 K_B 。注意到一般介质 P_{12} 在 0.1~0.3 范围,在大致相同的入射激光功率密度下(一般为 $\sim 10 \text{ MW/cm}^2$ 水平), t_B 主要决定于 $\sqrt{\rho_0 v_0}$ 。气体有较小的 ρ_0 及 v_0 ,因而可获得较大的压缩比,130 个大气压的 CH_4 , $t_B \sim 2 \text{ ns}$; 而对液体丙酮,计算结果 $t_B \sim 4 \text{ ns}$ 。

我们使用一些具有较高布里渊增益的固态介质(如聚苯乙烯)、光导纤维以及液态介质(丙酮、乙醇及二硫化碳等)作为 SBS 压缩介质,以染料调 Q 激光器为激励源,激光脉宽 30 ns(见图 1(a))。经过 SBS 压缩后的脉冲输出波形见图 1(b)、(c)(各图均使用 TEK 7623A 型示波器拍摄),测量各图脉冲宽度(峰值高度一半处的脉冲宽度)的结果为,图 1(b) $\sim 5 \text{ ns}$, 图 1(c) $\sim 6 \text{ ns}$, 图 1(d) $\sim 12 \text{ ns}$, 相应的压缩比分别是 6、5 和 2.5。用激光能量计对入射激光能量及斯托克斯能量进行测量,测量各介质 SBS 转换率,以丙酮为介质时 $\eta_B \sim 38\%$ 。在聚苯乙烯中随着 SBS 的出现,介质受到强烈的光损伤。在光导纤维中也得到了良好的压缩效果,但一个脉冲过后,光纤端面即遭破坏,以乙醇为介质的压缩比就接近 5。在二硫化碳中的效果较差,压缩比仅 ~ 2.5 ,而且随着 SBS 的产生,样品池入射端面窗口内表面极易受损。

观察了样品长度对压缩比及转换效率的



(a) 入射激光(694.3 nm)



(b) 样品: 聚苯乙烯



(c) 样品: 丙酮



(d) 样品: 二硫化碳

图 1 SBS 脉冲压缩波形

(时标: 50ns/每大格,纵标为任意单位)

影响,发现压缩比与样品长度无关。但随着长度增加 SBS 阈值下降,转换效率提高。脉冲压缩比与压缩介质长度无关这一事实与(3)式是一致的。

三、斯托克斯脉冲放大

SBS 斯托克斯分量的频率与入射激光频率差值很小(固体 $\sim 1 \text{ cm}^{-1}$, 液体 $\sim 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$, 气体 $\sim 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$), 比泵浦激光激活介质的增益带宽(红宝石 $\sim 11 \text{ cm}^{-1}$, Nd:

YAG $\sim 4\text{cm}^{-1}$ 以及钹玻璃 $\sim 250\text{cm}^{-1}$) 还小, 因此后面运动的斯托克斯脉冲信号可在激光增益介质中获得放大。若激光器由振荡级及放大级组成, 则激光放大级可同时成为斯托克斯脉冲放大级。该放大级输出的斯托克斯波脉冲宽度由 SBS 压缩效应决定, 而其能量则主要决定于放大级的泵浦水平及增益大小以及输入的斯托克斯信号的大小。由于斯托克斯波与入射激光之间存在位相复共轭关系, 使反向运动的斯托克斯波在经过放大介质后的位相畸变得得到补偿, 从而使放大输出的斯托克斯波的光束质量优于输出激光。

在小信号近似下处理斯托克斯脉冲的放大, 此时放大器有恒定的小信号增益系数 g_0 , 从而小信号单程增益 G_0 为^[4]

$$G_0 = \exp(g_0 l) \quad (4)$$

这里 l 为增益作用长度(即增益介质长度)。由于布里渊介质与激光放大器之间的间距很短($\sim 10^3\text{cm}$), 以致斯托克斯脉冲信号相对于激光信号的时延很小($\sim 10\text{ns}$), 这时 g_0 不会有显著变化, 即斯托克斯信号的增益与激光信号的增益近似相等。这时可用激光放大的增益来估算斯托克斯脉冲的增益, 即可有

$$G_B \simeq G_e = \frac{E_s}{E_{in}} \ln \left\{ 1 + \left[\exp\left(\frac{E_{in}}{E_s}\right) - 1 \right] G_0 \right\} \quad (5)$$

这里 G_B 和 G_e 分别表示斯托克斯增益和激光放大增益, E_s 为饱和能量密度, 它代表放大介质可取出的能量为小信号增益系数 g_0 的比值, E_{in} 为单位面积输入信号能量。

在对 SBS 进行放大的过程中, 为避免 SRS 及高阶 SBS 干扰, 一般可控制激励 SBS 的激光功率水平, 使斯托克斯脉冲处于小信号水平, 即 $E_{in}/E_s \ll 1$, 并且 $G_0 E_{in}/E_s \ll 1$; 此时(5)式简化为

$$G_B \simeq G_0 = \exp(g_0 l) \quad (6)$$

对掺 Cr^{+3} 浓度为 0.05% 的红宝石, $g_0 \sim 0.12\text{cm}^{-1}$, 若取 $l = 150\text{mm}$, 则可算出 $G_B \simeq 6$ 。这表示经放大后, 斯托克斯能量净增益可

高达 6。考虑到 SBS 转换效率 η_B 的影响, 使用 SBS 后的激光放大器的总能量增益(包括激光放大增益 G_e 及斯托克斯放大增益 G_B) 为

$$G = G_e \eta_B G_B \simeq \eta_B G_e^2 \simeq \eta_B \exp(2g_0 l) \quad (7)$$

按上述参数计算结果 $G \simeq 13$ 。

由于 SBS 的脉宽压缩效应, 经放大器输出的斯托克斯脉冲总功率增益 G_p 将为

$$G_p = G \cdot K_B \quad (8)$$

丙酮中的 K_B 为 5, 故 G_p 可高达 65。

图 2 为所采用的实验装置示意图。激光振荡级及放大级均用 $\phi 10 \times 150\text{mm}$ 红宝石棒, 振荡级输出脉宽为 30 ns, 输出能量 $\sim 60\text{mJ}$ 。

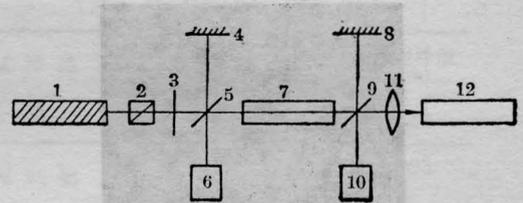


图 2 实验装置示意图

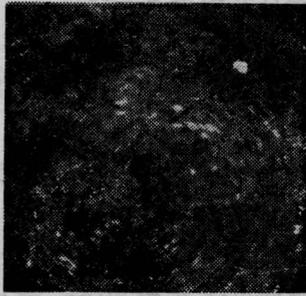
1—激光振荡器; 2—Glan 棱镜; 3— $\lambda/4$ 波片; 4, 8—694.3 nm 全反射片; 5, 9—694.3 nm 分束器 ($R \sim 50\%$); 7—激光放大器; 6, 10—探测器(碳斗及强流管等); 11—透镜; 12—SBS 介质

经放大后的斯托克斯能量由分束器 5 反射进入探测器 6(在取去分束器 9 之后)。实测值为 0.36 J(以丙酮为样品), 脉宽 $\sim 6\text{ns}$ (如图 1(c))。考虑到分束器 5 对 694.3 nm 的反射率为 50%, 得到放大器总能量增益为 12, 而功率增益为 60, 这与计算值十分接近。观察了入射激光及放大激光、放大的斯托克斯光的发散角、光束均匀性, 发现放大后的斯托克斯光的发散角及均匀性均优于激光。

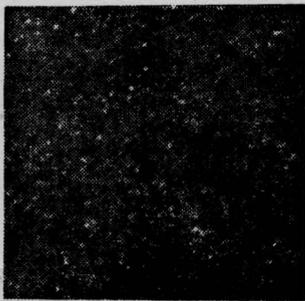
四、讨论与结论

使用 SBS 压缩脉宽并利用激光放大器对斯托克斯脉冲进行再放大, 得到强度高、发散角小、位相畸变小、分布十分均匀的光束,

是一种较为理想的新颖激光光源。我们使用该光源进行了半导体激光掺杂，实验结果表明，使用该光源可明显改善掺杂均匀性，而且掺杂后器件电性能优于普通激光掺杂。图3给出了一组掺杂均匀性的对比照片。



(a) 普通激光激励(环状结构)

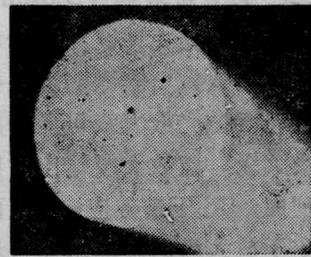


(b) 斯托克斯辐射激励(较均匀结构)

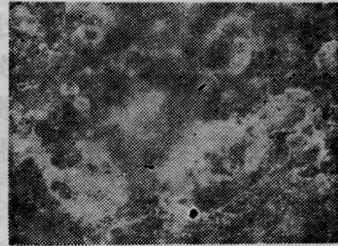
图3 激光半导体掺杂照片

使用SBS压缩激光脉冲比用SRS压缩脉冲有若干优越之处。首先，在许多介质(如有机液体、水等)中SBS阈值低于SRS阈值；其次，SRS除背散射外，还存在大量前向散射分量，而前向散射分量是不会产生压缩效应的，这样就使SRS的压缩效率大为降低；第三，SRS频移较大(一般为 10^3cm^{-1} 量级)，不可能再利用激光介质对它进行再放大；若我们选用SBS增益大于SRS增益的介质，并注意尽量避免自聚焦影响，则由SBS可获得比SRS良好的压缩效果。

布里渊介质的选取对SBS压缩过程有重要影响。固态物质具有较高的布里渊增益，但在高强度斯托克斯脉冲的冲击下，往往很快形成永久性光损伤，图4给出在聚苯乙烯



(a) 聚苯乙烯



(b) K₉玻璃

图4 SBS引起介质光损伤照片

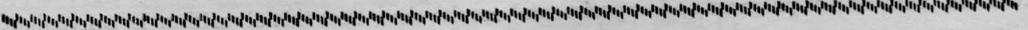
以及K₉玻璃中的这种光损伤照片。气态物质的 ρ_0 、 v_0 较小，由(3)式可知能获得较大的压缩比(脉宽可达ns水平)，但因其增益很低而必须在高压(~ 100 大气压)下工作，给系统带来不少麻烦，且转换效率一般不高。使用液体介质有许多优点。首先它比气体有大得多的增益；液体的可流动性克服了在固体中易发生的永久性光损伤的缺陷；尤其在丙酮等物质中，由于分子排布不规则，在一般功率密度(可激励SBS的水平)下不存在自聚焦现象；而且丙酮SBS阈值低于SRS阈值，这样，在适当的入射激光功率密度(高于SBS阈而低于SRS阈)下，即可实现单一SBS非线性光学过程。值得注意的是在二氧化碳及苯类物质中，SBS及SRS增益均很高，而且都伴随着强烈的自聚焦现象，从而以它们为介质时都必然存在SRS及自聚焦对SBS产生严重干扰。图1(d)给出二氧化碳为介质的脉冲压缩效果很差，这可能与二氧化碳中强烈的SRS及自聚焦过程有关。

为得到单一的斯托克斯脉冲输出，应尽量避免产生高阶布里渊散射。实验中使用了

Glan 棱镜及 $\lambda/4$ 波片作隔离器, 得到了如图 1 所示的单一斯托克斯脉冲。当取去上述隔离元件后, 后向行进的第一斯托克斯脉冲将进入激光振荡器并被再放大, 然后又第二次进入布里渊介质, 激发起第二斯托克斯脉冲, …… , 这样就形成了多重布里渊散射。按上述物理过程, 各阶斯托克斯脉冲间存在一大致相等的时差, 这一时差应等于光在布里渊介质与激光振荡器之间来回运行一周所需的时间。我们的实验很好地记录了这一布里渊重散射的多峰结构, 如图 5 所示, 图中各峰间时差与 8 ns 十分接近。事实上在图 1(b) 及 (c) 中我们也能看到这一结构, 只不过由于光学隔离器的衰减已使第二斯托克斯以后的峰值大为减弱并受到了测量中电噪声的干扰 (图 1(c) 中第一小峰) 而有些模糊不清。上



图 5 多重布里渊散射脉冲波形
(时标 20 ns/大格)



(上接第 456 页)

似计算的结果。虚线描出的光谱的宽度约为 18 nm, 红移 +2 nm, 与实验结果相近。

根据我们的计算, 不同的等离子体模型可以给出相同的光谱形状; 等离子体密度、速度的不均匀性、离子声波的衰减都会影响散射光谱的形状。因此, 根据实验获得的光谱及上述理论工作, 可以获得等离子体内部的物理信息。但是用这种理论研究入射光衰减对散射光谱形状的影响将因计算繁复而变得困难。另外, 我们的推导未能包括由位相失配确定的放大长度^[6]及不稳定性阈值的讨

述实验事实有力地证实激光介质的放大与反馈是造成布里渊多峰结构的主要原因。有作者^[3]提出, 斯托克斯脉冲的多峰结构起因于布里渊介质中斯托克斯脉冲与入射激光反复耦合, 从而形成斯托克斯脉冲的“破缺”, 按此解释给出的结果是第一峰总是远强于以后各峰, 同时没有给出各峰间时差的任何说明。然而从图 5 中我们可清楚看到, 第二脉冲高于第一脉冲, 甚至第三脉冲还比第一脉冲略高, 这用文献[3]无法解释, 而从激光介质对布里渊信号的放大与反馈产生了多重布里渊散射的观点则很易解释这一图形。至于图 5 中各峰间时差略有不同, 可能起因于在不同的入射光激励水平下, SBS 阈值长度(l_{th})不一致所致, 较弱的脉冲激励, 需要更长的 l_{th} 方能达到阈值所需增益, 反之则可在较短的增益作用长度下使 SBS 达到阈值。

刘新民、冉瑞江二同志参与了本工作的许多有益讨论, 谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] D. T. Hon; *Opt. Lett.*, 1980, **5**, 516~518.
- [2] D. T. Hon *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981, **QE-17**, No. 12, (Part 2), 42.
- [3] M. J. Damzen *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983, **QE-19**, No. 1, 7.
- [4] W. 克希奈尔; “国体激光工程”, 科学出版社, 1983 年.

论, 这些都有待进一步研究解决。

参 考 文 献

- [1] A. A. Offenberger; *J. Appl. Phys.*, 1976, **47**, 1451.
- [2] C. J. Randall *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1979, **43**, 924.
- [3] C. J. Randall *et al.*; *Phys. Fluids.*, 1981, **24**, 1474.
- [4] G. R. Mitchel *et al.*; *Phys. Fluids.*, 1983, **26**, 2292.
- [5] G. R. Mitchel *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **48**, 1472.
- [6] F. F. Chen; “Laser Interaction and Related Phenomena”, **3A**, p. 291.