

# 伴随自聚焦的受激布里渊散射 相位共轭研究

黄 勇 龚旗煌 杨葭菴

北京大学物理系, 北京, 100871

1989 年 2 月 24 日收到

在聚焦激发方式下, 当不均匀泵浦光场包含一个还发生自聚焦的强分量时, 受激布里渊散射仍能产生高质量的共轭波. 散射波这时完全发自自聚焦所形成的亮丝区域. 共轭比  $\eta$  依赖于强分量和总入射光的强度之比  $\sigma$ , 并在  $0 < \sigma < 1$  间区某处形成一极大值  $\eta_{\max}$  ( $= 80\%$ ). 借助“光纤”集光的细丝模型计算了自聚焦对  $\eta(\sigma)$  的影响, 得到同实验圆满一致的结果.

PACC: 4265F; 4265C; 4265J

## 一、引 言

光的受激布里渊散射 (SBS) 常伴随自聚焦而发生. 这时泵浦场的表观阈值功率比无自聚焦情况可小 1 至 2 个数量级, 但定量解大为困难, 迄今无人认真尝试<sup>[1]</sup>. 同样, SBS 相位共轭实验有自聚焦发生时仍可获得甚佳结果<sup>[2]</sup>, 但理论处理尚未见报道. 最近, 我们在一项关于 SBS 相位共轭机理的实验和理论研究<sup>[3]</sup>中, 借助光纤集光细丝模型定量地考虑了自聚焦因素对散射场共轭比的影响, 获得同实验圆满一致的结果. 本文着重从自聚焦方面对该项工作作一报道, 并将给出更多的实验细节.

## 二、实 验

SBS 相位共轭效应自 1972 年 Zel'dovich 等人发现以来, 已有大量研究工作发表<sup>[4,5]</sup>. 但它产生的物理条件至今还不完全清楚. 按照 Sidorovich 的理论<sup>[6]</sup>, 要实现 SBS 相位共轭, 不均匀泵浦场各平面波分量的强度必须远小于其强度和; 但按照 Hellwarth 的理论<sup>[5]</sup>, 这一条件并非必要, 而且只要有大量 ( $> 10^2$ ) 模式得到激发, 模式间的强度悬殊并不显著降低共轭质量.

我们的研究<sup>[3]</sup>就是针对上述分歧而进行的. 结果证明 Hellwarth 的结论正确. 关于这一点详情请见该文, 这里不再复述.

实验布置如图 1 所示. 要强调的是, 这里 SBS 的激发方式是采用透镜聚焦而非波导, 并且相板  $ph$  的制备有特别考虑.

相板有数块,用底板玻璃置氢氟酸中经不同程度腐蚀而成.其空间频谱除通常的散斑结构外,中心处有一显著亮斑.板的腐蚀越轻,中心亮斑相对越强,而散斑区域越小.我们定义一个相板参量  $\sigma$ ,它等于相板透射光中心分量强度  $i_+$  与总强度  $I_+$  之比 ( $\sigma \equiv i_+/I_+$ ),并用  $\theta$  代表相板透射光弱分量(散斑场)的发散角.每块板的  $\sigma$  和  $\theta$  值先由另外的实验加以测定,方法可不用介绍.显然,  $\theta$  值随  $\sigma$  的增加(0—85%)而单调下降 ( $\approx 4-1 \times 10^{-3}$  rad)

实验是测定 SBS 的共轭比 (conjugation fraction)  $\eta$  对相板参量  $\sigma$  的依赖关系.测量中每更换一块相板(改变  $\sigma$ ),均随即通过旋转偏振片  $P_1$  调节入射光强,使透射光中心分量强度  $i_+$  保持不变;然后用功率计 (model 460-1A) 测量 SBS 远场 ( $ff$  处)衍射光束和近场 ( $nf$  处)发散光束的功率,以二者之比作为其共轭比  $\eta$ ——共轭成分在能量上占的百分比.此法<sup>[7]</sup>测  $\eta$  甚为简便,虽准确度较差(误差  $\sim 20\%$ ),但对我们的目的来说业已足够.

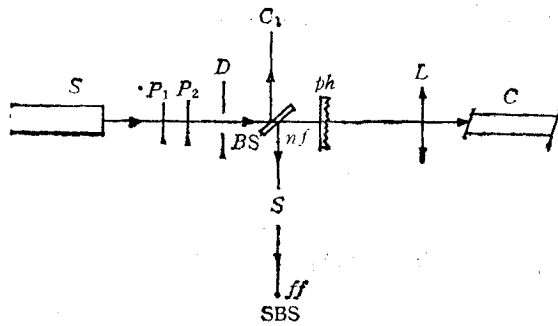


图 1 SBS 相位共轭实验布置  
S——染料激光器(输出波长  $5600-5840 \text{ \AA}$ , 线宽  $0.08 \text{ cm}^{-1}$ , 脉冲期间  $7 \text{ ns}$ );  $P_1, P_2$ ——偏振片;  
D——光阑 ( $\phi^5$ ),  $ph$ ——相板; BS——分束板;  
L——会聚透镜 ( $f = 14.7 \text{ cm}$ ); C——散射池(内盛  $\text{CS}_2, \text{CCl}_4$  或丙酮)

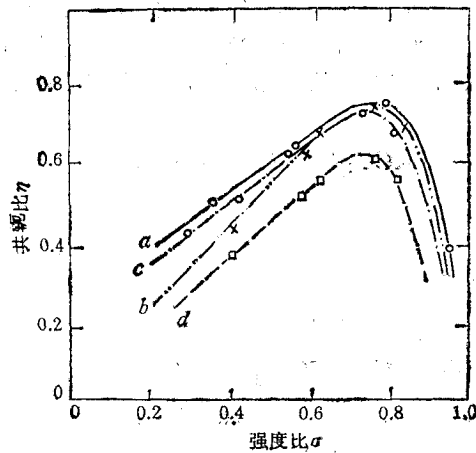


图 2 不同媒质的相位共轭比  $\eta$  随  $\sigma$  变化的实验结果. 曲线 a—— $\text{CS}_2$  ( $p_+ = 0.04 \text{ MW}$ ,  $n_2 = 1.20 \times 10^{-11} \text{ esu}$ ); 曲线 b——丙酮 ( $p_+ = 0.2 \text{ MW}$ ,  $n_2 = 0.043 \times 10^{-11} \text{ esu}$ ); 曲线 c—— $\text{CCl}_4$  ( $p_+ = 0.3 \text{ MW}$ ,  $n_2 = 0.02 \times 10^{-11} \text{ esu}$ ); 曲线 d——丙酮 ( $p_+ = 0.4 \text{ MW}$ ).  $p_+$ ——强分量功率;  $n_2$ ——媒质的非线性折射率<sup>[12]</sup>

实验结果如图 2 所示. 不同散射媒质 ( $\text{CS}_2$ ,  $\text{CCl}_4$  和丙酮) 的  $\eta-\sigma$  曲线形状基本相同. 在  $\sigma = 75\%$  处,  $\eta$  有一极大值. 曲线 a, b, c 的参量  $p_+$  ( $\equiv \pi r_0^2 i_+$ ,  $r_0$  是入射激光束的半径) 都刚超过各自的阈值, 三曲线几乎重合, 极大值  $\eta_{\max}$  均在  $78\%$  左右.  $i_+$  增大导致曲线整体下移, 如曲线 d 所示. 图 2 中还给出  $\sigma = 0$  (普通相板) 时丙酮的  $\eta$  值 ( $= 82\%$ ). 这是一个单独的测量结果, 一并给出以资参考. 它与 Blashchuk 等人在类似实验条件下得到的值<sup>[8]</sup>相一致.

图 3 给出一组光斑照片证明上述 SBS 相位共轭效应. 其中(a)是入射激光束的光斑(取自图 1 中  $C_1$  处); (b)是激光束通过相板后的畸变光斑(取自相板后  $30 \text{ cm}$  处); (c) 是 SBS 光束通过相板后的远场光斑(取自图 1 中  $ff$  处), 畸变已获补偿; (d) 是无相板时的

SBS 光斑. 散射媒质为  $\text{CS}_2$ , 相板参量  $\sigma = 75\%$ . (a)和(c)中光斑成双是由于分束板 BS 两面反射所致.

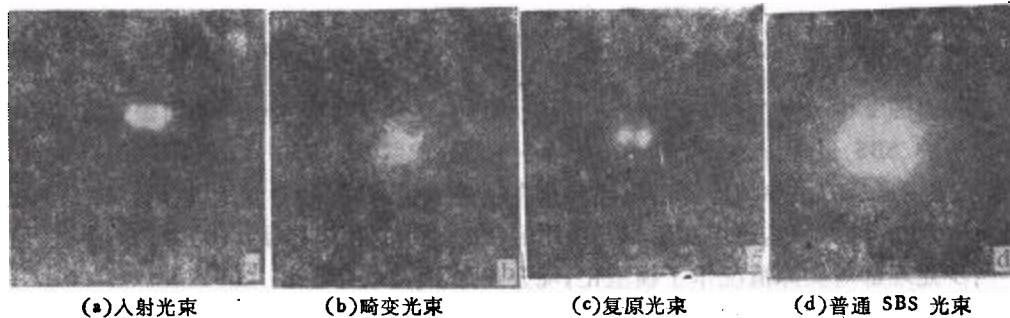


图3 一组光斑图

实验中我们还测量了散射光和入射光的能量之比, 即 SBS 反射率  $\rho$ . 在  $0 < \sigma < 1$  区域,  $\rho \approx 8\%$ ;  $\sigma = 0$  时, 由于激光器输出功率的限制,  $\rho$  值更低, 仅约  $1\%$ .

### 三、强分量的自聚焦

在上述实验中, 当激光功率达到某一阈值时, 相板( $\sigma \approx 0$ )透射光的强分量即在散射媒质中发生自聚焦. 显然是由于这一原因, 我们产生 SBS 所用的激光功率 ( $\text{CS}_2$ :  $0.04\text{--}0.10\text{MW}$ ; 丙酮:  $0.20\text{--}0.70\text{MW}$ ;  $\text{CCl}_4$ :  $0.30\text{--}1.0\text{MW}$ ), 比文献无强分量情况要低  $1\text{--}2$  个数量级. 仔细观察, 该自聚焦所形成的焦区位于散射媒质内透镜焦点  $F'$  的稍前方<sup>[9]</sup>, 光度特别明亮, 长度在  $1\text{--}3\text{cm}$  以上, 视散射媒质和强分量功率而定, 与  $\sigma$  值(零除外)无关. 事实上, 后向 SBS 相位共轭信号即产生于此焦区. 这由下列实验所证实:

令图 1 中散射池作长方形, 内盛丙酮, 上盖开敞, 并取一较小空池 ( $\phi 1.2\text{cm}$ , 长  $5\text{cm}$ ) 沉入其中. 大池固定, 小池可沿其长边方向微调移动. 令小池逆泵浦光方向由远而近移向该自聚焦区, 结果发现: (1) 在小池窗片触及焦区之前, 后向 SBS 信号强度无明显变化, 反射率保持  $\sim 8\%$ ; (2) 小池窗片触及焦区后, 随着小池的前移和焦区的减短, SBS 信号逐渐减弱, 最后随焦区一起消失; (3) 焦区被小池窗片截短时, 小池内有强分量会聚光进入, 但不发生自聚焦(空池); (4) 小池窗片会被焦区强光打坏; (5) 相板的  $\sigma = 0$  时, 即使激光功率增至  $1.4\text{MW}$ , 也看不到上述焦区和 SBS 共轭信号.

进一步在  $\times 100$  显微镜下进行观察, 发现该焦区是由若干条直径相同的明亮细丝组成. 细丝的数目同散射媒质和强分量功率  $p_+$  有关, 但改变范围不大, 从  $3, 4$  条到  $7, 8$  条. 媒质非线性折射率  $n_2$  大的, 细丝多, 而  $p_+$  增大时, 细丝增多; 细丝的亮度也随  $p_+$  的增加而增加, 但随  $n_2$  的增加而减小(目视印象); 细丝的直径  $d_f$  则同  $n_2$  和  $p_+$  无关, 总是  $10\mu\text{m}$  左右. 除这些之外, 还看到每条细丝是断续的, 且每段长度  $l_f$  大致相等.  $l_f$  的大小同  $n_2$  和  $p_+$  有关. 例如, 对于  $\text{CS}_2$ ,  $p_+ = 0.04\text{MW}$  时,  $l_f \sim 1.5\text{mm}$ ; 对于丙酮,  $p_+ = 0.2\text{MW}$  时,  $l_f \sim 0.3\text{mm}$ , 而  $p_+ = 0.4\text{MW}$  时,  $l_f \sim 0.4\text{mm}$ .

上述自聚焦的横向多丝结构看来是由于<sup>[10]</sup>我们的激光输出模式较差, 而纵向断续结构很可能是属于多焦点自聚焦效应<sup>[11]</sup>. 这些问题以及细丝直径  $d_f$  的恒定性问题, 涉及自

聚焦的机理,并且对下面的理论处理没有什么关系,故而不本文中讨论.

#### 四、理 论

现在对图 2 中  $\eta$ - $\sigma$  曲线的形成作一理论解释. 显然这里面包含一种自聚焦在其中起重要作用的 SBS 过程. 为简化计算,我们将处理分成两步. 第一步,先不考虑自聚焦因素,而是依循现有方法单纯计算当泵浦波存在强分量时 SBS 的共轭比  $\eta(\sigma)$ ;第二步,着眼于自聚焦对  $\sigma$  的影响,求出实际相互作用区(细丝)中的相应参量  $\sigma'(\sigma)$ ,对  $\eta(\sigma)$  进行修正. 两步处理都对实际情况作了模型化,现分述如下:

##### 1. 无自聚焦情况下泵浦场存在强分量时 SBS 的共轭比 $\eta(\sigma)$

虽然我们实验采用透镜聚焦激发方式,但从激发区实际情况来看,波导的 SBS 相位共轭理论仍可适用. 计算方法基本参考文献[12]. 不同之处在于泵浦条件. 文献[12]假设波导中泵浦场各分量的强度远小于其强度和,而这里只有弱分量满足这一要求. 这一差别导致场分量振幅的基本方程变成两组<sup>[3]</sup>. 对于强分量,方程为

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} a_{\pm}(q_0, z) = & -\frac{1}{2} g I_{\mp} a_{\pm}(q_0, z) - \frac{1}{2} g a_{\mp}^*(q_0, z) p(z) \\ & + \frac{1}{2} g i_{\mp}(q_0, z) a_{\pm}(q_0, z), \end{aligned} \quad (1)$$

对于弱分量,方程为

$$\frac{d}{dz} a_{\pm}(q_i, z) = -\frac{1}{2} g I_{\mp} a_{\pm}(q_i, z) - \frac{1}{2} g a_{\mp}^*(q_i, z) p(z) \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

其中  $a_{\pm}(q_i, z)$  ( $i = 0, 1, 2, \dots$ ) 分别是泵浦场和散射场第  $i$  个分量的复振幅,  $q_i$  是第  $i$  个波矢的  $(x, y)$  平面分量,  $z$  是波导轴方向.  $q_0$  是强分量,  $q_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) 是弱分量.  $i_{\pm}(q_0, z) \equiv a_{\pm}(q_0, z) a_{\mp}^*(q_0, z)$  分别是泵浦场和散射场强分量的强度,

$$I_{\pm} = \sum_i |a_{\pm}(q_i, z)|^2$$

分别是总强度,而

$$p(z) \equiv \sum_i a_{+}(q_i, z) a_{-}(q_i, z). \quad (3)$$

$g$  是布里渊增益系数. 光克尔项和吸收项均予略去.

假设  $I_{+} \gg I_{-}$  (弱散射) 并略去所有  $a_{+}(q_i, z)$  ( $i = 0, 1, 2, \dots$ ) 的消耗, 可从方程(1)-(3)求出 SBS 强分量  $a_{-}(q_0, z)$  的解

$$a_{-}(q_0, z) = C_0 \exp[g I_{+} \epsilon_1 (L - z)/2] + D_0 \exp[g I_{+} \epsilon_2 (L - z)/2], \quad (4)$$

其中

$$\epsilon_{1,2} = [(3 - \sigma) \pm (1 + 2\sigma - 3\sigma^2)^{1/2}]/2, \quad (5)$$

$$C_0 = [(\epsilon_1 - 2) A_{-}(q_0) + p(L) A_{+}^*(q_0)/I_{+}]/(\epsilon_1 - \epsilon_2), \quad (6)$$

$$D_0 = [(2 - \epsilon_2) A_{-}(q_0) - p(L) A_{+}^*(q_0)/I_{+}]/(\epsilon_1 - \epsilon_2), \quad (7)$$

$$p(L) = \sum_i A_{+}(q_i) A_{-}(q_i), \quad (8)$$

$$A_+(q_i) \equiv a_+(q_i, 0), \quad (9)$$

$$A_-(q_i) \equiv a_-(q_i, L) \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (10)$$

$L$  是相互作用区长度,  $\sigma \equiv i_+/l_+$ .

弱分量  $a_-(q_i, z)$  的通解比较复杂, 我们只考虑它的一个近似特解. 在方程(2)中, 以  $a_-(q_0, z) = C_0 \exp[gl_+\varepsilon_1(L-z)/2]$  代入作为驱动项, 略去泵浦消耗和  $p(z)$  中所有弱-弱耦合项  $a_+(q_i, z)a_-(q_i, z)$ , 可证<sup>[3]</sup>当  $\sigma = 2/3$  时,  $a_-(q_i, z)$  满足

$$a_-(q_i, z)/a_+^*(q_i, z) = a_-(q_0, z)/a_+^*(q_0, z) \quad 0 \leq z \leq L, \quad (11)$$

$\sigma = 2/3$  是 SBS 强、弱分量增益匹配的条件.

(11)式表明散射波同泵浦波的共轭程度由强分量的来决定. 由(4)式,

$$a_-(q_0, 0) = C_0 \exp[gl_+\varepsilon_1 L/2] + D_0 \exp[gl_+\varepsilon_2 L/2]. \quad (12)$$

当  $\sigma = 0$  时,  $\varepsilon_1 = 2, \varepsilon_2 = 1$ , (12)式化为

$$a_-(q_0, 0) = A_-(q_0) \exp(\beta) + p(L) a_+^*(q_0, 0) / I_+ \times [\exp(2\beta) - \exp(\beta)], \quad (13)$$

其中  $\beta = gl_+L/2$ . 这就是文献[12]得到的结果. 这时共轭机理是所谓优势放大, 即散射场中同不均匀泵浦场相共轭的那一空间模式获得的放大完全压倒自发散射噪声

$$[\exp(2\beta) \gg \exp(\beta)], \quad \eta = 1.$$

当  $\sigma = 1$  时,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$ , (12)式化为

$$a_-(q_0, 0) = A_-(q_0) \exp(\beta). \quad (14)$$

这就是普通的 SBS, 完全属于噪声放大,  $\eta = 0$ .

在  $0 \leq \sigma \leq 80\%$  间区,  $\varepsilon_1 \geq 2\varepsilon_2, \exp(gl_+\varepsilon_1 L/2) \gg \exp(gl_+\varepsilon_2 L/2)$ , (12)式化为

$$a_-(q_0, 0) = C_0 \exp(gl_+\varepsilon_1 L/2) = [(\varepsilon_1 - 2)A_-(q_0) + p(L)a_+^*(q_0, 0)/I_+] \cdot \exp(gl_+\varepsilon_1 L/2) / (\varepsilon_1 - \varepsilon_2), \quad (15)$$

它表明这时 SBS 包含一部分相位共轭波, 噪声项  $A_-(q_0)$  和信号项  $a_+^*(q_0, 0)$  的强度之比(信噪比)

$$N/S = \frac{|[(\varepsilon_1 - 2)A_-(q_0)]/[p(L) \cdot a_+^*(q_0, 0)/I_+]|^2}{(\varepsilon_1 - 2)^2/\sigma^2}, \quad (16)$$

其中取  $p(L) = a_+(q_0, 0)A_-(q_0)$  (令噪声  $A_-(q_i) = 0$ ). 这时相位共轭比

$$\eta \equiv 1/(1 + N/S) = (2 - \varepsilon_2)/(1 + \sigma). \quad (17)$$

通过分析我们发现, 这时也产生了新的共轭机理. 一方面, 强分量通过仍部分起作用的优势放大产生共轭比为  $\eta(\sigma)$  的强散射分量, 另一方面, 它又同时与后者结为泵浦波对, 同弱分量进行耦合而构成所谓布里渊增强四波混频<sup>[3]</sup>. 函数  $\eta(\sigma)$  即(17)式的曲线如图

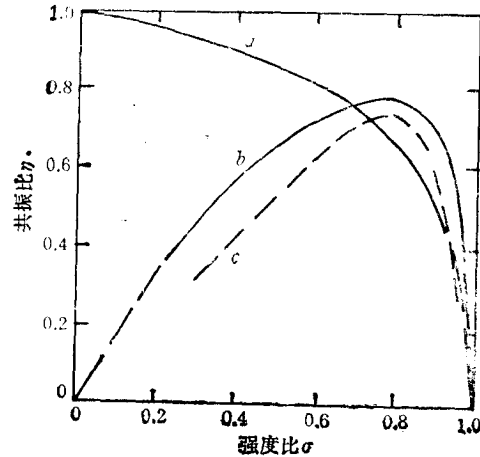


图4 相位共轭比  $\eta$  随  $\sigma$  变化的理论结果和同实验的比较 曲线  $a$  为理论结果, 即(17)式; 曲线  $b$  为曲线  $a$  经(25)式  $\sigma'(\sigma)$  修正后; 曲线  $c$  为丙酮的实验结果(图2 曲线  $b$ )

4 曲线  $\sigma$  所示. 其中  $0.80 \leq \sigma \leq 1$  间的虚线段是向  $(1, 0)$  点的外延. 它虽带有一定的任意性, 但出入不大.  $\eta(\sigma)$  的这一理论曲线随  $\sigma$  的增加而单调下降, 同图 3 的实验结果存在很大分歧. 究其原因是由于 (17) 式的推导没有考虑自聚焦的影响.

## 2. 自聚焦的影响

实际上, 泵浦场同散射场的相互作用是在强分量的自聚焦细丝内进行的 (见实验部分). 问题是弱分量怎样进入这细丝区? 从物理上看, 每条细丝对弱分量场的传播来说, 作用就好象是一条梯度折射率“光纤”. 因为在细丝区域媒质的折射率由于强分量场的光克尔效应而变成为<sup>[13]</sup>

$$n(r_{\perp}) = n_0 + \frac{1}{2} n_2 |E_f|^2, \quad (18)$$

其中  $r_{\perp} = x_i^2 + y_j^2$  是细丝区的径向矢量,  $n_0$  是细丝外围的折射率,  $n_2$  是媒质的非线性折射率,  $E_f$  是自聚焦后的强分量场强, 可设为高斯型横向分布. 按照光纤集光特性<sup>[14]</sup>, 细丝对弱分量的收集角

$$\theta_c = (n_m^2 - n_0^2)^{1/2} / n_0 \simeq [2(n_m - n_0) / n_0]^{1/2}, \quad (19)$$

其中  $n_m \equiv n(0)$  是  $r_{\perp} = 0$  处的折射率. 将 (18) 式代入 (19) 式, 得到

$$\theta_c = (n_2 |E_{fm}|^2 / n_0)^{1/2}. \quad (20)$$

其中  $E_{fm}$  是  $r_{\perp} = 0$  处的  $E_f$  最大值.

这样, 自聚焦对共轭比  $\eta$  的影响问题就归结为细丝区域内强分量强度  $i'_+$  和总强度  $I'_+$  之比  $\sigma'$  取值如何. 一般说来,  $\sigma' \equiv i'_+ / I'_+$  不会等同于前面定义的相板参量  $\sigma \equiv i_+ / I_+$ . 二者的关系式自然颇为复杂. 但很容易看出, 当  $\sigma \rightarrow 0$  和  $\sigma \rightarrow 1$  时,  $\sigma'$  应趋近 1, 而在  $0 < \sigma < 1$  区域某处  $\sigma'$  应有一极小值. 下面推导  $\sigma'(\sigma)$  的一个解析式.

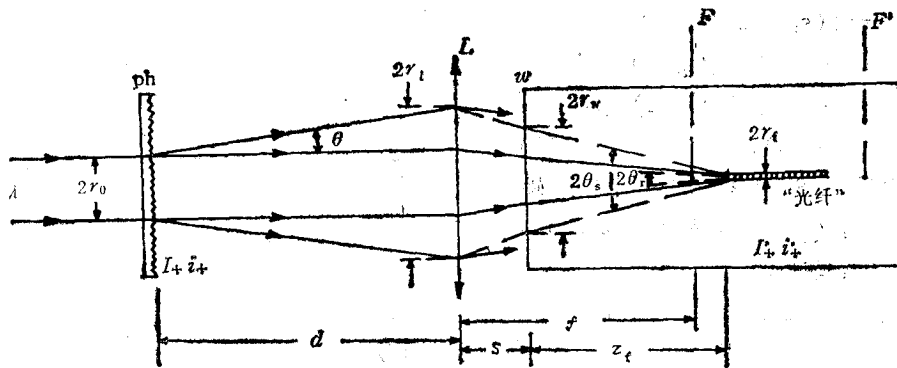


图 5 强、弱分量聚焦光路和有关参量符号

参照图 5, 从能量运输方面考虑, 可以对强、弱分量分别写下近似式:

$$N_f \pi r_f^2 i'_+ = \pi r_0^2 i_+, \quad (21)$$

$$N_f \pi r_f^2 (I'_+ - i'_+) = \pi r_0^2 (I_+ - i_+) \pi \theta_c^2 / \pi \theta_s^2, \quad (22)$$

其中  $N_f$  是细丝数目,  $r_f$  是细丝半径 ( $2r_f = d_f = 10 \mu\text{m}$ ),  $r_0$  是入射激光束的半径 (0.25 cm),  $\theta_c$  是细丝“光纤”的集光角 [(20) 式], 而  $\theta_s$  是散射池窗片上弱分量的光斑半径  $r_w$  对光纤的张角.

按照物理光学,

$$\begin{aligned}\theta_s &\equiv r_w/z_f \\ &= r_t(1-s/f)/z_f \\ &= (r_0 + d\theta_1/i_+)(1-s/f)/z_f,\end{aligned}\quad (23)$$

其中  $z_f$  是自聚焦焦距, 即从窗片  $w$  到细丝的距离 ( $\approx 4.2\text{cm}$ ),  $r_t$  是透镜  $L$  上弱分量的光斑半径,  $s$  是透镜  $L$  和窗片  $w$  之间的距离 ( $= 12\text{cm}$ ), 而  $d$  是相板到透镜的距离 ( $= 35\text{cm}$ ),  $\theta$  是相板透射光弱分量的发散角. 与  $\theta$  相乘的因子  $I_+/i_+$  是一个归一化因子, 因为在  $\eta(\sigma)$  测量过程中总强度  $I_+$  随  $\sigma$  改变 ( $i_+$  保持不变).

如实验部分所说,  $\theta$  的大小同  $\sigma$  值有关. 二者数据可用下列经验公式很好地表出:

$$\theta = \theta_0 + \theta_1(1-\sigma) + \theta_2(1-\sigma)^2, \quad (24)$$

系数  $\theta_0, \theta_1$  和  $\theta_2$  分别等于  $0.04 \times 10^{-2}$ ,  $1 \times 10^{-2}$  和  $3 \times 10^{-2}\text{rad}$ .

将(20), (21), (23), (24)各式代入(22)式, 经过整理, 最后可得到  $\sigma' \equiv i_+/I_+$  和  $\sigma \equiv i_+/I_+$  的关系式如下:

$$\frac{1}{\sigma'} = 1 + \frac{A(1-\sigma)\sigma}{[B_0 + B_1(1-\sigma) + B_2(1-\sigma)^2]^2}, \quad (25)$$

其中系数

$$A = z_f^2 n_2 |E_{tm}|^2 / n_0 r_0^2 (1-s/f)^2, \quad (26)$$

$$B_0 = d\theta_0/r_0 + 1, \quad (27)$$

$$B_1 = d\theta_1/r_0 - 1, \quad (28)$$

$$B_2 = d\theta_2/r_0, \quad (29)$$

其中只有  $A$  同自聚焦参量  $z_f$  和  $|E_{tm}|^2$  有关, 并且所有参量, 除  $|E_{tm}|^2$  外, 均已由实验测定. 而  $|E_{tm}|^2$  和细丝直径  $d_f$  之间存在下列关系<sup>[15,16]</sup>:

$$|E_{tm}|^2 d_f^2 = 0.18 n_0 \lambda^2 / n_2, \quad (30)$$

其中  $\lambda$  是激光波长. 利用这一关系, 可将(26)式  $A$  表成

$$A = 0.18 \lambda^2 z_f^2 / (1-s/f)^2 r_0^2 d_f^2. \quad (31)$$

于是  $A$  也可由实验测定. 将  $d, r_0, \dots$  各量的实验值代入, 可计算出  $A = 4.7, B_0 = 1.05, B_1 = 0.4$  和  $B_2 = 4.2$ . 可以注意, 所测三种散射媒质可共用这同一组值.

图 6 示出了(25)式  $\sigma'(\sigma)$  的曲线. 它在  $\sigma = 0.78$  处有一极小值  $\sigma'_{\min} = 0.69$ . 现在以  $\sigma'(\sigma)$  代  $\sigma$  对图 4 中  $\eta(\sigma)$  的理论曲线  $a$  进行宗量修正, 结果得到曲线  $b$ . 它在  $\sigma = 0.78$  处有一极大值  $\eta_{\max} = 0.80$ . 可以看出, 曲线  $b$  同图 2 的实验结果(曲线  $a-c$ ) 符合得相当好. 为便于比较, 图 4 中将实验曲线  $b$  重新画出.

$\sigma-\sigma'$  关系式(25)包含若干参量, 其中引人注意的是自聚焦焦距  $z_f$ . 对于丙酮, 当强分

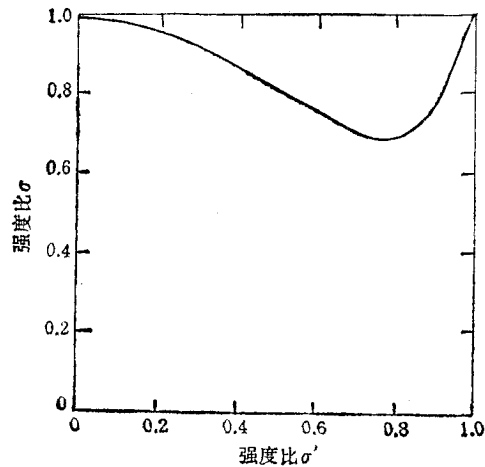


图 6 (25)式  $\sigma'(\sigma)$  的函数曲线

量功率  $p_+$  加倍时,测得  $z_f$  由 4.2cm 减短到 3.4cm,而细丝直径  $d_f$  如前所说保持不变。经计算,  $z_f$  的这一改变通过  $\sigma$ - $\sigma'$  关系式导致图 4 中  $\eta(\sigma)$  理论曲线  $b$  整体下移约 10%, 与前述实验结果(图 2 曲线  $d$ ) 一致。

## 五、结 束 语

伴随于自聚焦的 SBS 相位共轭,其机理较为复杂,难以定量处理。本文对  $\eta(\sigma)$  的计算,虽然在很大程度上仍属定性性质,但作为涉及自聚焦的一个成功实例,其意义至为明显。

国家教育委员会基金资助的课题。

缪育博曾参与部分实验工作。夏宗矩、黄显玲对实验设备和测量帮助甚多,谨致谢意。

- [ 1 ] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York, (1984), p. 319.
- [ 2 ] R. W. Hellwarth, in *Optical Phase Conjugation*, edited by R. A. Fisher, Academic, New York, (1983), Chap.7, pp. 172; 175; 204.
- [ 3 ] Qihuang Gong, Yong Huang and Jiasun Yang, *Phys. Rev. A*, Feb. (1989) to be published.
- [ 4 ] B. Ya. Zel'dovich, N. F. Pilipetskii and V. V. Shkunov, in *Optical Phase Conjugation*, edited by R. A. Fisher, Academic, New York, (1983), Chap. 6.
- [ 5 ] R. W. Hellwarth in ref. [2], chap. 7, sec. III, p. 175.
- [ 6 ] V. G. Sidorovich, *Zh. Tekh. Fiz.*, 46(1976); 2168; *Sov. Phys.—Tech. Phys.*, 21(1976), 1290.
- [ 7 ] B. Ya. Zel'dovich, N. F. Pilipetskii and V. V. Shkunov, in Ref. [4], p. 139.
- [ 8 ] V. N. Blashchuk *et al.*, *Pis'ma Zh. Tekh. Fiz.*, 3(1977), 211; *Sov. Tech. Phys. Lett.*, 3(1977), 83.
- [ 9 ] V. E. Talanov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 11(1970), 303; *JETP Lett.*, 11(1970), 199.
- [ 10 ] Y. R. Shen, in Ref. [1], p. 307.
- [ 11 ] V. N. Lugovoi and A. M. Prokhorov, *Usp. Fiz. Nauk.*, 111(1973), 203.
- [ 12 ] E. V. Ivakin, A. M. Lazaruk and A. S. Rubanov, *Zh. Prikl. Spektrosk.*, 33(1980), 836; *J. Appl. Spectrosc.*, 33(1980), 1198.
- [ 13 ] T. V. Chang, *Opt. Eng.*, 20(1981), 220.
- [ 14 ] W. B. Allan, *Fiber Optics—Theory and Practice*, Plenum, New York, (1973), Chap. 2.
- [ 15 ] V. N. Lugovoi and A. M. Prokhorov, in Ref. [11], p. 224.
- [ 16 ] A. D. Kudryavtseva, in *Stimulated Raman Scattering* edited by N. G. Basov (translated from Russian), Consultants Bureau, New York, (1982), p. 72.



## OPTICAL PHASE CONJUGATION BY STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING IN THE PRESENCE OF SELF-FOCUSING

HUANG YONG GONG QI-HUANG YANG JIA-SUN

*Department of Physics, Peking University, Beijing, 100871*

(Received 24 February 1989)

### ABSTRACT

Phase conjugation with high quality can be obtained by stimulated Brillouin scattering in the focused beams' scheme, even when the inhomogeneous pump light contains a self-focusing strong component. The scattered light originates from the selftrapped filament regions. The conjugation fraction  $\eta$  depends on the intensity ratio  $\sigma$  of the strong component and the total incident light, attaining a maximum  $\eta_{\max}$  ( $=80\%$ ) at a certain value of  $\sigma$ . By taking into account the effect of self-focusing on  $\eta(\sigma)$ , a fair agreement with experiments is obtained.

**PACC:** 4265F; 4265C; 4265J