

# 有正向散射反馈的背向喇曼放大器理论

钟立晨

(清华大学无线电电子学系)

## 提 要

对各种非线性光学应用来讲,背向喇曼散射放大器是一种受欢迎的对象。本文为小型系统的设计给出了有正向散射反馈的背向喇曼放大器的理论。它可用来估计实验的主要定性特征。

## 一、引 言

背向受激喇曼散射具有相位共轭性质<sup>[1]</sup>,其光束的空间质量很高<sup>[2]</sup>,背向喇曼放大器还具有能压缩脉冲宽度等<sup>[3]</sup>十分引人注目的性质。为了设计适合核聚变应用的大系统,人们研究了有外部输入信号的背向放大器的理论和实验<sup>[4,5]</sup>,但是对有可能成为广泛应用的小系统设计的基础——正向斯托克斯信号反馈输入的背向放大器<sup>[4]</sup>研究却很少。我们对这一课题进行了一系列工作。首先,我们研究了20atm下的氢气在喇曼池中的反馈背向放大的实验<sup>[5]</sup>。本文则着重讨论背向喇曼放大器在有正向散射反馈时的理论模型,定性解释了实验结果的主要特征。理论和实验的比较已在文献[5]中给出。

## 二、理论模型

图1给出实验的原理图。 $RC$ 是不锈钢制的喇曼池, $M_{ex}$ 和 $M_{en}$ 是石英玻璃密封端镜,其中充以气体散射介质,如氢气,甲烷等。 $M_1$ 是双色镜,对频率为 $\nu_p$ 的泵浦波是透明的,对频率为 $\nu_s$ 的正向一级斯托克斯波的反射率为 $R$ 。也是双色镜,对 $\nu_p$ 透明,对 $\nu_s$ 全反。我们利用 $M_1$ 镜使正向散射光 $I_s'$ 的一部分 $I_s'' = \gamma I_s'$ 变成反馈输入的背向斯托克斯的信号波。 $\gamma$ 是反馈系数,由 $R$ 和各镜面反射损耗来决定,一般 $\gamma$ 接近于1。泵浦波 $\nu_p$ 和初始强度为 $I_{p0}$ ,脉冲宽度为 $\tau_p$ 。由放大器输出的背向散射波强度为 $I_s''$ ,由 $M_2$ 镜引出(理论上,我们可以认为 $M_1$ 和 $M_{en}$ 是重合的)。实验中,泵浦波和正向、背向过程都有很强的耦合。如果没有正向散射被反馈回喇曼池,那么喇曼池中三波耦合的理论分析已经被很多作者讨论过了<sup>[2,4]</sup>。其耦合波方程组为

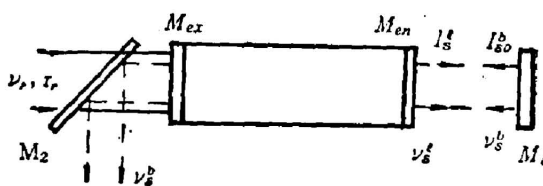


Fig. 1 Schematic diagram of the feedback backward Raman amplifier

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\mu_p}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) I_p &= -(\nu_p/\nu_s) g^b I_p I_s^b, \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\mu_s}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) I_s^b &= -g^b I_p I_s^b, \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\mu_s}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) I_s^i &= g^i I_p I_s^i, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中认为泵浦波耗尽过程主要同背向放大有关,同正向放大无关,因为正向过程比较弱,这正是耦合波方程得以简化的条件。本文的有正向散射反馈的放大器中,输入反馈信号波  $I_{s0}^b$ ,来自放大后的正向散射波  $I_s^i$ ,而正向过程是从量子噪声强度  $I_{sN}$  开始放大的,显然正向与背向过程的初始条件,从强度上看有很大不同。这就说明了(1)式成立的条件在反馈放大器中也是满足的。所以,(1)式也是我们讨论反馈放大器的基础。(1)式已有严格的分析解,本文的分析主要采用 Murray 等的理论形式<sup>[2]</sup>。但是输入反馈信号波  $I_{s0}^b$  是由三波相互耦合决定的一个未知函数,它服从一个积分方程。这正是本文理论分析的关键。

为了便于讨论,我们先在行波坐标中把(1)式的解写出来。行波坐标是  $\tau, \theta, \psi$ , 其定义为

$$\tau = t - (z/c), \quad \theta = t + (z/c), \quad \psi = t + (z/c), \quad (2)$$

式中  $t$  为时间,  $z$  为空间直角坐标的  $z$  轴,  $c$  为光速。为了简单,假定气体对三种波的折射率  $\mu_s = \mu_p = 1$ 。  $\tau$  伴随泵浦波作正向行波,它固定在泵浦脉冲之上,  $\tau = 0$  对应泵浦波前;  $\theta$  有类似定义,不过它固定于背向斯托克斯波之上,波前对应  $\theta = 0$ 。  $\tau$  和  $\theta$  的正方向都和各自行波方向相反。  $\psi$  也作反向行波,但不伴随任何行波,主要作为一个度量标准。  $I_p(\tau, \theta)$  和  $I_s^b(\tau, \theta)$  分别为泵浦波和背向行波的强度分布; 两波相距甚远而无相互作用时的初始条件可写成  $I_p(\tau, -\infty) = I_{p0}(\tau)$ ,  $I_{p0}(\tau)$  在  $0 \leq \tau \leq \tau_p$  时不为零,  $\tau_p$  是它的脉宽。同理  $I_s^b(-\infty, \theta) = I_{s0}^b(\theta)$ ,  $\theta_s$  是其脉宽。能流定义为  $\varepsilon_p(\tau, \theta) = \int_{-\infty}^{\tau} I_p(\tau', \theta) d\tau'$  和  $\varepsilon_s(\tau, \theta) = \int_{-\infty}^{\theta} I_s^b(\tau, \theta') d\theta'$ , 初始能流定义为

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{p0} = \varepsilon_p(\tau_p, -\infty) &= \int_{-\infty}^{\tau_p} I_p(\tau', -\infty) d\tau', \\ \varepsilon_{s0} = \varepsilon_s(-\infty, \theta_s) &= \int_{-\infty}^{\theta_s} I_s^b(-\infty, \theta') d\theta'. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Murray 等人给出的解如下:

$$I_s^b(\tau, \theta) = I_{s0}^b(\theta) \frac{e^{G(\tau)} \left\{ \left[ \exp \frac{\varepsilon_s(-\infty, \theta)}{s_b} - 1 \right] + 1 \right\}}{e^{G(\tau)} \left\{ \left[ \exp \frac{\varepsilon_s(-\infty, \theta)}{s_b} - 1 \right] + 1 \right\}}, \quad (4)$$

$$I_p(\tau, \theta) = I_{p0}(\tau) \frac{1}{\left[ \exp \frac{\varepsilon_s(-\infty, \theta)}{s_b} - 1 \right] e^{G(\tau)} + 1}, \quad (5)$$

$$\varepsilon_s(\tau, \theta) = s_b \ln \left\{ \left[ \exp \frac{\varepsilon_s(-\infty, \theta)}{s_b} - 1 \right] e^{G(\tau)} + 1 \right\}, \quad (6)$$

其中  $G(z) = (\nu_s/\nu_p) [\varepsilon_p(\tau, -\infty)/s_b]$ ,  $s_b = z/g^b c$  ( $\nu_s/\nu_p$ ) 是饱和参数,  $g^b = (\lambda_s/h\nu_s)^2 (N/\pi \Delta\nu_r)$  ( $\partial\sigma/\partial\Omega$ ) 是背向增益系数。  $N$  是粒子数密度, ( $\partial\sigma/\partial\Omega$ ) 是散射截面,  $\Delta\nu_r$  是喇曼跃迁的半线宽。正向增益系数也有类似定义,可记为  $g^i$ 。当  $\tau = \tau_p$  时,我们定义  $G_0 = (\nu_s/\nu_p) (\varepsilon_{p0}/s_b)$ 。

在  $(\tau, \psi)$  坐标中,小信号正向散射放大可表示成

$$I_s^b(\tau, \psi) = I_{sN} \exp \left[ \beta (\nu_s / \nu_p) (1/s_b) \int_{\psi_s}^{\psi} I_p(\tau, \psi) d\psi \right], \quad (7)$$

其中  $\beta = (g'/g^b) = (\Delta\nu_p + \Delta\nu_s^b) / \Delta\nu_s^f$ ,  $\Delta\nu_p$  是泵浦波几个纵模的总线宽,  $\Delta\nu_s^f$  和  $\Delta\nu_s^b$  分别是正向、背向散射波的线宽。所以  $\beta$  同泵浦线宽的关系较强<sup>[2,6]</sup>。

由于我们的反馈放大器不必由外部提供背向信号, 所以有关转换效率的定义和 Murray 的不同。我们定义转换效率  $\eta$  为

$$\eta = \int_{-\infty}^{\infty} I_s^b(\tau_p, \theta) d\theta / \int_{-\infty}^{\tau_p} I_p(\tau', -\infty) d\tau' = \epsilon_s(\tau_p, \theta) / \epsilon_{p0} \quad (8)$$

把(6)式代入(8)式, 再利用  $G_0 = (\nu_s / \nu_p) (\epsilon_{p0} / \epsilon_b)$ , 并注意到  $\epsilon_{s0} \ll s_b$  [或  $\epsilon_s(-\infty, \theta) \ll s_b$ , 一般  $(\epsilon_{s0} / s_b) < 1\%$ ], 经过适当近似后得

$$\eta = (\nu_s / \nu_p) (1/G_0) \ln \{ (\epsilon_{s0} / s_b) \exp[G(\tau_l)] + 1 \}, \quad (9)$$

其中  $\tau_l = (2l/c)$ ,  $l$  是相互作用有效长度。假定泵浦波前和反馈信号波前同时在  $M_m$  镜处相会, 信号波前在  $l$  全程上便可和泵浦波一直保持相互作用, 不过泵浦波的脉宽  $\tau_p$  必须不小于信号波的脉宽  $\tau_s$ <sup>[4]</sup>。在这些条件下(9)式成立。

(9)式虽然给出了我们希望得到的转换效率, 但是  $\epsilon_{s0}$  是未知的; 它是由三波复杂的耦合过程所决定的初始反馈信号波能流。  $\epsilon_{s0}$  是某个积分方程的解。导出这个积分方程并讨论它的解是本文主要内容。

当  $G_0$  较大时, 泵浦波贮能很快被反馈信号波抽空, 这个过程由(5)式描述。若在  $t$  时刻于空间坐标  $z$  处, 泵浦波脉冲上固定的某个  $\tau$  刚好和信号波上固定的一点  $\theta$  重合, 此刻  $\tau$  扫过信号波面积为  $\epsilon_s(-\infty, \theta)$ 。泵浦波抽空的过程正是由面积  $\epsilon_s(-\infty, \theta)$  决定的。正向散射波的波前是伴随泵浦波前共同前进的, 它所看到的泵浦波总是  $I_{p0}(\tau)$ , 也就是没有损耗的泵浦波。但是正向波的后沿所看到的泵浦波已被反馈信号波抽空了, 所以强度已变成  $I_p(\tau, \theta)$ 。正向散射波在  $(\tau, \psi)$  坐标中由(7)式描述, 为了在  $\psi$  坐标中讨论  $I_s(\tau, \theta)$  和相互作用关系, (参看图 2), 我们经常关心的是正向脉冲(泵浦波和正向散射波)上的点  $\tau$  所对应的  $\psi$  坐标是什么。由(2)式知道, 对应  $\tau$  的  $\psi$  坐标应为  $\psi = 2t - \tau$ , 图 2 把这一对坐标用  $(\tau, \psi)$  表示。显然, 当  $\tau$  不变时  $\psi$  随时间  $t$  改变。背向散射波同样也可用  $(\theta, \psi)$  描述, 所不同的是当  $\theta$  不变时,  $\psi$  并不随时间改变, 因为  $\psi$  伴随  $\theta$  坐标共同作反向行波。在图 2 中, 选定  $M_{ex}$  处的  $z=0$ ,  $M_m$  处的  $z=l$ 。假定  $t=0$  时刻泵浦波前  $t=0$  到达

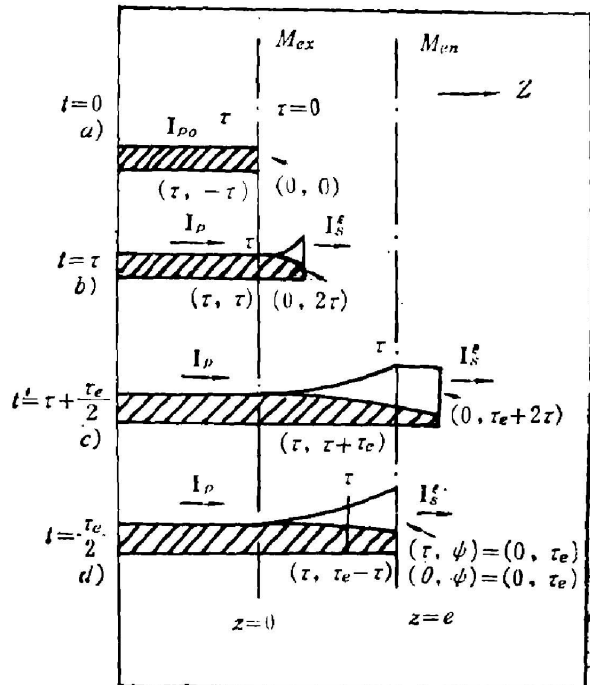


Fig. 2 Coordinates used for the interaction of three pulses

$z=0$ , 显然有  $(\tau, \psi) = (0, 0)$ , 泵浦波上的点  $\tau$  有  $(\tau, \psi) = (\tau, -\tau)$ , 见图 2(a)。当泵浦波上点  $\tau$  到达  $z=0$  时,  $\tau$  点刚刚进入喇曼池, 此时  $t=\tau$ , 并且有  $(\tau, \psi) = (\tau, \tau)$ , 见图 2(b)。当  $\tau$  点刚刚达到  $z=l$  时,  $t=\tau+(\tau_l/2)$  (其中  $\tau_l=2l/c$ ), 并且有  $(\tau, \psi) = (\tau, \tau+\tau_l)$ , 见图 2(c)。我们从图 2(b) 和图 2(c) 看到, 泵浦脉冲上的点  $\tau$  和喇曼介质相互作用的区间, 如果用  $\psi$  坐标表示, 该区间是从  $\psi=\tau$  到  $\psi=\tau+\tau_l$  为止。从图 2(d) 还可以看出, 当泵浦波前 ( $\tau=0$ ) 到达  $z=l$  时, 正向散射波前 ( $\tau=0$ ) 也到达  $z=l$ , 经  $M_1$  镜反射, 反馈信号波前 ( $\theta=0$ ) 也在  $t=(\tau_l/2)$  的同一时刻出现在  $z=l$  处。此刻与  $\tau$  对应的  $\psi=zt=\tau_l$ , 所以有  $(\theta, \psi) = (0, \tau_l)$ , 并且此后与  $\theta=0$  对应的  $\psi=\tau_l$  是不会改变的。一般, 对应背向散射波  $\theta$  点的  $\psi$  坐标应为  $\psi=\tau_l+\theta$ , 见图 2(d)。这样,  $\varepsilon_s(-\infty, \theta)$  可改写成  $\varepsilon_s(-\infty, \psi-\tau_l)$ , 根据  $\varepsilon_s(-\infty, \theta)$  的定义区间, 我们有

$$\varepsilon_s(-\infty, \psi-\tau_l) = \begin{cases} \text{不为零} & \theta_s \geq \psi - \tau_l \geq 0, \\ 0 & \theta_s < \psi - \tau_l < 0. \end{cases} \quad (10)$$

同理, 我们也可以把 (5) 式中  $I_p(\tau, \theta)$  改写成  $I_p(\tau, \psi)$ , 代入 (7) 式后再作适当简化; 那么 (7) 式中的积分便可写成

$$\int_{\psi_0}^{\psi} I_p(\tau, \psi') d\psi' = \int_{\tau}^{\tau+\tau_l} \frac{I_{p0} d\psi}{[\varepsilon_s(-\infty, \psi-\tau_l)/s_b] e^{G(\tau)} + 1}, \quad (11)$$

式中积分限  $\psi_0=\tau$ ,  $\psi=\tau+\tau_l$  是由泵浦脉冲上的点  $\tau$  和喇曼介质作用区间决定的。当正向波经  $M_1$  镜反射后变成反馈背向行波时, (11) 式中的  $\tau$  坐标也就转换成  $\theta$  坐标。把 (11) 式代入 (7) 式, 并利用 (3) 式和  $I_s^b(-\infty, \theta') = \gamma I_s^i(\theta')$  的关系, 便得到  $\varepsilon_s(-\infty, \theta_s) = \varepsilon_{s0}$  所服从的方程

$$\varepsilon_{s0} = \varepsilon_s(-\infty, \theta_s) = \int_0^{\theta_s} \gamma I_{SN} \exp \left\{ \beta \frac{\nu_s}{\nu_p} \frac{1}{s_b} \int_{\theta'}^{\theta'+\tau_l} \frac{I_{p0} d\psi}{[\varepsilon_s(-\infty, \psi-\tau_l)/s_b] e^{G(\tau)} + 1} \right\} d\theta', \quad (12)$$

其中  $G(\theta') = G_0 \theta' / \tau_p$ , (12) 式是一个积分方程, 因为未知的  $\varepsilon_{s0}$  出现在积分号下。解出  $\varepsilon_{s0}$  便可比较全面了解反馈放大器的性质。

### 三、积分方程的解

(12) 式是一非线性积分方程, 可用叠代法解方程。当  $0 \leq \theta \leq \tau_p$ ,  $\tau_l \leq \psi \leq \tau_l + \tau_p$  时, 叠代级数是收敛的, 但收敛较慢<sup>[7]</sup>。取  $\varepsilon_{s0}^{(0)} = 0$  作为零级近似代入 (12) 式, 经过叠代得到二级近似  $\varepsilon_{s0}^{(2)}$

$$\varepsilon_{s0}^{(2)} = \int_0^{\theta_s} \gamma I_{SN} \exp \left\{ \beta \frac{\nu_s}{\nu_p} \frac{1}{s_b} \int_{\theta'}^{\theta'+\tau_l} \frac{I_{p0} d\psi}{[(\psi-\tau_l)/s_b] I_{s0}^b e^{G(\tau)} + 1} \right\} d\theta'. \quad (13)$$

二级以上的近似解变得很复杂, 本文只讨论二级近似解。在方波近似下  $I_{p0}(\tau) = I_{p0}$ 。利用 (10) 式, 可以把 (13) 式表示成下述形式:

$$\varepsilon_{s0}^{(2)} = I_{s0}^b \tau_p f(G_0), \quad (14)$$

式中  $f(G_0)$  不能用初等函数表示, 可用数值表示, 见图 3。 $f(G_0)$  是一递减函数, 容易证明

$$\begin{aligned} f(G_0) &\rightarrow 1, & \text{当 } G_0 \text{ 很小时,} \\ f(G_0) &\rightarrow 1/\beta G_0, & \text{当 } G_0 \text{ 很大时.} \end{aligned} \quad (15)$$

在理论结果和实验比较之前, 我们采用了 Murray 引入的一个  $H$  参数, 其定义为  $H = [(I_s^b - I_{so}^b)/I_{po}] = (I_s^b/I_{po})$ , 则

$$H = (I_{so}^b/I_{po}) \exp[G_0 \tau_i/\tau_p], \quad (16)$$

$H$  同背向二级散射的增益系数成正比, 背向二级散射能使背向一级散射严重损耗, 为了控制这个不利过程,  $H < 10$  是必要的。现在把(14)式代入(9)式得

$$\eta = (\nu_s/\nu_p G_0) \ln [(\nu_p/\nu_s) G_0 f(G_0) \times H(G_0) + 1], \quad (17)$$

为了和极端实验条件比较, 讨论小信号和饱和状态两种极限。

(1) 当反馈放大器工作在小信号极限时, 很小, 即  $G_0 \sim 1$ , 则  $\epsilon_{po} \approx s_b$ ,  $H(G_0) < 0.1$ , 此时泵浦波几乎没有损耗, 反馈信号波几乎是脉宽为  $\tau_p$  的方波, 并且  $f(G_0) \approx 1$ 。此时  $\epsilon_{so}^b \approx I_{so}^b \tau_p$ 。由(17)式得

$$\eta_A = (\nu_s/\nu_p G_0) \ln [H(G_0) + 1]. \quad (18)$$

(2) 在饱和极限下, 由于  $G_0$  足够大,  $f(G_0) \approx (1/\beta G_0)$ , 此时泵浦波贮能很快被反馈信号波抽空, 这时可以认为信号波前沿所扫过的泵浦波已完全耗尽, 正向波前沿所看到的泵浦波仍然是完整的, 但后沿看到的泵浦波已被反馈信号波截短。结果正向波只能长成准三角波, 后沿强度总比前沿小。所以反馈信号波在饱和极限下也只能是三角波而不是方波。我们容易算出  $I_{so}^b(\tau) = I_{so}^b \exp(-\beta G_0 \theta/\tau_p)$ , 这是一个准三角波, 其能流为  $\epsilon_{so}^b = I_{so}^b \tau_p / \beta G_0$ 。由(18)式可得饱和极限下转换效率为

$$\eta_B = (\nu_s/\nu_p G_0) \ln [(\nu_p/\nu_s \beta) H(G_0) + 1]. \quad (19)$$

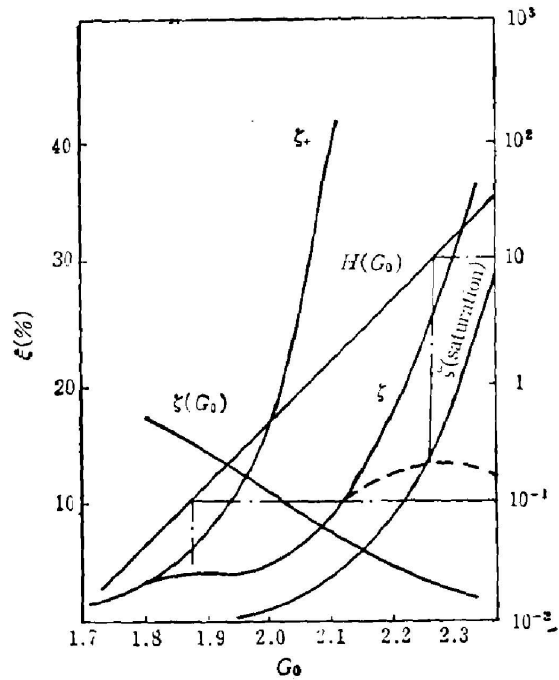


Fig. 3 Calculated curves of  $\eta$  versus small-signal gain  $G_0$ .

### 四、讨 论

如果选氢气为介质, 利用图 1 所示实验装置<sup>[5]</sup>同时测量输入泵浦脉冲的能量  $E_p$  和输出背向散射的能量  $E_s$ , 便可测出转换效率  $\eta$ 。其实验结果如图 4 所示。实验数据较分散是因为泵浦的 Nd:YAG 激光器的输出光束的纵模数目随机改变, 从而使  $\beta$  系数随泵浦线宽改变, 这样便影响了实验精度。

图 3 画出了  $\eta_A$ 、 $\eta$ 、 $\eta_B$  三种转换效率同  $G_0$  的理论曲线。该图也同时画出了  $H(G_0)$  和  $f(G_0)$  的关系曲线。 $f(G_0)$  是由数值积分给出的。计算时所用数据接近实际情况:  $s_b = 0.8439$ ,  $\beta = 32$ ,  $\tau_p = 8 \times 10^{-9} \text{sec}$ ,  $\tau_i/\tau_p = 0.39$ ,  $\Delta\nu_p = 0.9 \text{cm}^{-1}$ ,  $I_{BN} = 10^{-3} \text{W/cm}^2$ 。图中  $a \sim b$  段对应  $H < 0.1$  的小信号极限,  $\eta_A$  随  $G_0$  增大。但是超过  $b$  点便进入饱和, 工作状态由  $\eta$  来描述。由于  $f(G_0)$  下降得还不够快, 图 3 中的  $b \sim c$  段, 使  $\eta$  变化没有下降趋势, 而图 4 实验曲线的

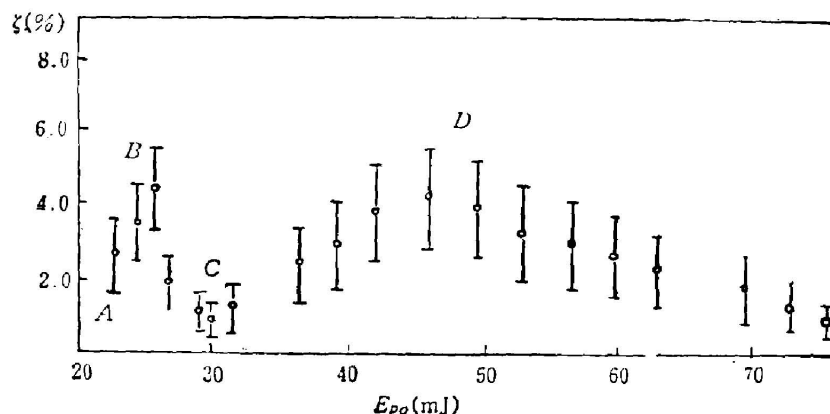


Fig. 4 Measured curve of conversion efficiency  $\eta$  versus pumping energy  $E_{p0}$ .

$B \sim C$  段有减少的趋势。这是由于  $f(G_0)$  仅仅是积分方程的二次叠代解, 精度不够高。因为非线性积分方程的叠代级数收敛较慢。如果取更高次叠代解, 就有可能和实验符合得更好。不过, 超过  $d$  点,  $H > 10$ , 背向二级的损耗过程变得严重, 在竞争下一级过程的转换效率  $\eta$  要缓慢下降。这时 (17) 式将不能使用。在图中我们用虚线表示  $c \sim d$  段变化。图 3 中 (a)、(b)、(c)、(d) 各段变化的物理模型可定性地解释图 4 中  $ABCD$  各对应区间的主要特征。从放大器设计角度来看, 上述定性理论对小系统方案的设计可提供足够的指导。当泵浦光束脉冲的能量不大于 100 mJ (一般实验室容易得到的泵浦强度) 时, 为了提高转换效率  $\eta$ , 应该选择  $\epsilon_0 \leq 1 \text{ J/cm}^2$  的介质。从图 4 可以看出, 工作点不宜选在  $b \sim c$  段, 所以  $b \sim c$  段越窄越好。从理论上讲, 当  $\beta \rightarrow 1$  时  $\eta_{\text{max}} \rightarrow \eta_{\text{th}}$ , 所以应该选择  $\beta$  比较小的介质。氢气的  $\beta = 32$ , 比较大, 所以  $b \sim c$  段比较宽。工作点应选在  $H = 10$  附近, 因为  $\eta$  极大值在其附近。从上述定性理论来看, 适当选择介质使  $\eta > 10\%$  是可能的。反馈放大器的结构简单, 可获脉宽在 ns 量级的能量为 20 mJ 左右的空间质量高的相干光束, 这对于在实验室条件下研究四波混频、相位共轭等非线性光学性质的实验是很有用的工具。

#### 参 考 文 献

- [1] R. W. Hellwarth; *Optical Phase Conjugation*, ed. by R. A. Fisher, (Academic Press., 1983), 169.  
I. V. Tomov; *Opt. Lett.*, 1983, **8**, No. 1 (Jan), 10.
- [2] J. R. Murray, J. Goldhar et al.; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**, No. 5 (May), 342.
- [3] R. P. Jacobs; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **37**, No. 8 (1 Sep), 264.
- [4] A. Penzkofer, A. Loubereau et al.; *Progress in Quantum Electronics*, 1980, **6**, No. 2 (May), 83.
- [5] 钟立晨等; *中国激光*,
- [6] J. R. Murray, J. Goldhar et al.; *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **32**, No. 9 (1 May), 561.
- [7] F.W. Byron, R. W. Fuller, *Mathematics of Classical and Quantum Physics: Vol two*, (Addison-Wesley, 1970), 484.

## Theory of a backward Raman amplifier with forward scattering feedback

ZHONG LICHEN

(Department of Radio and Electronics, Qinghua University, Beijing)

(Received 19 March 1985; revised 3 October 1985)

### Abstract

The backward Raman amplifier is shown to be a promising candidate for various nonlinear optical applications. The theory of a backward Raman amplifier with forward scattering feedback presented here can be used for designing small systems. The theory may be used to predict major qualitative features.

### 为您提供优质 Nd:YAG 激光棒

本所研制 Nd:YAG 激光棒已有近二十年历史,产品能满足激光技术要求。如:

1. 大功率连续激光器 输出功率达 100 W, 发散角 10 m rad, 效率 1~2%。两棒串接输出功率可达 300 W。
2. 高功率倍频激光器 输出基波能量可达 1000 mJ, 脉宽 4.5 ns, 光束发散角 1 m rad, 内含 80% 能量。
3. 宽频段连续变频激光器的泵浦源 峰值功率可达 40 MW 以上。

产品规格和质量:

规格 (mm)	质 量				脉冲斜率 效率(%)
	光程差( $\lambda$ /inch)		消光比(dB)		
	标准级	优选级	标准级	优选级	
$\phi 3 \sim 5 \times 50 \sim 75$	1/4	1/8	23	26	>1
$\phi 5 \sim 7 \times 63 \sim 100$	1/4	1/8	23	26	>1.5
$\phi 7 \sim 9 \times 75 \sim 100$	1/3	1/4	20	23	>2

- 侧面-端面垂直度 2'~5'(分)
- 端面平行度 10''(秒)
- 端面平度 1/10 $\lambda$ (直径的 90%)
- MgF<sub>2</sub> 增透膜对 1.06  $\mu$ m 的剩余反射率 <0.25%

以上规格和质量符合美国联合碳化物公司的标准。价格合理,欢迎订货

现备有连续激光器用棒供应。规格  $\phi 4.5 \sim 6.5 \times 75 \sim 115$  mm; 激光性能: 单灯输入 3750 W, 输出 20~40 W 者若干; 输出 40~70 W 者若干。价格优惠, 欢迎选购

中国科学院上海光学精密机械研究所 技术负责人: 钟永成

联系地址: 上海 8216 邮政信箱 电话: 950644  $\times$  2\* 电报挂号: 8024