

# 高压 H<sub>2</sub> 后向受激喇曼散射放大的研究

钟立晨 姚敏言 娄采云 吴 群 郭奕理

(清华大学无线电电子学系)

**提要:** 本文讨论了高压氢气中在正向散射反馈下后向喇曼放大的异常饱和特性, 并且和理论模型作了比较。

## Anomalous saturation for a backward Raman amplification with forward scattering feedback in H<sub>2</sub> at high pressures

Zhong Lichen, Yao Minyan, Lou Caiyun, Wu Qun, Guo Yili

(Department of Radio and Electronics, Qinghua University)

**Abstract:** Anomalous saturation for a backward Raman amplification with forward scattering feedback in H<sub>2</sub> at high pressures is described and compared with a theoretical model.

后向受激喇曼散射具有相共轭性质, 其光束的空间质量很高<sup>[1]</sup>。后向散射放大器还能压缩脉冲宽度<sup>[2]</sup>。为了设计适合核聚变应用的大系统, 有外信号输入的后向放大理论和实验已有不少报道<sup>[2,3]</sup>。但是由正向 Stokes 信号反馈输入的后向放大器的研究却很少。这个概念在 [4] 中曾提到过。这种放大方案可能成为有广泛应用价值的小系统设计基础。我们研究这个课题的目的就在于此。我们首先研究了 20 个大气压下 H<sub>2</sub> 在喇曼池中的反馈后向放大, 随着泵浦光束能量逐步增加, 发现后向散射转换效率  $\zeta$  有异常减少的现象。从理论上解释了这个性质, 认为它是正向反馈引起的异常饱和特性所产生的。

### 实 验

图 1 是实验光路和原理图。  $\nu_p$ 、 $t_p$  分别

是泵浦光频率和脉宽;  $\nu_s^b$ 、 $\nu_s^f$  分别是后向和正向一级 Stokes 波的频率;  $M_1$  是双色镜, 对  $\nu_s^f$  的反射率为  $R$ , 对  $\nu_p$  透明。  $M_2$  也是双色镜, 对  $\nu_p$  透明对  $\nu_s^b$  全反。受激后向散射常常伴随强的正向散射, 我们利用镜  $M_1$  使正向散射光  $I_s^f$  的一部分  $I_{s0}^b = \gamma I_s^f$  作为输入的后向 Stokes 信号波, 再次反馈回喇曼池中。  $r$  是

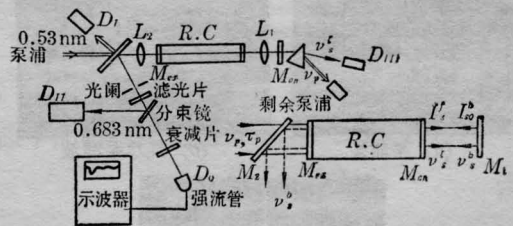


图 1 实验光路和原理图

反馈系数, 由  $R$  和各镜面反射损耗来决定。  $R.C$  是喇曼池, 由壁厚 7 mm, 直径为 35 mm

收稿日期: 1984 年 5 月 31 日。

的不锈钢管制成。 $M_{en}$ 和 $M_{ea}$ 是厚1cm的石英玻片端镜。管长可变。实验中 $M_1$ 应尽量靠近 $M_{en}$ ,否则效率要降低。非稳腔Nd:YAG的二倍频输出提供了 $0.53\mu\text{m}$ 光束。它有几个纵模,线宽约为 $0.9\text{cm}^{-1}$ 。焦距一米长的透镜 $L_2$ 使泵浦光在池中聚焦,平均光斑截面为 $0.013\text{cm}^2$ 。 $D_1\sim D_{III}$ 是NJ-J1型激光 $\mu\text{J}$ 能量计,经中国计量科学院校准。 $D_0$ 是GD-11型快速强流光电管,后接脉冲示波器,用于分别测量泵浦光,剩余泵浦光和后向散射光的波形和脉冲宽度。

$D_I$ 和 $D_{II}$ 分别同时测试输入泵浦能量 $E_{p0}$ 和输出后向Stokes波的能量 $E_s^b$ 。由此可测出后向转换效率 $\zeta = E_s^b/E_{p0}$ 。图2给出了实验得到的转换效率 $\zeta$ 同 $E_{p0}$ 的关系。它有四个特点:①在图中点D附近达到的最高转换效率 $\zeta < 10\%$ ,变化比较平缓;②在25~30mJ(图中B~C段)之间 $\zeta$ 异常减少;③ $E_{p0}$ 能量较小时(20~24mJ,与图中A~B段对应) $\zeta$ 上升很快,当 $E_{p0}$ 较大时( $> 50\text{mJ}$ ,

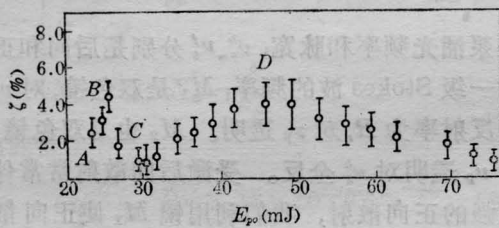


图2  $\zeta$ 同 $E_{p0}$ 的实验曲线

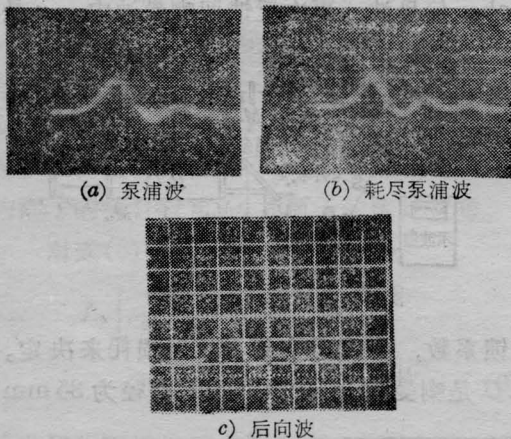


图3 示波器波形(5ns/div)

在图中点D之后) $\zeta$ 又缓慢下降;④和正向过程的数据比较<sup>[4]</sup>,后向数据比较分散。当 $E_{p0}$ 较大时还检测到较强的后向二级Stokes波( $\lambda_{2s} = 0.954\mu\text{m}$ )。

此外,还观测到泵浦波、剩余泵浦波及后向波的各自示波波形和脉宽,见图3。当 $E_{p0}$ 较大时,我们发现剩余泵浦的脉宽相对初始泵浦波有显著变窄的现象。说明泵浦波被信号波显著耗尽,系统工作在增益饱和区。

## 分 析

上述实验中的泵浦波和正向、后向过程都有很强的耦合,这种耦合不仅来自内部的非线性相互作用,也来自外部的反馈光路。有关内部耦合的分析应该求解三波耦合的联立微分方程组(泵浦波 $I_p$ 、后向散射波 $I_s^b$ 和正向散射波 $I_s^f$ 之间相互作用)。在反馈时,我们还必须考虑到正、后向过程有不同的初始条件。正向散射波是从量子噪声中长大的,而反馈输入信号是后向过程的初始条件。反馈信号来自正向散射( $\gamma$ 一般接近于1, $I_{s0}^b = \gamma I_s^f$ ),所以远大于量子噪声。结果,耦合波方程可以写成<sup>[4]</sup>:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\mu_p}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) I_p = -\frac{\nu_p}{\nu_s} g^b I_p I_s^b \quad (1-a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\mu_s}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) I_s^b = -g^b I_p I_s^b \quad (1-b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\mu_s}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) I_s^f = g^f I_p I_s^f \quad (1-c)$$

式中 $\mu_{p,s}$ 是气体折射率, $c$ 是光速, $g^b$ 和 $g^f$ 分别是后、正向增益系数,其比值定义为 $\beta = g^f/g^b$ 。 $\beta$ 同线宽关系较大,详见[2]。

当泵浦波 $I_p$ 足够小时,可以认为(1)式中的 $g^b I_p I_s^b$ 和 $g^f I_p I_s^f$ 也都很小。正、后向过程都不会使泵浦波强度有显著变化,我们说它们都处于小信号过程。这时正后向间没有耦合,可以分别用(1-b)和(1-c)式求解。当泵浦波足够强时,由于正后向初始条件很不



相同,  $g^b I_p I_s^b$  可以远远大于  $g^l I_p I_s^l$ , 结果后向反馈信号波可以使泵浦波  $I_p$  很快耗尽, 使增益进入饱和。泵浦波耗尽过程同后向放大过程有关, 同较弱的正向过程无关。又因为泵浦波是耗尽过程, 所以正向过程总可当成小信号。后向过程是非稳态过程, 和泵浦波的耦合十分强, 必须用(1-a)和(1-b)的联立方程来描述。这个方程已有严格的分析解<sup>[2]</sup>, 本文的理论分析利用了这一结果。我们定义后向转换效率  $\zeta \equiv \varepsilon_s / \varepsilon_{p0}$ , 其中  $\varepsilon_s$  是放大器输出的后向能流,  $\varepsilon_{p0}$  是初始输入泵浦波能流。因为我们的放大器不需要从外界输入后向信号波, 所以该定义和[2]不相同。利用[2]的分析解, 我们得到

$$\zeta = \frac{\nu_s}{\nu_p} \frac{1}{G_0} \ln \left[ \frac{\varepsilon_{s0}}{S_b} e^{G(\tau_e)} + 1 \right] \quad (2)$$

其中  $G_0 = (\nu_s / \nu_p) \varepsilon_{p0} / S_b$ ,  $\varepsilon_{p0} = I_{p0} \tau_p$  即初始输入泵浦波能流。  $G(\tau_l) = G_0 \tau_l / \tau_p$ ,  $\tau_l \equiv 2l / C$ ,  $l$  是有效相互作用长度。  $S_b \equiv (\nu_s / \nu_p) 2 / g^b C$  是饱和参数, 由气体性质和气压决定,  $\varepsilon_{s0}$  是反馈信号波能流。但是(2)式仅仅考虑了内部非线性相互作用, 并没有考虑外部反馈的影响。不过外部反馈的影响集中体现在  $\varepsilon_{s0}$  上, 而  $\varepsilon_{s0}$  同三个波的相互作用都有关系。我们首先讨论泵浦强度较小和较大时的两种极限状态下的物理模型, 然后再讨论中间状态。为了突出主要特征, 假定泵浦波是方波。

小信号极限下的物理模型如下: 当  $G_0$  较小时, 假定泵浦波几乎没有损耗, 伴随泵浦波

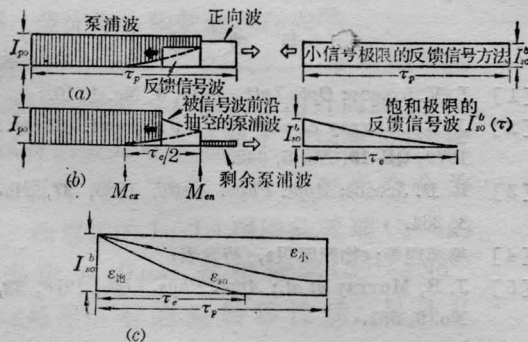


图4 泵浦波和反馈信号波的作用

a) 小信号极限 a) 增益饱和和极限 c) 能流  $\varepsilon_{s0}$

通过 Raman 池的正向波放大成脉宽也为  $\tau_p$  的方波, 所以反馈信号波也是脉宽为  $\tau_p$  的方波, 见图 4(a)。这时容易计算出反馈信号波能流为  $\varepsilon_{s0}^{\dagger}$ :

$$\varepsilon_{s0}^{\dagger} = I_{s0}^b \tau_p, I_{s0}^b = \gamma I_{sN} \exp[\beta G_0 \tau_l / \tau_p] \quad (3)$$

饱和极限下的模型如下: 当  $G_0$  较大时, 泵浦波贮能很快被反馈信号波抽空, 该过程只同信号波和泵浦波相对扫过的面积有关。我们假定在饱和极限下信号波前沿所扫过的泵浦波已完全耗尽。此时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回来的信号波截短。结果正向波只能长成准三角波, 后沿强度总比前沿小。所以反馈的信号波也只能是准三角波而不是方波, 见图 4(b)。若  $\tau_p > \tau_l$ , 那么容易计算出反馈信号的准三角波形为  $I_{s0}^b(\tau) = I_{s0}^b \exp[-\beta G_0 \tau / \tau_p]$ , 其能流  $\varepsilon_{s0}^{\ddagger}$  为:

$$\varepsilon_{s0}^{\ddagger} = \int_0^{\tau_l} I_{s0}^b(\tau) d\tau \approx I_{s0}^b \tau_p / \beta G_0 \quad (4)$$

在中间状态下,  $G_0$  为适中大小, 信号波前沿所扫过的泵浦波贮能被抽走一部分而不是全部。反馈信号波虽然不是方波, 但后沿下降得总比饱和极限时的慢。图 4(c) 对比了三种情况下信号波后沿下降的状态: 小信号极限时后沿强度不变; 饱和极限时后沿成指数下降; 中间状态时后沿下降的比较慢。但是三种情况下前沿强度总为

$$I_{s0}^b = \gamma I_{sN} \exp[\beta G_0 \tau_l / \tau_p].$$

如果以方波能流  $I_{s0}^b \tau_p$  为归一化因子, 我们可定义饱和函数  $f(G_0)$  为

$$\varepsilon_{s0} \equiv I_{s0}^b \tau_p f(G_0) \quad (5)$$

当  $G_0$  小时  $f(G_0) \rightarrow 1$ , 便过渡到小信号极限  $\varepsilon_{s0} \rightarrow \varepsilon_{s0}^{\dagger}$ ; 当  $G_0$  大时  $f(G_0) \rightarrow 1 / \beta G_0$ , 便过渡到饱和极限  $\varepsilon_{s0} \rightarrow \varepsilon_{s0}^{\ddagger}$ 。

在讨论转换效率的表达式之前, 我们利用[2]所定义的后向强度增益  $H(G_0) \equiv (I_s^b - I_{s0}^b) / I_{p0}$  较方便:

$$H(G_0) = \left( \frac{I_s^b}{I_{p0}} \right) \exp[G_0 \tau_l / \tau_p] \quad (6)$$

其中  $I_s^b = I_{s0}^b \exp[G_0 \tau_l / \tau_p]$ 。后向二级波消耗后向一级波长，而后向二级波的增益正比于  $H$ 。为了限制这个过程一般要求  $H < 10$ 。此外  $H$  还可当成放大器饱和的判据，当  $H < 0.1$  时，可以认为放大器工作在小信号极限，此时  $G_0 \rightarrow \nu_s / \nu_p$ ，或  $\varepsilon_{p0} \approx S_b$ 。当  $H > 0.1$  时，放大器进入饱和。现在，我们把 (3)~(5) 式代入 (2) 式得

$$\zeta_{\text{小}} = \frac{S_b}{\varepsilon_{p0}} \ln[H(G_0) + 1]; \quad H < 0.1 \quad (7)$$

$$\zeta_{\text{饱}} = \frac{S_b}{\varepsilon_{p0}} \ln \left[ \frac{\nu_p}{\nu_s} \frac{H(G_0)}{\beta} + 1 \right], \quad 0.1 \ll H < 10 \quad (8)$$

$$\zeta = \frac{S_b}{\varepsilon_{p0}} \ln \left[ \frac{\nu_p}{\nu_s} G_0 f(G_0) H(G_0) + 1 \right] \quad H < 10 \quad (9)$$

在极限情况下， $\zeta$  可分别过渡到  $\zeta_{\text{小}}$  或  $\zeta_{\text{饱}}$ 。

如果  $\Delta\nu_p$  和  $\Delta\nu_s^+$ 、 $\Delta\nu_s^-$  分别是泵浦波，正、后向过程中散射分子的喇曼跃迁线宽，则

$$\beta = (\Delta\nu_p + \Delta\nu_s^-) / \Delta\nu_s^+$$

结果  $\beta$  同泵浦线宽相关，[2, 5] 曾详细讨论过这些关系。当泵浦光的纵模数目随机改变时， $\beta$  要改变，从而使实验数据起伏较大。正向过程同  $\Delta\nu_p$  无关，所以其数据起伏很小<sup>[4]</sup>。

## 讨 论

图 5 画出了  $\zeta_{\text{小}}$ 、 $\zeta$  和  $\zeta_{\text{饱}}$  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。 $f(G_0)$  是由  $\varepsilon_{s0}$  所满足的积分方程的数值解给出。理论曲线所使用的数据接近实际情况：

$$S_b = 0.8439 \text{ J/cm}^2,$$

$$\beta = 32, \quad \tau_p = 8 \times 10^{-9} \text{ s},$$

$$\tau_l / \tau_p = 0.39, \quad \Delta\nu_p = 0.889 \text{ cm}^{-1},$$

$$I_{sN} = 10^{-3} \text{ W/cm}^2.$$

图中  $a-b$  段对应  $H < 0.1$  的小信号极限，泵

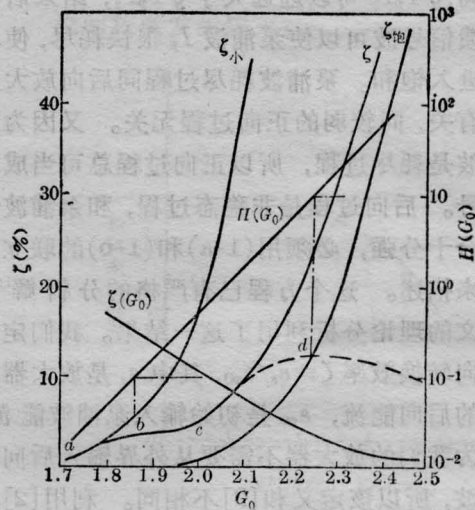


图 5  $\zeta$  同  $G_0$  的关系的理论曲线

浦能量为 23 mJ (相当  $\varepsilon_{p0} = 1.8 \text{ J/cm}^2$ )，这时  $\zeta_{\text{小}}$  很快增长，但超过点  $b$  便进入饱和，工作状态由 (9) 式确定的  $\zeta$  来说明。在图中  $b-c$  段，由于  $f(G_0)$  下降的还不够快，使  $\zeta$  变化较平而不是下降，这一点和实验不同。这可能是由于  $f(G_0)$  仅仅是积分方程的二次叠代的解，精度不够。随着  $G_0$  增加， $\zeta$  无限逼近  $\zeta_{\text{饱}}$ 。超过点  $d$  后， $H > 10$ ，后向二级过程变得严重，转换效率上升变缓，达到最大值后就缓慢下降。在图中用虚线表示了  $c-d$  段变化。图 5 中  $abcd$  各点的物理模型可定性地解释图 2 中  $ABCD$  各对应点的主要特征。显然  $b-c$  段越宽对放大器设计越不利，所以应该选择  $\beta$  小的介质。工作点应选在点  $d$ 。

## 考 文 献

- [1] I. V. Tomov; *Opt. Lett.*, 1983, 8, No. 1, 10.
- [2] J. R. Murray et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, QE-15, No. 5, 342.
- [3] R. P. Jacobs; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, 37, No. 8, 264.
- [4] 郭奕理等;《物理学报》, (待发表)
- [5] J. R. Murray et al.; *Appl. Phys. Lett.*, 1978, 32, No. 9, 561.