

# 位相复共轭波和它的可能应用

吴存恺 范俊颖

(中国科学院上海光机所)

**提要:** 本文评述了非线性位相复共轭光学,特别是简并的四波混频的工作原理、发展动向及可能的应用。

## Phase conjugate optics and its potential applications

Wu Cunkai Fan Junyin

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

**Abstract:** In this paper the principles, prospects and potential applications of phase conjugate optics, in particular degenerate four-wave mixing, are reviewed.

### 一、引言

人们早就清楚地知道,一个位相畸变的波面可用与其成空间位相复共轭的波面得到完全补偿。这种情况可用图1简单地说明,若一个理想的平面波通过一个位相畸变的介质传播;其波面产生畸变,见图1(a)。如果用一个普通的反射镜反射,那么这个畸变的波面再次通过位相畸变介质后,所得到的是一个加倍畸变的波面,见图1(b)。然而,如果用一个非线性反射镜代替普通的反射镜,并且经非线性作用反射的波面是入射波面的位相复共轭,那么这个反射的波面再次通过位相畸变介质后,波面被完全修正,见图1(c)。

显而易见,这种位相复共轭技术本身,在信息处理、信息瞬时储存,特别是在修正大气扰动或光学链所造成的位相畸变的技术中是很有实际意义的。问题是如何能方便地获得位相复共轭波面。

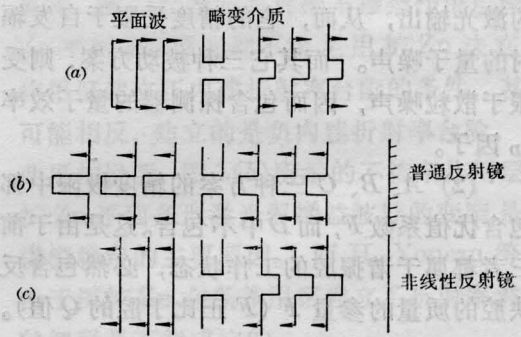


图1 波面畸变及非线性位相复共轭补偿过程

### 二、产生位相复共轭波的方法

早在1972年,Б. Я. Зельбович等人<sup>[1]</sup>就发现受激布里渊散射后向波与激发波的波面是成位相复共轭的关系。后来,他们又发现受激喇曼散射后向波与激发波也有位相复共轭关系<sup>[2]</sup>。但是,由于在受激喇曼散射中所产生的斯托克斯后向散射与入射的激发波

收稿日期:1979年9月18日。

有一个振子量子能量的频移, 因此这种复共轭关系差一个位相因子

$$\exp[-i(1-k_L/k_s)q^2/2k_L Z],$$

其中  $k_L$ 、 $k_s$  分别为激发波和散射波的波矢;  $q = \theta k_L$ ,  $\theta$  为激发波角谱。但由于  $k_L/k_s \ll 1$  (一般来说, 喇曼散射的振子能量  $< 3 \times 10^3$  厘米<sup>-1</sup>), 所以  $\exp[-i(1-k_L/k_s)q^2/2k_L Z] \approx 1$ 。实际上, 严格地说, 在受激散射中只是前向散射波与后向散射波才有位相复共轭的关系<sup>[3]</sup>。由于布里渊声子的能量很低 ( $< 10$  厘米<sup>-1</sup>), 因此在受激布里渊散射中, 可以认为后向散射波与激发波有位相复共轭关系。正是由于这种位相复共轭特性, 受激后向散射波的方向性有明显改变, 从而使亮度大大提高。1976年 A. Yariv<sup>[4]</sup> 在研究光纤三维象的传输时提出采用三波混频可以获得原始波的位相复共轭波。1977年 R. W. Hellwarth<sup>[5]</sup> 提出采用简并的四波混频可以获得入射波的位相复共轭反射波, 并用 CS<sub>2</sub> 透明液体介质从实验上论证了这种位相复共轭特性。1977年 C. V. Heer, P. F. McManamon<sup>[6]</sup> 论证了光子回波的位相复共轭特性。

然而, 就目前来看, 最有前途且受普遍重视的是用简并的四波混频技术来获得任意入射波的位相复共轭波的方法。本文着重简要地阐述一下四波混频位相复共轭光学研究的动向、工作原理及可能的应用。

### 三、简并的四波混频工作原理

自从 Hellwarth 等<sup>[5~7]</sup> 在大的克尔非线性液体介质 CS<sub>2</sub> 中首次观察到简并的四波混频作用以来, 有许多实验室研究了透明介质和共振或近共振吸收介质的简并四波混频作用<sup>[8~16]</sup>。

Yariv<sup>[17, 18]</sup> 和 Hellwarth<sup>[19]</sup> 对简并的四波混频的工作特性作了仔细分析。我们这里仅给出基本原理的解释, 若参与四波混频工作的各光束的配置如图 2 所示。取平面波

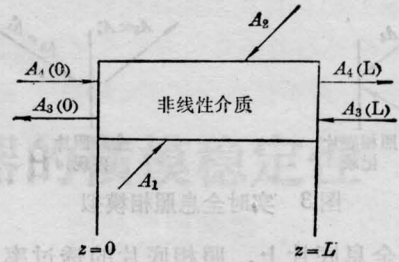


图 2 简并的四波混频配置原理图

近似, 各个波的电场表示为

$$E_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} A_i(\mathbf{r}) \exp[i(\omega_i t - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})] + C.C.$$

式中  $A_i(\mathbf{r})$  为复振幅。在图 2 中  $A_1$  和  $A_2$  波是强抽运波;  $A_3$  波是后向反射波;  $A_4$  波是入射物波; 非线性介质的长度为  $L$ 。

按照非线性极化理论, 在非线性介质中感应的极化强度为

$$\begin{aligned} P^{NL}(\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3) &= \frac{1}{2} \chi^{(3)} A_1 A_2 A_3^* \exp[i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)t - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3) \cdot \mathbf{r}], \\ P^{NL}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_4) &= \frac{1}{2} \chi^{(3)} A_1 A_2 A_4^* \exp[i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_4)t - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_4) \cdot \mathbf{r}]. \end{aligned}$$

由感应的极化强度表达式可以看到, 若  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ , 并且这两个波沿着相反方向传播, 即  $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 0$ , 那么, 若  $\omega_4 = \omega$ , 就有  $\omega_3 = \omega$ , 且  $\mathbf{k}_3 = -\mathbf{k}_4$ 。这表明在四波混频中的四个波的频率都为  $\omega$ , 并且所产生的波的传播方向是入射物波的反方向。故称这种四波混频为简并的四波混频。这时有

$$P^{NL}(\omega_3 = \omega) = \frac{1}{2} \chi^{(3)} A_1 A_2 A_4^* \exp[i\omega t + \mathbf{k}_3 \cdot \mathbf{r}],$$

即  $A_3 \propto A_4^*$ 。这意味着, 在简并的四波混频中所产生的后向反射波  $A_3$  与入射物波  $A_4$  有位相复共轭关系。这个过程可以模拟为实时全息照相过程, 如图 3 所示。在全息照相记录过程中, 信号束  $A_4$  和参考束  $A_1$  以一定夹角

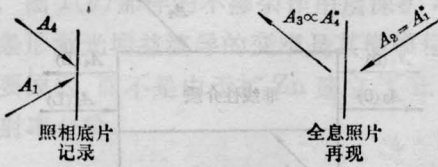


图3 实时全息照相模拟

投射到全息底片上。照相底片的透过率函数为

$$T \propto (A_4 + A_1)(A_4 + A_1)^* \\ = |A_4|^2 + |A_1|^2 + A_4 A_1^* + A_1 A_4^*$$

再现光束为  $A_2 = A_1^*$ ，即与  $A_1$  波相反方向传播，这时得衍射场

$$A_3 = T A_2 \sim (|A_4|^2 + |A_1|^2 \\ + A_4 A_1^* + A_1 A_4^*) A_1^* \\ = (|A_4|^2 + |A_1|^2) A_1^* + (A_1^*)^2 A_4 \\ + |A_1|^2 A_4^*$$

式中第一项与入射场  $A_1^* = A_2$  成正比，我们不感兴趣；第二项是  $(A_1^*)^2 A_4$ ，在厚全息照片中有位相因子  $\exp[-i(2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_4) \cdot \mathbf{r}]$ ，因此这是位相失配项，故没有辐射；我们感兴趣的项是

$$A_3 \sim |A_1|^2 A_4^* = A_1 A_1^* A_4^* = A_1 A_2 A_4^*$$

这正是原始物波  $A_4$  的复共轭波。这个再现波很类似于前边关于非线性极化强度的讨论。

为了求得后向复共轭波的复振幅  $A_3$ ，可以采用非线性光学中的标准方法。将非线性感应极化强度  $P^{NL}$  代入波动方程

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\varepsilon}{C^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{C^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2}$$

中。在非抽空和绝热近似

$$\left| \frac{\partial^2 A_i}{\partial z^2} \right| \ll \left| ik_i \frac{\partial A_i}{\partial z} \right|$$

下，可以导出  $A_3$  和  $A_4^*$  的耦合波方程：

$$\frac{dA_3}{dz} = i\kappa^* A_4^*$$

$$\frac{dA_4^*}{dz} = i\kappa A_3$$

假设  $A_4$  波沿  $Z$  方向传播，式中耦合系数

$$\kappa = \frac{2\pi\omega}{Cn} \cdot \chi^{(3)} I,$$

其中  $I$  为抽运波强度； $n$  为介质的折射率。在一定边界条件下求解耦合波方程就可得到  $A_3$  和  $A_4^*$  的严格解，从而得非线性反射率为

$$R = \frac{|A_4(0)|^2}{|A_3(0)|^2} = \tan^2(|\kappa|L)$$

即非线性反射率与非线性介质的  $|\chi^{(3)}|^2$  及介质的有效长度的平方成正比。其详细情况请参阅文献[17]、[19]。

对于共振增强的吸收介质要考虑辐射场与原子系统的相互作用。这时，抽运饱和效应、能级的横向弛豫时间和纵向弛豫时间、抽运光与吸收介质谱线中心的失谐量等因素都有影响，因此对吸收介质的处理更复杂些。读者可参阅文献[20]、[21]。在文献[21]中，我们给出了更严格的结果。

前面所谈到的理论处理，无论是简并的四波混频，还是三波混频(受激布里渊散射和受激喇曼散射)都认为抽运波是恒稳的，即假设抽运波为常数，这在小信号近似下是适用的。但实际上，信号波是通过非线性耦合从抽运波转换过来的。因此一般来说，抽运波不能视为常数，特别是当产生后向波振荡时，这时应当按大信号理论处理。最近 H. Hsu<sup>[22]</sup> 给出了简并的四波混频的大信号理论。在小信号近似下，三波混频和四波混频没有原则区别。但在大信号理论中将得到不同结果。

## 四、应用

虽然简并的四波混频作用的历史还不到三年，但已经提出的应用设想是丰富多彩的，在这里我们只着重于它在相干光适应技术方面的应用。

### 1. 相干光适应技术中的应用<sup>[23]</sup>

所谓相干光适应技术(COAT)就是用一些系统来调整传输光束的波面以便补偿在光路(包括大气和光学链)中引起的位相畸变。在这种应用中最有希望的方法是受激布里渊

后向散射和简并的四波混频。

为了修正通过大气的激光束的波面可采用图4的方案。未经修正的光脉冲投射到靶上,被靶漫反射,返回的脉冲通过畸变介质传播回到接收器成为一个具有象差的波面。用非线性位相复共轭器产生这个具有象差的波面的位相复共轭波面,经过相干放大,达到所要求的功率水平,这个位相复共轭脉冲再通过大气后,就恢复了位相相干性,从而能把全光束聚焦。从远距离的靶返回的光脉冲是很弱的。这意味着为了克服损耗需要有非常高的增益系统。过去几年来对1.06微米和10.6微米激光核聚变系统研制了这种高增益技术,已经能够达到近60分贝的增益。

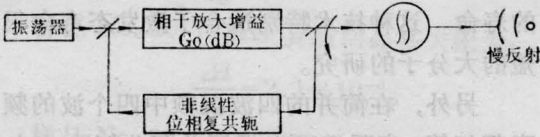


图4 用来修正大气扰动的非线性位相复共轭

可采用图5所示的方案来修正激光放大器链中的波面畸变。振荡器发射的脉冲经功率放大器链传输到靶上,由靶漫反射的激光束经放大器链畸变。波面畸变的光束经小信号放大后在非线性位相复共轭器中产生复共轭反射波。此反射波沿入射波相同的光路传播,从而使象差得到补偿。第一次投射到靶上的光脉冲称为照射脉冲(此时高增益放大器

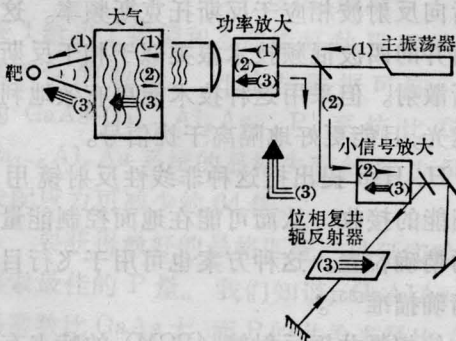


图5 用非线性位相复共轭来修正大气和激光感应畸变的原理图

①—照射器脉冲; ②—散射返回脉冲; ③—修正脉冲

链不工作,只用振荡器的激光脉冲),漫反射返回脉冲是修正脉冲。只要在修正脉冲返回的时间内(近似为 $10^{-3} \sim 10^{-6}$ 秒)光路上的介质不发生明显的变化,那么这种补偿是完全的。在原则上,在修正脉冲往返时,可以保持放大器增益介质激活情况不变。如果需要的话,用这种方法可以产生周期的脉冲链,前一个修正脉冲就作为下一次探测脉冲。

另外,用腔内的简并四波混频技术可以改善激光器输出的波面<sup>[26]</sup>。Yariv等人<sup>[24]</sup>用四波混频法来补偿光纤讯道的色散。

## 2. 其它方面的应用

### ① 超快光闸

因为参与四波混频作用的四个波中三个波是入射波,这三个波的任何一个波被遮断,后向反射波就消失,其响应时间与非线性介质的弛豫时间有关(对于吸收介质是激发态的寿命,对于透明介质是感应极化强度重新取向时间)。对于透明介质和某些大分子吸收介质,这个时间是非常短的。因此用这种技术可以制作超快光闸。Bloom等人<sup>[25]</sup>论述了这个技术。

### ② 双光子光谱学

在四波混频中,强抽运光束以相反方向传播,这种配置正是消多普勒加宽双光子光谱学中所使用的方法。对单光子来说是透明的介质从每束光中吸收一个光子,从而被激发到双光子吸收的高激发态。对荧光量子效率低,而非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 大的介质(在普通的双光子荧光光谱学中,荧光强度与 $\chi^{(3)}$ 成正比,而简并的四波混频非线性反射率与 $|\chi^{(3)}|^2$ 成正比。)采用简并的四波混频方法来研究消多普勒加宽双光子光谱学是很有效的<sup>[26]</sup>。我们观察到了双光子共振增强的简并的四波混频作用<sup>[27]</sup>。用 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 调Q 1.06微米激光、 $5 \times 10^{-4}$ 克分子浓度若丹明6G酒精溶液做介质,当介质长度为5毫米,抽运功率为71毫焦耳时,非线性反射率可达

14%，这种技术提供了研究高激发态的另一途径<sup>[28]</sup>。

### ③ 测量杂质的迁移

Hamilton 等人<sup>[29]</sup>用简并的四波混频技术测量了凝聚介质中稀释杂质电子激发空间迁移速率。这是由于有一定偏振特性的入射光，其后向反射波的偏振方向相对于入射物波要发生偏振面旋转，其旋转的角度与迁移速率有关。因而测量这个旋转角就可方便地得到迁移速率。

### ④ 超窄带滤光片

对于共振吸收介质，特别是原子气体介质有很窄的吸收线，因此在简并的四波混频中，其共振增强效应对波长的变化是很灵敏的。于是若采用窄谱线的共振增强介质，而入射物波有一定的带宽，由于仅对落在原子吸收线宽内的辐射才有明显的共振增强作用，因此尽管入射物波有宽的谱线分布，但后向反射波有原子吸收线宽的窄谱。D. M. Pepper 和 R. L. Abrams<sup>[30]</sup>，J. Nilsen 和 A. Yariv<sup>[31]</sup>分析了这种近简并的四波混频作用在窄带滤光片中的应用。这种滤光片具有大的视场，并且可做成有增益的滤光片。另外，可利用输出场的复共轭特性增加信噪比，这种滤光片的极限带宽为激发的激光带宽。

### ⑤ 介质三阶极化率的测量

对于各向同性介质，许多非线性光学效应，如受激喇曼散射，双光子吸收，相干反斯托克斯散射，三次谐波，四波混频等都与介质的三阶极化率有关。因此，三阶极化率  $\chi^{(3)}$  的精确测量是很重要的，虽然已经提出用各种方法来测量它<sup>[32]</sup>，但不同的方法所测得的结果差别很大，其测量精度普遍不高。我们知道，在简并的四波混频中，非线性反射率与  $|\chi^{(3)}|^2$  成正比，因此由非线性反射率的测量可以确定介质的三阶极化率。我们用这种方法测量了许多透明液体和玻璃的三阶极化率<sup>[33]</sup>。用这种方法原则上可以获得较高的精度。

### ⑥ 其它应用

在简并的四波混频中， $A_1$  是强的参考波， $A_4$  为物波， $A_2$  为再现波。非线性介质在  $A_1$  和  $A_4$  波同时作用时，才会有这种非线性耦合效应。显然，改变  $A_1$  和  $A_4$  波的延迟时间，这两束光脉冲将在不同的时刻在非线性介质中重迭，因而后向波输出的强度会随之改变。于是由后向波强度的变化可以测量入射的超短脉冲的时间宽度。这也是一种自相关技术，但与普遍的采用倍频方法的自相关技术相比，它可以有更高的效率（采用具有大的三阶非线性极化率的介质及合适的几何配置）。

如果介质是吸收介质，那么改变  $A_2$  束的延迟时间，可以测量共振吸收介质高激发态的寿命。这种技术特别适合于激发态寿命很短的大分子的研究。

另外，在简并的四波混频中四个波的频率都相等，实际上可以把简并部分解除。如果让  $\omega_1 = \omega_4 = \omega$ ，则  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_4 = \omega_2$ ，这表明用  $\omega_1$  记录的信息，可以用  $\omega_2$  来再现。从实时全息照相模拟的角度来看，这是很好理解的。并且由于位相复共轭特性，用这种方法可以获得高分辨率的再现现象。显然，用这种技术可以实现非线性频率变换和红外象转换<sup>[34]</sup>。

若让  $\omega_1 - \omega_4 = \omega_s$ ，其中  $\omega_s$  是介质简正振动频率，且  $\omega_2 = \omega_1$ ，那么这时有  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_s$ ，即后向反射波相应于反斯托克斯频率。这种非简并的四波混频技术很类似于相干反斯托克斯散射。但采用这种技术能更有效地利用抽运光，且能更好地隔离干扰信号。

H. Hsu 提出把这种非线性反射镜用于太阳能的接收，从而可能在地面控制能量接收的精确位置。这种方案也可用于飞行目标的精确瞄准<sup>[35]</sup>。

位相复共轭反射镜 (PCM) 的特点有两个：一是能给出入射波的位相复共轭的反射波，二是反射波是入射波的后向波。可以把

PCM 作为激光振荡器的一个反射镜。由这种反射镜构成的振荡器具有特别的优越性和稳定性<sup>[36]</sup>，并且在腔内传播的光束仅与激光介质固定的激活区相互作用，自动补偿介质的位相畸变的影响。因此可望在高抽运工作状态得到高亮度激光输出。

### 参 考 文 献

- [1] Б. Я. Зельдович и др.; *Письма в ЖЭТФ*, 1972, **15**, 106.
- [2] Б. Я. Зельдович и др.; *Письма в ЖЭТФ*, 1977, **25**, 41.
- [3] 吴存恺等;《物理学报》, 1980, No. 5, 588. 范俊颖等;《激光》, 1980, No. 3, 14.
- [4] A. Yariv; *Appl. Phys. Lett.*, 1976, **28**, 88.
- [5] R. W. Hellwarth; *JOSA.*, 1977, **67**, 1.
- [6] C. V. Heer, P. F. McManamon; *Opt. Commun.*, 1977, **23**, 49.
- [7] S. M. Jensen, R. W. Hellwarth; *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **32**, 166.
- [8] D. M. Bloom, G. C. Bjorktund; *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **31**, 592.
- [9] D. M. Pepper *et al.*; *Opt. Lett.*, 1978, **3**, 638. A. Yariv *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **32**, 638.
- [10] J. AuYeung *et al.*; *Opt. Lett.*, 1979, **4**, 42.
- [11] D. M. Pepper *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **33**, 41.
- [12] D. M. Bloom *et al.*; *Opt. Lett.*, 1978, **2**, 58. P. F. Liao *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **32**, 813. P. F. Liao, D. M. Bloom; *Opt. Lett.*, 1978, **3**, 4.
- [13] 吴存恺等;《激光》, 1979, **6**, No. 3, 12. 吴存恺等;《物理学报》, 1980, **29**, 936. 吴存恺等;《物理学报》, 1980, **29**, 305.
- [14] E. E. Bergmann *et al.*; *Opt. Lett.*, 1978, **3**, 82.
- [15] R. A. Fisher, B. J. Feldman; *Opt. Lett.*, 1979, **4**, 140.
- [16] R. C. Lind *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1979, **34**, 457.
- [17] A. Yariv, D. M. Pepper; *Opt. Lett.*, 1977, **1**, 16.
- [18] A. Yariv; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1978, **QE-14**, 650.
- [19] R. W. Hellwarth; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, **QE-15**, 101.
- [20] R. L. Abrams, R. C. Lind; *Opt. Lett.*, 1978, **2**, 94.
- [21] 范俊颖等;《物理学报》, 1980, **29**, 897.
- [22] H. Hsu; *Appl. Phys. Lett.*, 1979, **34**, 855.
- [23] W. Wang; *Opt. Engineering.*, 1978, **17**, 267.
- [24] A. Yariv *et al.*; *Opt. Lett.*, 1979, **4**, 52.
- [25] D. M. Bloom *et al.*; "Subpicosecond Optical Gating and Wavefront Conjugation by Four-Wave Mixing", Proc. of the First Topical Meeting on Picosecond Phenomena, C. V. Shank, E. P. Ippen, S. I. Shapiro eds. (Springer-Verlag, Berlin, 1978).
- [26] D. Bloch *et al.*; *JOSA.*, 1980, **70**, 624.
- [27] 吴存恺等;《激光》, 1981, **8**, No. 1, 42.
- [28] D. C. Haueisen; *Opt. Commun.*, 1979, **28**, 183.
- [29] D. S. Hamilton *et al.*; *Opt. Lett.*, 1979, **4**, 124.
- [30] D. M. Pepper, R. L. Abrams; *Opt. Lett.*, 1978, **3**, 212.
- [31] J. Nilsen, A. Yariv; *Appl. Opt.*, 1979, **18**, 143.
- [32] J. M. Cherlow *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1976, **QE-12**, 644.
- [33] 吴存恺等;《物理学报》, 1980, **29**, 508.
- [34] 吴存恺等;《中国科学》, 1980, **11**, 1111.
- [35] H. Hsu; "Aproposal Outline on Nonlinear for Solor Energy Programs", The Ohio State University 2015 Neil Ave Columbus Ohio 43210, March 28, 1979.
- [36] J. AuYeung *et al.*; *IEEE J. Quant Electr.*, 1980, **QE-16**, 1180. P. A. Belanger *et al.*; *Appl. Opt.*, 1980, **19**, 602; I. M. Bel'dyugin *et al.*; *Soc. J. Quant. Electr.*, 1979, **9**, 20.