

Na 蒸气中前向非共线简并四波参量放大

李彬学 罗才雁 杜清 林福成

(中国科学院上海光机所)

Forward nonlinear collinear degenerate four wave parametric amplification in Na vapour

Li Bingxue, Lu Caiyan, Du Qing, Lin Fucheng

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

提要: 本文报道金属 Na 蒸气中由连续激光诱导的前向非共线四波参量放大而产生与入射光同频率锥辐射的研究结果。相位匹配条件由泵浦光和信号光的不同极化饱和行为而在特定的方向上得以满足。在适当泵浦强度、频率偏调和原子密度条件下,由两轴向光子的吸收所产生的两非轴向同频光子可导致偏轴信号的增益。

关键词: 简并四波放大, 相位匹配, 极化饱和

近共振条件下激光与原子介质相互作用时,由于共振增强,在适当的入射光强度、频率偏调和原子密度条件下,可以观察到各种非线性效应。近年来,近共振非线性过程的研究极受关注,已取得许多重要结果,例如 Rabi 边带四波参量放大^[1]、自聚焦和自陷的研究^[2]、压力诱导非线性效应研究^[3~5]、受激两波混频、四波混频振荡研究^[6~7]以及连续光的自脉冲效应等^[8]。

本文报道在近共振条件下,连续激光在金属 Na 蒸气中诱导的一种前向非共线简并四波参量放大的实验结果和分析。这一过程,产生与入射光场同频率的前向角锥形辐射,位相匹配条件要求入射光频率位于原子共振频率的自聚焦边,以及信号光与泵浦光应有不同的极化饱和特性。当满足一定的强度、偏调和原子密度条件后,两个轴向光子的吸

收将产生两个同频率的非轴向光子,并导致增益。

图 1 是所述四波参量放大过程的波矢匹配示意图, k_p 为泵浦光波矢, k_s^- 和 k_s^+ 为信号光波矢, $|k_s^+| = |k_s^-|$ 。波矢匹配条件为

$$\Delta k = 2k_p - k_s^+ - k_s^- = 0 \quad (1)$$

或者

$$|k_p| = |k_s^+| \cos \theta = |k_s^-| \cos \theta = |k_s| \cos \theta \quad (2)$$

式中, θ 为匹配角,由(2)式不难得到 θ 与泵浦光和信号光极化的关系:

$$\theta^2 = \text{Re}(\chi_p - \chi_s) \quad (3)$$

式中 χ_p 和 χ_s 分别是泵浦光与信号光的极化率。

根据光场与二能级原子相互作用密度矩阵方程的稳态解,设光场由泵浦和信号场两

收稿日期:1989年3月7日。

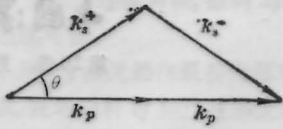


图1 非共振简并四波参量放大波矢匹配示意图
 K_p, K_s^{\pm} 分别为泵浦和信号波, θ 为相位失配角

部分组成, 信号场在一阶近似条件下:

$$\chi_p = \frac{N\mu^2 T_2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{\delta T_2 + \hat{\psi}}{1 + \delta^2 T_2^2 + I_p/I_s} \quad (4)$$

$$\chi_s = \frac{N\mu^2 T_2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{(1 + \delta^2 T_2^2)(\delta T_2 + \hat{\psi})}{(1 + \delta^2 T_2^2 + I_p/I_s)^2} \quad (5)$$

其中 $\delta = \omega_L - \omega_a$ 激光场和原子频率偏调,

$$I_s = \frac{\hbar^2 cn}{\mu^2 T_1 T_2}$$

为原子共振饱和光强, T_2, T_1 分别是原子纵、横向弛豫时间, ϵ_0 为真空介电常数。 μ 为偶极矩阵元。

将(4)、(5)代入(3)式不难得到,

$$\theta^2 = \frac{N\mu^2 T_2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{\delta T_2 (I_p/I_s)}{(1 + \delta^2 T_2^2 + I_p/I_s)^2} \quad (6)$$

(6)式给出四波参量放大位相匹配的方向。不难看出, 由于 $\theta^2 > 0$, 因而这一过程要求 $\delta > 0$ ($\omega_L > \omega_a$), 因而要求激光频率调谐到原子跃迁波长的自聚焦侧。

图2示出这一过程的相位匹配角与入射光强度、频率偏调及原子密度变化的关系。

位相匹配条件下, 由四波混频过程的标准理论, 可得增益系数表达式:

$$G = \frac{4\pi\omega^2}{k_s c^2} \epsilon_0 \tilde{I}_p \text{Im}(\bar{x}_s) \quad (7)$$

其中, $\tilde{I}_p = I_p/I_s$ 为归一化光强, \bar{x}_s 为四波参量放大过程的极化率。在信号场一阶近似下, 从光场与二能级原子相互作用密度矩阵方程的稳态解, 得:

$$\bar{x}_s = \frac{\chi_p}{1 + \delta^2 T_2^2 + I_p/I_s} \quad (8)$$

因而:

$$G = \frac{4\pi\omega^2}{k_s c^2} \epsilon_0 \tilde{I}_p \times \text{Im}[\chi_p / (1 + \delta^2 T_2^2 + I_p/I_s)] \quad (9)$$

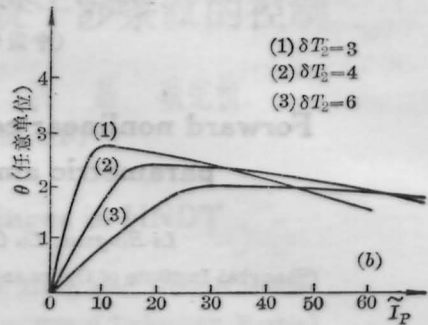
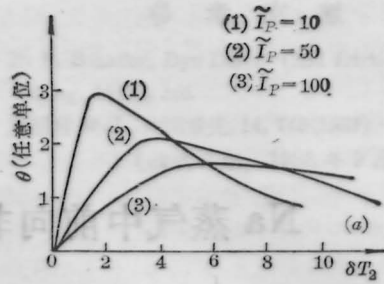


图2

(a) 位相匹配角随频率偏调变化特性的计算结果;
 (b) 位相匹配角随光强度变化特性的理论计算结果

计及信号场的损耗, 从(9)式可得净增益大于零的条件为

$$\tilde{I}_p = I_p/I_s > \sqrt{1 + \delta^2 T_2^2} \quad (10)$$

上式表明, 这一过程的实现要求一定的强度饱和。

虽然(10)式与原子密度无关, 但增益正比于原子密度; 此外, 考虑到实际中的其他损耗机制以及介质的有限长度, 观察这一效应的入射强度条件应比(10)式要求的更苛刻。

我们采用图3所示的装置进行了观察和测量。Ar⁺激光泵浦环形染料激光器(Spectra-Physics 380D)的输出光束(线宽1 MHz, 发散角1 mrad)经焦距为 $f = 115$ cm 的透镜聚焦到热管炉的入口处, 热管炉产生约35 cm 长的Na蒸气区, 透过光的横向图样在离热管炉出口处2 m左右屏上观察。用摘去镜头的照相机拍摄, 其横向光斑大小以一标有刻度的直角坐标测定。透过光谱经光谱仪消除杂散光后, 用共焦F-P干涉仪探测, 在示波器上显示, 以 $x-y$ 记录仪记录。

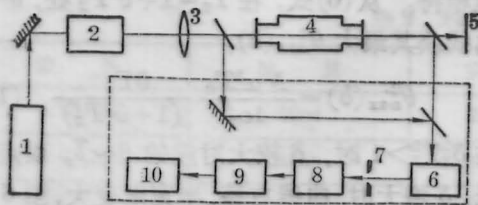
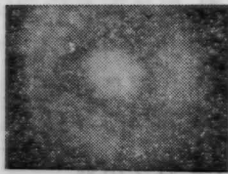
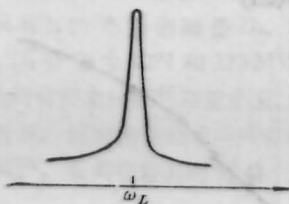


图3 实验装置图

1—Ar⁺激光器; 2—环形染料激光器; 3—聚焦透镜;
4—热管炉; 5—观察屏; 6—光谱仪; 7—小孔; 8—F-
P扫描干涉仪; 9—锁相放大器; 10—x-y记录仪



(a)



(b)

图4 Na蒸气中四波参量放大辐射
的横向图样及光谱

$\delta=3\text{GHz}$, $P_0 \approx 25\text{mW}$, $N=4 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$.

(a) 横向图样; (b) 光谱

我们对 Na 原子 D_2 线 (589.0 nm) 进行了实验。图 4(a) 是实验中拍摄的前向非共线四波参量放大的横向图样, 拍摄这一照片时, 激光频率调谐在 Na 原子 D_2 线高频侧 $\delta \sim 3\text{GHz}$ 处, 入射功率 25 mW, 原子密度 $N \approx 4 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$, 此时, 光束的能量透过为 20%, 透射光的频率和偏振与入射光一致, 图 4(b) 为扫描 F-P 干涉仪获得的光谱。

如前所述, 仅当入射光频率调谐到原子共振线的自聚焦边才能观察到这种辐射, 并且入射功率应略大于给定偏调下的自聚焦的临界功率, 例如, 当 $\delta=3\text{GHz}$ 时, 自聚焦临界功率为 18.3 mW, 这一效应克服了光束在 Na 蒸气中的发散, 维持了传播长度上较小的光束截面。从热管炉出口向内观察, 经透镜

聚焦 (焦点直径 $\sim 300\ \mu\text{m}$) 在入口处的入射光束经过大约 10 cm 左右的蒸气区后开始轴向会聚, 在出口附近重新发散, 这种会聚可使净增益条件 (10) 式在 35 cm 的作用区内得以满足。根据光束在原子蒸气的横向尺寸 (最大直径 2 mm 左右) 以及入射功率, 传播光束的光强约为 Na 原子 D_2 线共振饱和光强 ($77\text{mW}/\text{cm}^2$) 的几十倍到几百倍 (焦点附近约为 360 倍)。对本实验中的频率偏调 ($\delta < 7\text{GHz}$), 这已超过 (10) 式右边 $\sqrt{1+\delta^2 T_2^2}$ 的值 ($T_2=1.15\text{ns}$), 因而增益条件可以满足。

净增益的大小与原子密度成正比。由于有限的作用区长度, 观察显著的放大要求原子密度不低于一定值。测量表明, 在 25 mW 入射功率和 2~5 GHz 频率偏调的条件下, 要观察到显著放大密度不应低于 10^{12}cm^{-3} ; 当密度逐渐增加时, 环状部分变亮, 这表明增益上升; 当原子密度 $> 4 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 时, 由于 Na_2 的吸收, 环状图样开始变得模糊并逐渐消失。

为考察这一过程的位相匹配特点, 我们测量了匹配角 (环直径) 随入射光功率、频率偏调, 以及原子密度的变化特性, 并以理论计算结果作比较。

图 5 是在两个不同入射强度下, 环直径与频率偏调依赖关系的测量结果, 这一测量显示出与图 2 的计算结果有十分相近的变化规律, 按 (6) 式匹配角在

$$\delta = \frac{1}{T_2} \sqrt{\frac{1}{3}(1 + \bar{I}_p)}$$

处取得最高值 θ_{max} :

$$\theta_{\text{max}}^2 = \left(\frac{\sqrt{3}}{16}\right) \frac{N \mu^2 T_2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{\bar{I}_p}{(1 + \bar{I}_p)^{3/2}} \quad (11)$$

在 $\bar{I}_p > 1$ 时, 对较大的 \bar{I}_p , $\theta \sim \delta$ 曲线最大 θ_{max} 下降, 并朝大偏调方向移动, 图 5 中 $D-\delta$ 曲线很好地说明了这一点。此外, 图 5 显示, 在 $P_0=23\text{mW}$ 时 $D-\delta$ 曲线半宽度比 30.7 mW 时的更窄, 这亦与计算的结果相符。

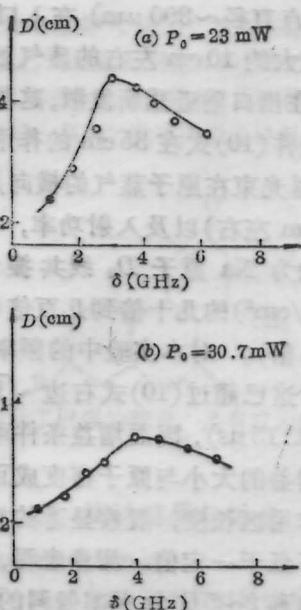


图5 环直径(锥角)的频率调谐特性测量结果
测量中, $N=4 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$, 透镜位于
热管前 $L=f=115 \text{cm}$ 处

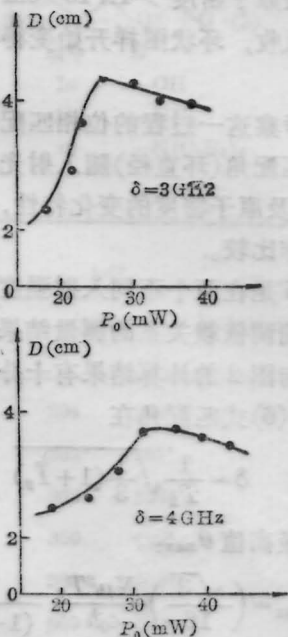


图6 环直径的入射光强变化特性测量结果

测量中, $N=4 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$, 透镜位于 $l=f=115 \text{cm}$ 处

同样, 环直径与入射强度有关, 即 $\theta \sim \bar{I}_p$ 与 $\theta \sim \delta$ 类似。这可以从等式(6)中看出。图6是在 $\delta=3 \text{GHz}$ 和 $\delta=4 \text{GHz}$ 条件下测得的 $D-P_0$ 变化规律, 它们亦与理论计算定性

地相符。从(6)式, 在 $\bar{I}_p=1+\delta^2 T_2^2$ 处, $\theta \sim \bar{I}_p$ 曲线获其最大 $\theta_{\text{max}}^2(\delta)$:

$$\theta_{\text{max}}^2(\delta) = \frac{N \mu^2 T_2}{4 \epsilon_0 \hbar} \frac{\delta T_2}{(1 + \delta^2 T_2^2)} \quad (12)$$

在 $\delta^2 T_2^2 > 1$ 时, δ 较大对应的 $\theta \sim \bar{I}_p$ 顶点较低; δ 增大时, 曲线右移, 半宽度变大, 图6的变化与此相似。

在上述 $D \sim \bar{I}_p$ 和 $D \sim \delta$ 的测量中, 当环的直径小于 2.8cm 时, 由于环自身的宽度使带点环图样模糊, 但环的直径变化仍可观察到。

还测量了环的直径和原子密度的关系, 结果示于图7中。测量中, 湿度误差由精密湿度控制器监视和控制, 频率偏调 $\delta=3 \text{GHz}$, 入射功率 $P_0=30.7 \text{mW}$ 。

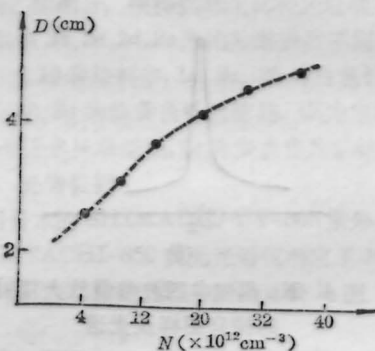


图7 环直径随原子密度变化特性的测量

由图7可见, 环的直径随密度的升高而增大, 这与(6)式中 $\theta \propto \sqrt{N}$ 是定性一致的。当测量的密度高于 $5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ 时, 透过光由于 Na_2 的吸收而消失, 而在密度的低端, 环开始变弱, 在低于 10^{12}cm^{-3} 时消失, 透过呈半径略大于中心点的斑。

值得指出的是, 我们对这一过程的理论描述仅适用于平面行波情形, 在我们的实验中, 由于光束是聚焦的准高斯光束, Na_2 的吸收以及自聚焦效应的参与, 使得原子蒸气内部的光束直径和光强很难确定, 从而使测量结果和理论计算的定量比较很困难, 它要求准确估计传播方向上各点的光强, 然而, 作为一种近似, 前述平面波理论近似反应了实验测量中的主要特性。

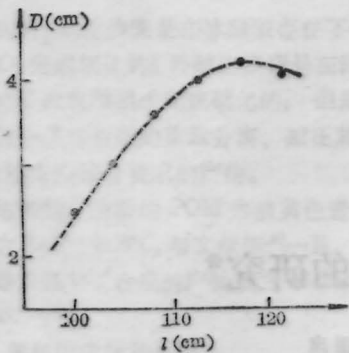


图8 环直径随透镜位置变化特性的测量结果
测量中, $P_0=26\text{mW}$, $\delta=3\text{GHz}$, $N=5 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 。图中
 l 为聚焦透镜到入射介质端面的距离

除了上述测量的位相匹配特性, 实验还发现这一辐射的匹配角与聚焦透镜位置有密切关系, 图8是实验测量的结果。

由图8知, 随透镜的前移, 环半径逐渐变小; 而后退时亦呈变小趋势, 但不如前移明显, 以后变模糊, 环消失; 此时透过图样仅有亮点。

这种奇特的变化特性, 可以从透镜移动引起原子极化特性的改变来理解。在聚焦光束条件下, 极化率与透镜焦距及焦点位置有关, 相应四波放大的匹配条件要受影响。严格考虑这一因素需要在整个传播长度上叠加泵浦光和信号光的位相差。作为一种近似, 如果认为泵浦光强

$$I_p = I_p^0 / \left[1 + \frac{(l-f)^2}{b^2} \right]$$

其中 l 为透镜到蒸气区入射端面之距离, f 为焦距, b 为共焦参数, 则相位匹配角:

$$\theta^2 \propto \frac{\delta T_2 \tilde{I}_p^0 \left[1 + \left(\frac{l-f}{b} \right)^2 \right]}{\left[\left(1 + \frac{(l-f)^2}{b^2} \right) \delta^2 T_2^2 + \tilde{I}_p^{02} \right]} \quad (13)$$

其中 $\tilde{I}_p^0 = I_p^0 / I_s$, I_p^0 为焦点附近光强。

上式表明, 对傍轴光束, 当 $(l-f)^2/b^2 \sim 1$, 在 $(l-f)$ 的变化量可与 b 相比时, 位相匹配角将发生显著变化, 这种变化犹如频率调谐。在我们的条件下, $b \sim 10\text{cm}$, 因此, 在 20cm 左右的变化范围中, 可以观察到 θ 角的明显改变。

此外, 图4中所示的环状图样具有一定的宽度, 这种宽度与位相匹配条件的起伏相关, 导致这种起伏的因素有以下几种: (1) 光束的发散性; (2) 传播方向上不同空间点的贡献; (3) 传播方向上光束不均匀性导致相应的位相匹配条件的变化, 详细机制尚需进一步研究。

以上我们研究了连续光场在 Na 蒸气中产生前向简并四波参量放大的过程, 理论描述与实验结果定性符合。在近共振条件下, 各种非线性过程都容易发生, 并且竞争激烈; 在较低透过条件下, 还观察到另外两种不同特性的环状透过图样, 它们对实验参数的依赖特性相当独特(将另文描述)。

作者感谢瞿佳男、景春阳同志在实验中给予的协助。

参 考 文 献

- 1 D. J. Harter *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **46**, 1192(1981)
- 2 J. E. Bjorkholm *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **32**, 129 (1974)
- 3 L. J. Rothberg *et al.*, *Phys. Rev. A*, **30**, 2327(1984); *Phys. Rev. A*, **30**, 820(1984)
- 4 Y. H. Zou *et al.*, *Phys. Rev. A*, **33**, 1730(1986)
- 5 G. Grynberg *et al.*, *Opt. Commun.*, **61**, 296(1987)
- 6 D. Grandelement *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 40 (1987)
- 7 G. Grynberg *et al.*, *Opt. Commun.*, **67**, 363(1988)
- 8 P. Verkerk *et al.*, *Europhys. Lett.*, **6**, 31(1988)