

铅蒸气电子能级近共振 Raman 散射的合作效应

霍芸生 董景星 丁泽安 楼祺洪

(中国科学院上海光机所)

提要: 实验观察到 XeCl 准分子激光束在铅蒸气电子能级间近共振 Raman 散射的合作效应。对两能级 Bloch-Maxwell 方程数值求解所得到的 Raman 光脉冲波形与实验结果定性一致。

Cooperative effects of near-resonance electronic Raman scattering in Pb vapor

Huo Yunsheng, Dong Jinxing, Ding Zean, Lou Qihong

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

Abstract: Cooperative effects were observed in the near-resonance electronic Raman scattering experiments of XeCl excimer laser pulses in Pb vapor. The Raman-radiation pulse shapes obtained by numerically solving the two-level Bloch-Maxwell equations were found to be qualitatively consistent with the experimental results.

继超辐射、光子回波等光与物质相互作用中的瞬态相干现象被揭示以后,在受激 Raman 散射、双光子自透明等过程中类似的合作效应的研究引起了很大的关注^[1~4]。对 Bloch-Maxwell 方程的分析表明,与 Raman 散射有关的原子、分子能级的纵向和横向弛豫时间都较长时,介质的瞬态相干极化在 Raman 散射中起着重要的作用。当存在泵浦光的倒空或 Raman 介质饱和的情况下,可能发生能量由 Raman 光向泵浦光的转换,介质的各个部分分别对 Raman 散射过程呈现出增益-损耗的周期性变化。与此同时,原子、分子能级的粒子数密度以及相干极化矢量也随时间周期性地改变。若产生 Raman 转换的区域足够长时,输出的 Raman 光

脉冲波形上将出现周期性起伏的多峰结构。Kachen^[4]及 Пивцов^[5]等人分别在 Nd:YAG 红宝石脉冲激光泵浦高压 H₂ 的 Raman 散射实验中,观察到了 H₂ 分子的基电子态转能级间的合作 Raman 散射,此时泵浦光束被倒空,而由于高的氢分子数密度, Raman 能级粒子数的变化可忽略不计。本文研究了波长为 308 nm 的 XeCl 准分子激光束在铅原子的基电子能级与一亚稳态 ($6p^{23}P_0-6p^2\ ^3P_2$) 之间的近共振 Raman 散射的合作效应。由于铅 Raman 池的加热温度通常不超过 1300°C,因此铅的蒸气压一般低于 35 Torr,对应的铅原子数密度约为 $10^{16}\sim 10^{17}/\text{cm}^3$,

收稿日期:1986年10月28日。

当泵浦光能量密度足够大时, Raman 介质将被强烈地饱和。与高压 H_2 的合作 Raman 散射相比, 铅蒸气 Raman 散射光脉冲波形上的周期性结构当有更大的调制度^[3]。

实验装置已在[6]中作了较详细的描述。从一台 X 光预电离 XeCl 准分子激光器输出的脉冲能量约 1 J 的泵浦激光束, 由焦距为 1.3 m 的透镜聚焦于热区长度为 1 m 的 Raman 池的中央, 焦斑处激光强度约 200 MW/cm²。Raman 池的最高加热温度为 1200°C, 两端的输入、输出窗口相对于池轴中心线成 5° 倾斜, 以消除两窗口间可能的反馈对实验结果的影响。由输出窗口出射的光束经两块石英棱镜色散将泵浦光与 Raman 光分开。激光波形由响应时间约 200 ps 的 QG-50 ZW 强流快速光电管及带宽为 300 MHz 的示波器所检测, 测量系统的组合响应时间约 1 ns。

入射到铅 Raman 池的波长为 308.0 nm 的泵浦激光脉冲如图 1(a) 所示。在脉冲前沿的开始部分有一个很快的上升, 并在其后的 30 ns 时间内达到其最大值, 脉冲全宽度 (FWHM) 约 60 ns。

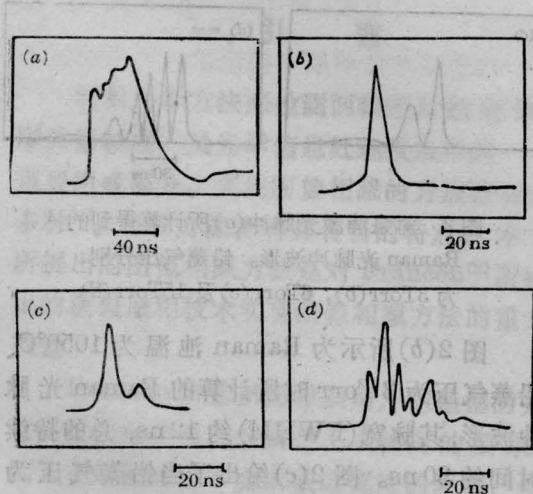


图 1 入射到铅 Raman 池的 XeCl 激光脉冲 (a) 及实验观测的 Raman 光脉冲波形, 铅蒸气压分别为 3 Torr (b)、6 Torr (c) 及 15 Torr (d)

在图 1(b)-(d) 中给出了当 Raman 池温度分别为 1050°、1100° 及 1200°C 时的波长为 459 nm 的 Raman 散射光的脉冲波形。当 Raman 池加热温度约 1050°C, 相应的铅蒸气压约 3 Torr 时, 开始出现蓝色的 Raman 散射光。在此阈值条件下典型的 Raman 光波形如图 1(b) 所示, 其脉冲持续时间约 15 ns。当 Raman 池加热温度逐渐增加时, Raman 光脉冲逐渐呈现多峰状调制波形。当铅蒸气压为 6 Torr 时, 典型的 Raman 光波形如图 (c) 所示, 它由两个峰组成, 两峰之间的时间间隔约为 10 ns, 每个“亚脉冲”的持续时间约为 10 ns。当铅 Raman 池温度继续升高, 铅蒸气压增加到 15 Torr 左右时, Raman 光波形的周期结构由数个峰组成, 两峰之间的间隔可短至 5 ns。

Reiger^[7] 在同样实验中也观察到了 Raman 光脉冲波形上出现的约 50% 的调制, 两峰之间时间间隔约 5 ns。因此脉冲波形的“分裂”是在相互作用长度较长、泵浦激光能量密度较高的铅蒸气 Raman 散射实验中经常可以观察到的现象。虽然在铅蒸气 Raman 散射实验中的原子数密度低 ($\sim 10^{16}$ cm⁻³), 基态粒子数的抽空将导致 Raman 增益系数的下降, 从而引起 Raman 光脉冲强度的下降。但是由于铅原子的 Raman 终态 ($6p^{23}P_2$) 是个亚稳态, 由铅原子激光器的实验数据^[8] 估计此能级寿命应长于微秒量级, 因此铅蒸气的 Raman 增益系数不可能在 ~ 10 ns 时间内得到恢复, 也不足以引起图 2 中所示的变化周期约 5~10 ns 的多峰结构。由于与实验中的低铅原子数密度相联系, Raman 能级的横向弛豫时间也将较长。由 XeCl 激光在铅蒸气中的 Raman 转换所产生的 Raman 光能量随缓冲气体 He 气压变化的实验数据, 估计此横向弛豫时间约为几个 ns^[6]。泵浦光与 Raman 光在铅蒸气中的相干传播过程, 导致了 Raman 波形上的多峰结构。

描述平面波泵浦激光束与 Raman 光束在 Raman 介质中相干传播的 Bloch-Maxwell 方程组为^[3,4]:

$$\frac{\partial E_L}{\partial \xi} = (\omega_L/\omega_S)^{1/2} v E_S \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_S}{\partial \xi} = -(\omega_S/\omega_L)^{1/2} v E_L \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} = K_2 E_L E_S w / 2\hbar - v / T_2 \quad (3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial \tau} = -K_2 E_L E_S v / 2\hbar - (w - w_0) / T_1 \quad (4)$$

其中 E_L 、 E_S 分别为泵浦光及 Raman 光的场强, w 、 v 分别为 Raman 终态与基态粒子数密度之差, 以及 Raman 介质的二阶感应极化强度。 ξ 为一以原子数密度为参变量的无量纲长度, τ 是推迟时间 ($\tau = t - \frac{z}{c}$)。 K_2 为与稳态 Raman 增益系数相关联的介质常数。 T_1 、 T_2 分别为有关 Raman 散射能级的纵向与横向弛豫时间常数。

在 T_1 、 T_2 较长且泵浦光强度较高的情况下, v 、 w 随 τ 的变化主要由 (3)、(4) 两式右边的第一项所决定, 可略去 v 、 w 的弛豫项^[3]。在原子密度较低且从泵浦光到 Raman 光的能量转换效率亦较低条件下, 可略去泵浦光束的倒空而只需考虑 Raman 介质的饱和效应, 此时方程组 (1) ~ (4) 简化为^[3]:

$$E_L(\xi, \tau) = E_L(0, \tau) \cdot \cos \beta(\xi, \tau) \quad (5)$$

$$E_S(\xi, \tau) = (\omega_S/\omega_L)^{1/2} E_L(0, \tau) \cdot \sin \beta(\xi, \tau) \quad (6)$$

$$v(\xi, \tau) = -\sin \psi(\xi, \tau) \quad (7)$$

$$w(\xi, \tau) = -\cos \psi(\xi, \tau) \quad (8)$$

其中 ψ 、 β 满足方程:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2 \cdot \partial \tau} = \sin \psi \quad (9)$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial \xi} = -v \quad (10)$$

这里, $T = \frac{K_2}{2\hbar} \int_{-\infty}^{\tau} \left(\frac{\omega_S}{\omega_L}\right)^{1/2} E_L^2(0, t) dt$, 是“非线性时间函数”。

聚焦的泵浦激光束在原子数密度较低、

因而稳态增益系数也较低的介质中所产生的受激 Raman 散射, 主要发生在焦点附近泵浦光强较高的区域。为定性地研究当铅 Raman 池的加热温度及相应的铅蒸气压变化时 Raman 光脉冲波形的变化及使计算简化, 我们将本实验中焦点前后计 50 cm 长的聚焦光束等效为同样长度的平行光束, 其强度等于该聚焦光束在此长度上的平均光强。对于本实验中所用参数, 我们考虑一截面积为 0.1 cm^2 、脉冲能量及脉冲宽度分别为 0.8 J 及 60 ns 、波形如图 2(a) 所示的 XeCl 准分子激光脉冲在铅蒸气中所产生的 Raman 散射。在铅蒸气压分别为 3 Torr、6 Torr 及 15 Torr 时, 对于方程组 (5) ~ (10) 数值求解的结果示于图 2(b) ~ (d)。计算中所用的稳态增益系数是从一些铅蒸气受激 Raman 散射的实验结果^[10]所估算的, 其值为 $\sim 0.8 \text{ cm/GW} \cdot \text{Torr}$ 。

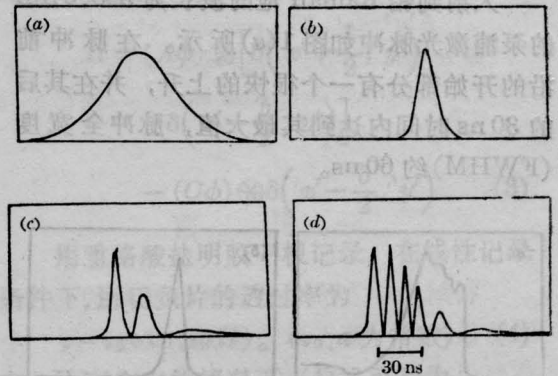


图 2 对泵浦激光脉冲(a)所计算得到的 Raman 光脉冲波形。铅蒸气压分别为 3 Torr(b), 6 Torr(c) 及 15 Torr(d)

图 2(b) 所示为 Raman 池温为 1050°C 、铅蒸气压为 3 Torr 时所计算的 Raman 光脉冲波形, 其脉宽 (FWHM) 约 12 ns, 总的持续时间约 30 ns。图 2(c) 给出了当铅蒸气压为 6 Torr 时的 Raman 光波形。它主要由两个峰组成, 两个峰之间的时间间隔约 18 ns, 调制度达到 100%。从图 2(d) 可以看到, 当蒸气压进一步增加到 15 Torr 时, Raman 光脉

冲波形上峰的数目继续增多,而两峰之间的时间间隔则缩短到 10 ns 左右。

将图 2 所示的理论计算的 Raman 光脉冲波形与图 1 中的实验观测波形比较,可以看到它们的基本特点有相似之处。在阈值附近, Raman 光脉冲呈单峰波形。当铅蒸气压高于阈值后, Raman 光脉冲波形上开始出现多峰结构,且随着蒸气压的升高,峰的数目逐渐增多,两峰间时间间隔逐渐缩短。与高压氢中的合作 Raman 散射的实验结果^[5]相比,铅蒸气 Raman 散射有更深的调制度,理论计算值为 100%。由方程(7)、(8)的计算结果可以看到,介质的相干极化 v 及 Raman 能级粒子数密度差 w 亦呈周期性变化。由此可以推断, XeCl 准分子激光在铅 Raman 散射实验中所观察到的多峰结构脉冲波形由合作效应所引起。但是由于我们用了简单的平面波激光束来近似地模拟聚焦激光束的 Raman 散射,不能准确地反映沿传播方向泵浦光强的变化,以及焦斑附近的具有高泵浦功率密度及大的非线性时间常数的区域。

这可能是理论计算的两峰间距(10~20 ns)比实验观测值(5~10 ns)长的原因。而光束截面内光强的不均匀分布及由此而引起的空间平均效应则可能导致实验观测到的 Raman 光脉冲波形的调制度低于理论计算的结果。

清华大学应用物理系徐鹤霖同志参加了本文的实验工作。

参 考 文 献

- 1 Tan-no Naohiro *et al.* *Phys. Rev. A*, 1975; **12** (1): 159
- 2 Poluektov I A *et al.* *Sov. J. Quant. Electr.*, 1975; **5**(6): 620
- 3 Elgin J N *et al.* *J. Phys. B*, 1979; **12**(1): 159
- 4 Kachen G I *et al.* *Phys. Rev. A*, 1976; **14**(4): 1472
- 5 Пивцов В С *et al.* *ЖЭТФ*, 1981; **81**(2): 468
- 6 霍芸生,楼洪洪 *et al.* *光学学报*, 1986; **6**(10): 880
- 7 Rieger H. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1986; **QE-22** (3): 405
- 8 Anderson R S *et al.* *IEEE J. Quant. Electr.*, 1976; **QE-12**(5): 313
- 9 Druhl K *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1983; **51**(13): 1171
- 10 Burnham R *et al.* *Opt. Lett.* 1978; **3**(6): 215

OST-1 型一步法投影光刻机、Stepper 亚微米光刻镜头、氦-氩双频激光干涉仪在沪通过鉴定

中国科学院上海光机所研制的 OST-1 型一步法投影光刻机、Stepper 亚微米光刻镜头和氦-氩双频激光干涉仪于 1987 年 10 月 28 日在沪同时通过鉴定。鉴定会由中国科学院上海分院主持。

OSP-1 型一步法投影光刻机采用王之江教授设计的投影物镜,经特殊光学工艺制造而成。它可在大于 $\phi 50$ mm(2 吋)的硅片上光刻。工作线宽优于 $4\mu\text{m}$ 、套刻精度 $1\mu\text{m}$;放大倍率 1:1;相对孔径 0.086,焦深 0.028 mm。该机使用方便且容易为传统工艺所接受。

由非球面反射镜和胶合的消色差透镜-棱镜组

构成的 Stepper 亚微米光刻镜头可将光刻工作线宽缩至 $0.8\mu\text{m}$ 以下,在 $10\times 10\text{mm}^2$ 全视场内的实测分辨率优于 $0.5\mu\text{m}$,焦深为 $2.6\mu\text{m}$ 。

中国科学院技术科学部下达上海光机所研制成功的氦-氩双频激光干涉仪是光刻密度定位装置,可作为国产高精度光刻设备的部分部件。它运用激光干涉和多普勒原理制成。其定位或测长的分辨率为 $0.04\mu\text{m}$;测量精度为 $\pm 0.5\times 10^{-6}$;最大测量距离为 60 m;测量速度为 0.15m/s 。

(赵梅村 雷仕湛)