

# NH<sub>3</sub> 分子气体中斯塔克效应 光学双稳性的实验观察\*

国秀珍 孙敬姝 金光旭 王清文 高锦岳

(吉林大学物理系, 吉林, 长春)

**摘要**——报道了一种斯塔克效应光学双稳性实验结果。选用单模 CO<sub>2</sub> 激光器的 00<sup>0</sup>1 至 10<sup>0</sup>0 跃迁的 P<sub>32</sub> 支谱线作光源, NH<sub>3</sub> 分子气体作工作物质, 在适当的斯塔克场和气体压力下观察到了斯塔克效应光学双稳现象。实验结果与理论分析一致。

**关键词**——斯塔克效应, 光学双稳态, NH<sub>3</sub> 分子, CO<sub>2</sub> 激光器。

## 1. 原 理

1979 年 Pepper<sup>[1]</sup> 等人首次在 NH<sub>3</sub> 分子气体中观察到了斯塔克效应光学双稳现象, 并采用图解方法分析了这种光学双稳产生的过程, 讨论了该系统中存在的多稳及饱和效应。最近高锦岳等<sup>[2]</sup> 则从描述光与二能级物质相互作用的 Maxwell-Bloch 方程出发, 从理论上分析了上述系统的光学双稳特性, 并给出输出光与输入光的解析表达式。本文报道了根据这一理论分析所做的实验结果。

系统的基本结构如图 1 所示。一束激光经过气体吸收池后由接收器接收变为电信号, 该信号直接或经延迟后被放大, 然后加在置于吸收池内的电极板上。这样, 加在斯塔克电极上的电压正比于输出光强。当这个反馈电压足够大时, 可以使吸收气体的工作能级间产生显著的斯塔克位移, 实现输出光与输入光之间的光学双稳关系。

上述系统中吸收池内光与物质相互作用可以用描述二能级吸收系统的 Maxwell-Bloch 方程组<sup>[3]</sup>

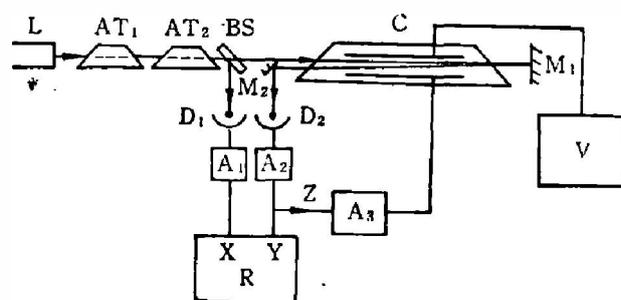


图 1 斯塔克效应光学双稳性实验装置图

Fig. 1 Experimental arrangement for optical bistability induced by Stark effect.

本文 1988 年 10 月 4 日收到, 修改稿 1989 年 1 月 24 日收到。

\* 国家自然科学基金资助课题。

$$\frac{\partial F}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial F}{\partial t} = -\alpha P, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \gamma_{\perp} [FD - (1+i\Delta)P], \quad (1b)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma_{\parallel} \left[ \frac{1}{2}(FP^* + F^*P) + D - 1 \right] \quad (1c)$$

来分析, 式中  $F$  和  $P$  是吸收池内光波场和介质极化的复数慢变化包络,  $D$  正比于工作介质原子或分子的基态与激发态之间的粒子数差,  $\alpha$  表示单位长度的小信号吸收系数,  $\gamma_{\perp}$  和  $\gamma_{\parallel}$  是通常表示极化及粒子数差的弛豫速率常数,  $\Delta$  是分子工作能级间的跃迁频率与入射光频率之间的失谐量. 若在方程(1b)中, 令

$$\Delta = \Delta_0 + \beta I(L), \quad (2)$$

则可将图 1 所示光学系统的反馈过程包括进去. 式(2)中  $\Delta_0$  是无反馈斯塔克场时(但包括所加的固定斯塔克场的作用)原子工作能级间的中心跃迁频率与入射光频率之间的失谐量,  $\beta$  是反映斯塔克位移效应的系数,  $I(L)$  是输出光强度. 式(2)中只考虑了斯塔克场强与分子斯塔克能级位移的线性关系, 忽略了它们之间的非线性项. 这一近似的合理性可以从后文中关于斯塔克能级频移的计算结果即式(5)得到证实. 系统达到稳定状态时, 由方程组(1)可以证明系统的输入光强  $I(0)$  与系统的输出光强  $I(L)$  之间满足如下关系<sup>[2]</sup>:

$$\{1 + [\Delta_0 + \beta I(L)]^2\} \ln \frac{I(L)}{I(0)} + I(L) - I(0) = -2\alpha L. \quad (3)$$

在失谐量  $\Delta_0$ 、斯塔克效应系数  $\beta$  及总的吸收率  $\alpha L$  的适当参数范围内, 式(3)中的  $I(L)$  与  $I(0)$  之间存在着明显的光学双稳关系<sup>[2]</sup>. 图 2 中的 3 条曲线是固定斯塔克效应系数  $\beta$  与系统总吸收率  $\alpha L$ , 针对失谐量  $\Delta_0$  的 3 个不同取值, 按照式(3)由计算机画出的输出光与输入光的关系曲线. 由图 2 可知, 对于选定的  $\beta$  和  $\alpha L$  值, 双稳区域随失谐量  $\Delta_0$  的增加而变大. 图 3 中的 3 条曲线则是固定  $\Delta_0$ 、 $\beta$  值时, 对应  $\alpha L$  的 3 个不同取值所得到的结果. 这里, 双稳回线的区域随  $\alpha L$  的增加而变大. 本文根据上述理论模型进行了实验, 并将实验结果与理论分析作了比较.

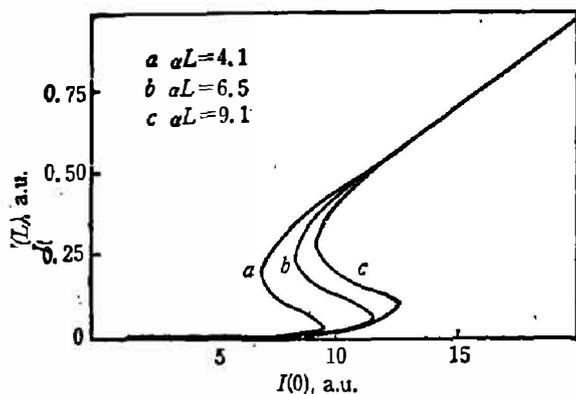


图 2 输出光强度作为输入光强度函数的  
稳态曲线( $\Delta_0=1.0$ ,  $\beta=-1.0$ )

Fig. 2 Steady state curves for the output intensity as a function of the input intensity for  $\Delta_0=1.0$ ,  $\beta=-1.0$ .

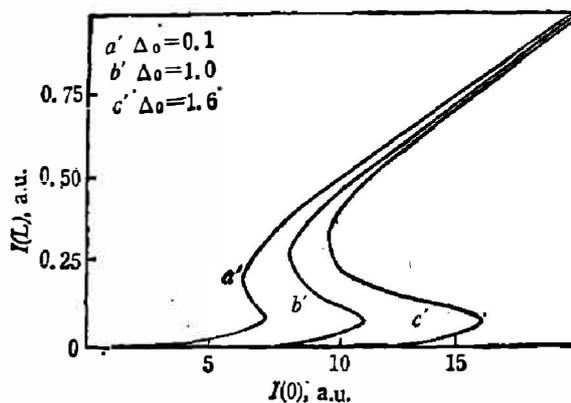


图 3 输出光强度作为输入光强度函数的  
稳态曲线( $\beta=-1.0$ ,  $\alpha L=6.5$ )

Fig. 3 Steady state curves for the output intensity as a function of the input intensity for  $\beta=-1.0$ ,  $\alpha L=6.5$

## 2. 实验装置

图 1 给出了实验系统方框图。由选支 CO<sub>2</sub> 激光器 L 发出的激光经过自制减光器 AT<sub>1</sub>、AT<sub>2</sub><sup>[4]</sup>后, 射向 ZnSe 分束器 BS, 其中反射光由探测器 D<sub>1</sub> 接收变为电信号, 该信号经放大器 A<sub>1</sub> 放大后作为系统入射光强的度量, 并输入记录仪 R 的 X 端而透过分束器的光束进入带有布儒斯特窗的吸收池 O, 再经全反射镜 M<sub>1</sub> 反射后再次穿过吸收池 O, 以增加光与吸收气体分子相互作用的有效距离  $L$ , 此光束经全反射镜 M<sub>2</sub> 反射由探测器 D<sub>2</sub> 接收后, 由放大器 A<sub>2</sub> 放大, 来自 A<sub>2</sub> 的电信号正比于系统的输出光强。该信号进入记录仪 R 的 Y 端, 同时又经放大器 A<sub>3</sub> 进一步放大后反馈回去控制吸收池内的斯塔克电场。斯塔克电极上除反馈电压以外, 还施加了一个固定的偏压, 以改变式 (2) 中的  $\Delta_0$ , 此固定偏压由一个高压稳压电源 V 提供。

吸收池中的工作介质为气体 NH<sub>3</sub> 分子, 由实验室自制。选用 CO<sub>2</sub> 分子由 00°1 态向 10°0 态跃迁所发出的 p<sub>32</sub> 激光谱线作入射光, 它与 NH<sub>3</sub> 分子  $\nu_2$  基频带中的 asQ(5, 3) 谱线非常接近, 其频率仅相差 0.95 GHz<sup>[5]</sup>。实验中首先需要估计在斯塔克电极上施加的电压值, 以使 NH<sub>3</sub> 分子工作能级的斯塔克位移达到 0.95 GHz, 从而使 CO<sub>2</sub> 的 p<sub>32</sub> 支谱线与 NH<sub>3</sub> 分子的 asQ(5, 3) 支谱线接近共振。

NH<sub>3</sub> 分子是对称陀螺分子, 与本实验有关的能级示于图 4。图 4(a) 表示未加斯塔克场时的能级, (b) 表示加斯塔克场后 NH<sub>3</sub> 分子基态及激发态能级劈裂及移动情况。这种移动使  $\nu_2=1$  对称态与  $\nu_2=0$  反对称态之间的跃迁谱线 asQ(5, 3) 的频率变化  $\Delta\nu(E)$  为

$$\Delta\nu(E) = \Delta\nu_{gr} + \Delta\nu_{ee}, \quad (4)$$

其中  $\Delta\nu_{gr}$ ,  $\Delta\nu_{ee}$  分别表示基态与激发态的斯塔克裂距, 它们都是场强  $E$  的函数。具体计算公式如下<sup>[6]</sup>:

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{gr} &= \frac{1}{2} [(\nu_{inv}^2 + x^2)^{1/2} - \nu_{inv}] + \sum [(E\mu_{gr}/h) \\ &\quad \times f(JKM, J'KM)]^2 * (a/\nu'_{\pm JKM, \pm J'KM} + b/\nu'_{\pm JKM, \mp J'KM}), \\ \Delta\nu_{ee} &= \sum_{J'=J, \pm 1} \{ [E\mu_{ee} f(JKM, J'KM)]^2 / h^2 \nu_{\pm JK, \mp J'K} \}, \\ x &= (2E\mu_{gr}/h) f(JKM, J'KM). \end{aligned} \quad (5)$$

式 (5) 中  $\mu_{ee}$ 、 $\mu_{gr}$  分别是激发态与基态的偶极矩,  $\mu_{ee} = 1.25 \times 10^{-18}$  CGSE,  $\mu_{gr} = 1.476 \times 10^{-18}$  CGSE;  $\nu_{\pm JKM, \pm J'KM}$  是转动跃迁频率;  $f(JKM, J'KM)$  是方向余弦矩阵元; 下标  $\pm$  是指对称与反对称能级;  $\nu_{inv} = 0.7095 \text{ cm}^{-1}$  是基态反演频率;  $\nu'_{\pm JKM, J'KM}$  是考虑基态反演双重分裂之间斯塔克位移时的微扰频率, 由于此项对  $\Delta\nu(E)$  的贡献很小, 可以用两个反演双重分裂的平均转动频率代替。如果  $(+JKM)$  与  $(+J'KM)$  能级的微扰波函数分别写成  $\alpha\psi_+$  +

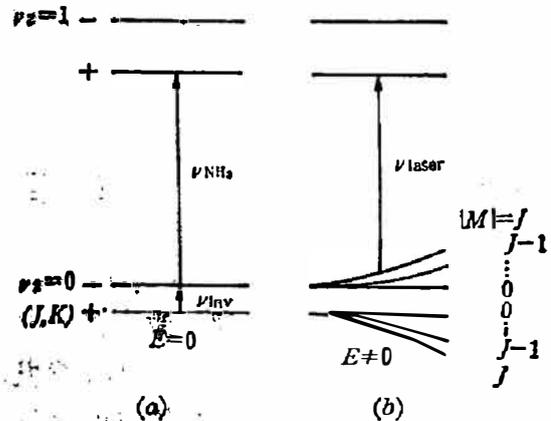


图 4 与斯塔克效应光学双稳性研究有关的 NH<sub>3</sub> 分子能级图

Fig. 4 Energy levels of molecule NH<sub>3</sub> related with optical bistability studies induced by the Stark effect.

$\beta\psi_-$  和  $\alpha'\psi_+ + \beta'\psi_-$  形式, 则  $a = (\alpha\beta' + \alpha'\beta)^2$ ,  $b = (\alpha\alpha' - \beta\beta')$ ,  $a + b = 1$ . 考虑到  $\text{NH}_3$  分子谱线  $\text{asQ}(5, 3)$  对应的  $J=5, K=3, M=5$ , 而方向余弦的矩阵元  $f(JKM, J'KM)$  取为<sup>[7]</sup>

$$f(J, K, M; J', K, M) = \langle J \| O_{0f} \| J' \rangle \langle JK \| O_{0f} \| J'K' \rangle \langle JM \| O_{0f} \| J'M' \rangle,$$

最后可以算得

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{gr} &= 5.83 \times 10^5 E^2 - 15.97 E^4 + 0.008 \times 10^5 E^3 \\ &= 5.84 \times 10^5 E^2 - 15.97 E^4, \\ \Delta\nu_{ee} &= 0.006 \times 10^5 E^4, \\ \Delta\nu(E) &= \Delta\nu_{gr} + \Delta\nu_{ee} = 5.84 \times 10^5 E^2 - 15.98 E^4. \end{aligned} \quad (6)$$

由式(6)可以求出产生  $\Delta\nu(E) = 0.95 \text{ GHz}$  频移所需要的斯塔克场强为  $E = 41.1(\text{e.u.})$ . 实验中使用的电极板尺寸为  $620 \times 40 \times 20 \text{ mm}^3$ , 两板之间的间距为  $d = 1.943 \pm 0.001 \text{ mm}$ . 极板表面的光洁度、特别是两极板之间的平行度对产生均匀的斯塔克场至关重要, 这一点在实验中已给予充分注意.

### 3. 实验结果及讨论

实验中采用使  $\text{NH}_3$  在吸收池内流动的方式, 其气压值稳定在  $3.99 \text{ Pa}$  左右. 在腔长为  $1 \text{ m}$  的光栅调谐选支  $\text{CO}_2$  激光器腔内又加了一个小孔, 保证只有基模起振. 该激光器在  $P_{32}$  支处的单支输出功率约为  $1 \text{ W}$ , 它发出的  $P_{32}$  支谱线经  $\text{CO}_2$  激光谱线分析仪进一步确认后, 射入系统. 用接收器  $D_1$  输出的信号监视输入光强, 使其功率保持恒定. 实验前, 先将反馈回路在图 1 中的 Z 点处断开. 连续改变加在斯塔克电极上的高压, 同时由接收器  $D_2$  探测并由记录仪 R 记录两次经过斯塔克场之后的出射光强. 当斯塔克场强达到适当值时, 经过吸收池的  $\text{CO}_2$  激光被  $\text{NH}_3$  分子强烈吸收, 吸收峰值处的光强约为无吸收时光强的  $30\%$ . 吸收峰值处对应的斯塔克电极间的共振吸收, 电压为  $2484 \text{ V}$ , 与理论计算的结果  $2400 \text{ V}$  基本附合. 其误差主要是由于两电极板之间的间距与设计值略有误差所致.

在完成了上述吸收扫描实验, 并观察到足够大的共振吸收以后, 将图 1 中的 Z 点接通, 使反馈回路闭合, 用连续减光器  $\text{AT}_1$  逐渐改变入射光强的大小, 用记录仪 R 的  $x$  轴和  $y$  轴同时记录系统的入射光强与出射光强, 就可获得本装置的斯塔克效应光学双稳回线. 图 5 是将吸收池内气压固定在  $3.99 \text{ Pa}$  时, 对应 3 个不同固定偏压  $V_0$  (也就是 3 个不同失谐量  $\Delta_0$ ), 所测得的 3 条入射光强与出射光强之间的双稳回线. 可以看出, 随着失谐量减小即固定偏压  $V_0$  越接近共振值  $2484 \text{ V}$ , 双稳区域逐渐减小, 这与图 2 的理论分析结果一致. 图 6 则是将吸收池内气压降至  $2.66 \text{ Pa}$  时, 对应 3 个不同固定偏压  $V_0$  所测得的双稳回线. 吸收池内气压降低, 等价于理论公式中的吸收系数  $\alpha L$  减小. 比较图 5 与图 6 中偏压相同的每对双稳曲线可以看出, 随着气压的降低,  $\alpha L$  减小, 双稳区域变小, 这与图 3 的理论分析结果一致. 但本文实验选用的热接收器响应慢, 致使每次实验的扫描时间比较长, 激光器功率稳定性以及所用放大器的噪声都有待于在以后的实验中进一步改善.

总之, 我们用一个选支  $\text{CO}_2$  激光器发出的单模  $00^*1$  至  $10^*0$  跃迁的  $P_{32}$  支谱线作光源,

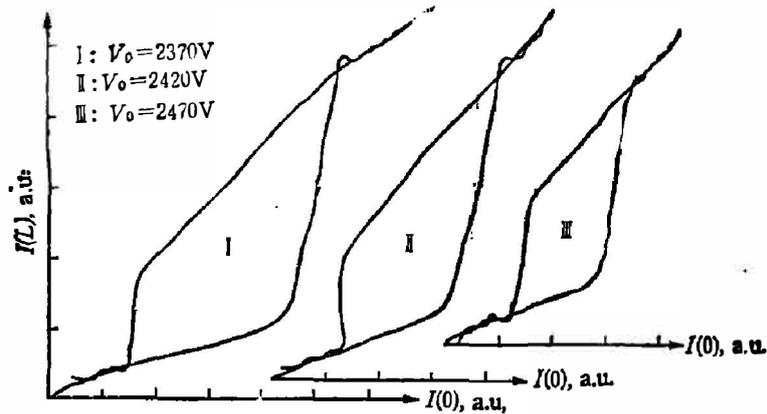


图5 输出光强作为输入光强函数的光学双稳实验曲线(NH<sub>3</sub> 气压  $P=3.99\text{Pa}$ )  
 Fig. 5 Optical bistable experimental curves for the output intensity as a function of the input intensity under NH<sub>3</sub> pressure of  $P=3.99\text{ Pa}$ .

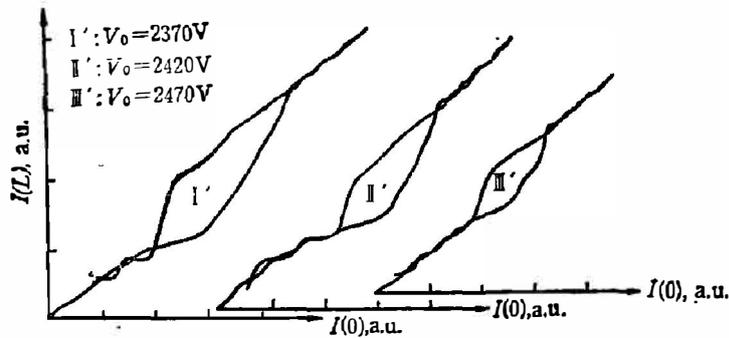


图6 输出光强作为输入光强函数的光学双稳实验曲线(NH<sub>3</sub> 气压  $P=2.66\text{Pa}$ ).  
 Fig. 6 Optical bistable experimental curves for the output intensity as a function of the input intensity under NH<sub>3</sub> gas pressure of  $P=2.66\text{ Pa}$ .

置于吸收池中的 NH<sub>3</sub> 分子气体作工作物质, 在不同的吸收池工作气压及不同的固定斯塔克场的条件下, 记录了该系统的双稳区域的变化规律, 与文献[2]中的理论分析结果一致。

致谢——作者感谢美国 Drexel 大学那都奇与袁健民两位教授的有益讨论。

### 参 考 文 献

- [1] Pepper David M. and Klein M. B., *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-15**(1979), 12:1362.
- [2] 高锦岳, 那都奇, L. M, 班地, D. K, 量子电子学, **4**(1987), 3:213.
- [3] Lugiato L. A., *Progress in Optics*, ed. by E. Wolf North Holland, Amsterdam, 1984.
- [4] 金光旭等, 用于 CO<sub>2</sub> 激光束的 ZnSe 起偏与减光装置, 大学物理, 待发表.
- [5] Garing J. S., Nielsen H. H. and Rao K. Narahari, *J. Molecular Spectroscopy*, **3**(1959), 496.
- [6] Shimizu Fujio, *J. Chem. Phys.*, **52**(1970), 3572.
- [7] Fliggare W. H., *Molecular Structure and Dynamics*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, 1978, p. 206.

## EXPERIMENTAL OBSERVATION OF THE STARK EFFECT BISTABILITIES IN $\text{NH}_3$ MOLECULAR GAS\*

GUO XIUZHEN, SUN JINGSHU, JIN GUANGXU, WANG QINGWEN, GAO JINYUE

*(Department of Physics, Jilin University, Changchun, Jilin, China)*

### ABSTRACT

The experimental results of the optical bistability induced by the Stark effect are reported. The  $p_{32}$  laser line between  $00^{\circ}1$  and  $10^{\circ}0$  transition of  $\text{CO}_2$  has been employed as source, and the  $\text{NH}_3$  molecular gas as working medium. Under appropriate Stark fields and gas pressure, the optical bistability phenomena induced by the Stark effect have been observed. The experimental results agree with the theoretical analysis.

---

\* Project supported by the Fund of the Natural Sciences of China.