

PbCl₂ 分子的光解离*

张杰 程丙英 张道中 王立华 赵玉英 王天眷

(中国科学院物理研究所)

1987年2月18日收到; 1987年10月7日收到修改稿

提 要

用 YAG 激光的四次谐波光解离 PbCl₂ 分子. 实验确认了这种光解过程是双光子过程. 通过对激光诱导荧光的测量, 发现这一光解过程造成了 Pb 原子的亚稳态 $6p^2\ ^3P_2$ 与基态 $6p^2\ ^3P_0$ 间的粒子数反分布. 同时观察到基于 $6p^2\ ^3P_2$ 能级的受激共振辐射及受激喇曼散射.

一、引 言

利用紫外光光解某些金属卤化物分子, 产生金属原子亚稳态相对于基态的粒子数反分布, 进而产生反斯托克斯喇曼激光, 这是目前产生短波辐射的一个重要方法. 用准分子激光的 304nm 及 193nm 辐射已在 Tl, In, I, Br, Se 等原子中产生了亚稳态与基态间的粒子数反分布^[1]. 在 Pb 原子中只观察到 $6p^2\ ^1S_0$ 相对于 $6p^2\ ^1D_2$ 的反转, 没有观察到亚稳态相对于基态的反转^[2]. 我们用 YAG 激光的四次谐波 266nm 的辐射去解离 PbCl₂ 分子, 并用激光诱导荧光的方法测定光解后 Pb 原子的亚稳态 $6p^2\ ^3P_2$ 与基态 $6p^2\ ^3P_0$ 的相对粒子数布居, 发现 80—90% 的光解离 Pb 原子是处于亚稳态上的.

选择 Pb 的卤化物作为工作物质是因为 Pb 的较低的两个亚稳态 $6p^2\ ^3P_2$ 及 $6p^2\ ^1D_2$ 与基态之间有较强的能量差, 大于 10^4cm^{-1} . Pb 又是一种重金属元素, 其单态与三重态之间的混合相当大, 即它们之间的跃迁有很大的几率. 因此, 只要在亚稳态与基态间有反转, 就有相当多可以利用的中间能级去获得紫外至真空紫外波段的反斯托克斯喇曼激光. 同时, 从能量上考虑, 266nm 的两个光子解离 PbCl₂ 分子有利于布居 Pb 的 $6p^2\ ^3P_2$ 亚稳态.

二、双光子解离过程

实验装置如图 1 所示. YAG 的 5320 Å 输出分成两部分: 一部分经过一个温度控制的 ADP 晶体再倍频为 2660 Å, 作解离光束; 另一部分泵浦 R6G 染料激光器, 它的输出在 5600—5700 Å 内调频, 再经 KDP 晶体倍频得到 2800—2850 Å 的紫外调频光束, 作为探测光束. 解离光束能量为 1—3mJ; 探测光束能量为 10—200 μJ. 实验中为了使亚

* 中国科学院科学基金资助的课题.

稳态粒子有积累过程,利用光学延迟的方法使探测束比解离束迟 20—30ns 进入工作区. 这两束光由长焦距透镜会聚后,相向进入充有 PbCl_2 的交叉型热管炉. 热管炉充有 25 Torr 的 Ar 作为缓冲气体,工作温度为 400°C . 在垂直于光束行进的方向上探测出射荧光. 这样能完全排除入射激光对于荧光测量的干扰. 荧光由光栅光谱仪分光后由光电倍增管及示波器接收. 整个接收系统的光谱响应是由经过标定的光谱灯校正的.

PbCl_2 光解离及 Pb 原子最低几个能级示意图见图 2. 把解离激光 2660 Å 打入热管炉后,热管炉内 PbCl_2 分子吸收能量解离. 从我们的实验可知,解离出的 Pb 原子主要都布居在亚

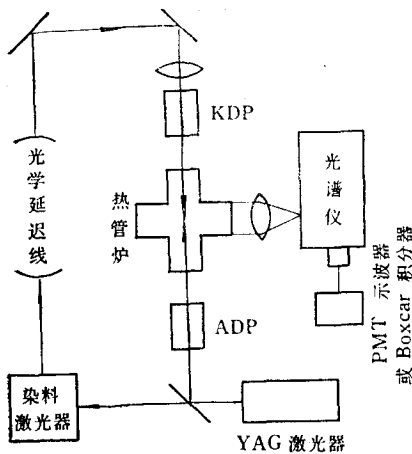


图1 实验装置

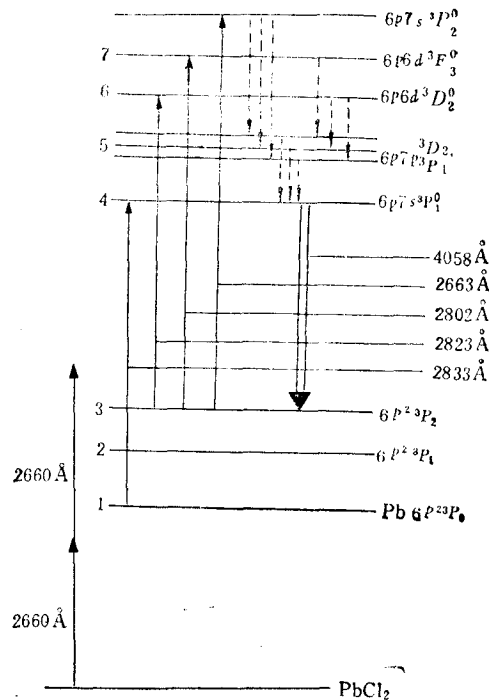


图2 PbCl_2 光解离及 Pb 原子最低几个能级示意图
实线为光跃迁；虚线为红外跃迁

稳能级 $6p^2^3P_2$ (见第三节). 为了研究这一解离过程,我们分别用 2802 Å 及 2833 Å 激光作探测光束,观察它们诱导的荧光随解离光 (2660 Å) 光强的变化. 由图 3 可见,当用 2833 Å 激光探测时,它诱导的 4058 Å 及 2833 Å 荧光强度随解离光强 I_{2660} 的平方变化. 当用 2802 Å 激光探测时,它产生的 4058 Å 荧光也遵循同样的平方变化关系; 而 2802 Å 荧光却偏离了这种平方关系. 我们分析,偏离的原因有两个: 1) 当 PbCl_2 分子被 2660 Å 激光解离产生 Pb 原子的 $6p^2^3P_2$ 亚稳能级布居后, 2660 Å 的光束同时又近共振激发这些原子到 $6p^2^3P_1^0$ ($6p^2^3P_2 - 6p^2^3P_1^0$ 的共振跃迁波长为 2663 Å) 能级上去. 从 $6p^2^3P_1^0$ 能级到 4058 Å 跃迁的上能级 $6p^2^3P_0^0$ 存在通过中间能级 $6p^2^3D_{2,1}$, $6p^2^3P_1$ 的级联衰变, 而由 $6p^2^3P_1^0$ 到 2802 Å 跃迁的上能级 $6p^2^3F_3^0$ 是跃迁禁戒的 (参见图 2). 实验中探测光束相对于解离光束有 20—30ns 的延迟. 经过这一段时间, $6p^2^3P_1^0$ 上的粒子大部分都能通过级联衰变回到 $6p^2^3P_0^0$ 上去. 这就使得 4058 Å 荧光基本上维持随 I_{2660} 的平方变化, 而 2802 Å 荧光偏离这个关系. 由 2660 Å 解离光所引起的近共振激发布居于亚稳能级 $6p^2^3P_2$ 上粒子的作用,是随着解离光光强的增加而增加的. 这在实验中也观察到. 2) 根

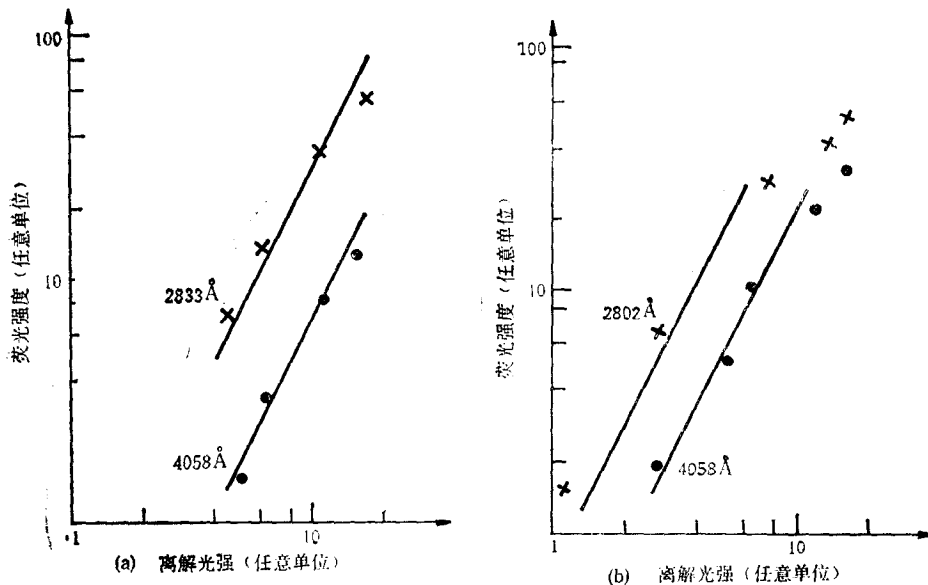


图 3 2833 Å(a) 和 2802 Å(b) 激光作探测光束时,相应的荧光强度随解离光强的变化
直线表示 $I_{\text{荧光}} \propto I_{\text{解离}}^2$

据对 PbCl 分子能级的计算, PbCl 分子在 2804 Å 处有吸收线,这也会对 2802 Å 的光产生近共振的吸收,从而影响了测量的结果。

激光诱导荧光与解离激光光强的关系,实际上反映了 PbCl₂ 在光解后布居在 Pb 原子的亚稳态 $6p^2\ ^3P_2$ 和基态 $6p^2\ ^3P_0$ 上的粒子数与解离光光子数的关系。因此,从以上的实验结果可以看出 PbCl₂ 的解离是一个双光子过程。

从另一方面来看,把 Cl₂ 从 PbCl₂ 中解离形成 PbCl 自由基所需要的能量为 3.2eV,因此能量为 4.4eV 的 2660 Å 的光子有足够的能量首先解离 PbCl₂ 产生 PbCl。PbCl 的能级图如图 4 所示^[4]。从分子的位能曲线可以看出, PbCl 分子的 $X(^2\Pi_{1/2})-B(^2\Sigma)$ 的跃迁波长是在 260—300nm 范围内的。所以, 2660 Å 的光子能使处于分子基态 $X(^2\Pi_{1/2})$ 的粒子跃迁到激发态 $B(^2\Sigma)$ 上,根据计算, $X(^2\Pi_{1/2}, \nu' = 1) \rightarrow B(^2\Sigma, \nu' = 7)$ 的跃迁波长为 2662 Å。而 B 态与 C 态位能曲线相交,表示处于 B 态的分子能通过无辐射跃迁转入 C 态,即发生预解离。C 态是由 Pb 原子的亚稳态 $6p^2\ ^3P_2$ 与 Cl 的基态组成。综上所述, PbCl₂ 分子的光解离是这样的双光子过程:

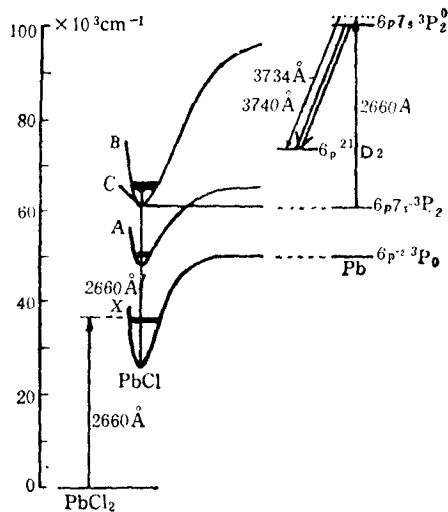
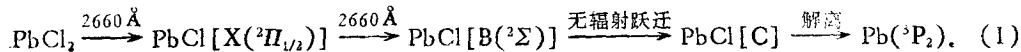


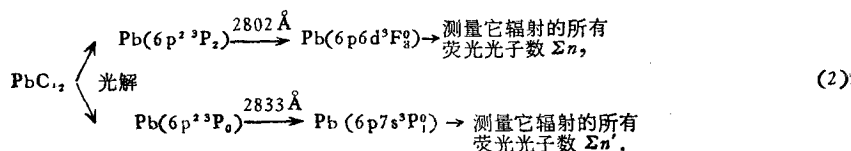
图 4 PbCl 的能级图



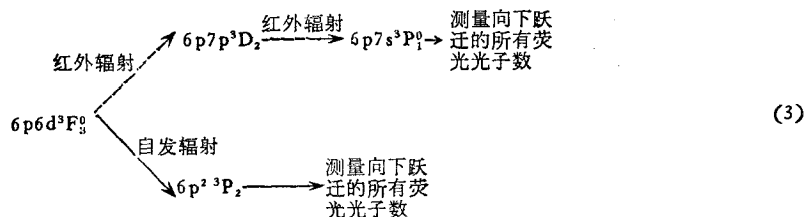
三、能级相对布居的测量

PbCl_2 分子被 YAG 激光的四次谐波 2660 Å 分解后,造成了 Pb 原子能级上的粒子数布居。为了测量 Pb 原子在亚稳能级 $6p^2\ ^3P_2$ 与基态能级 $6p^2\ ^3P_0$ 之间的相对布居,我们采用与 Pb 原子的 $6p^2\ ^3P_2-6p\ 6d\ ^3F_3^o$ 跃迁共振的、波长为 2802 Å 的激光和与 Pb 原子的 $6p^2\ ^3P_0-6p\ 7s\ ^3P_1^o$ 跃迁共振的、波长为 2833 Å 激光作探测光束,分别把处于 Pb 原子亚稳态 $6p^2\ ^3P_2$ 上的粒子和基态 $6p^2\ ^3P_0$ 上的粒子共振激发到上能级 $6p\ 6d\ ^3F_3^o$ 和 $6p\ 7s\ ^3P_1^o$, 然后探测由它们向各下能级跃迁的荧光强度,以确定 Pb 原子 $6p^2\ ^3P_2$ 与 $6p^2\ ^3P_0$ 之间的相对粒子布居。

光离解及探测过程可简单表示为



用激光诱导荧光的方法确定二能级上粒子数相对布居的原理,文献[3]中已有简述。这里只作简要说明。当入射一束与 Pb 原子的 $6p^2\ ^3P_2-6p\ 6d\ ^3F_3^o$ 跃迁共振的、波长为 2802 Å 的探测光时,处于被测量的 $6p^2\ ^3P_2$ 亚稳能级上的粒子被共振激发到 $6p\ 6d\ ^3F_3^o$ 能级,其激发速率为 I_{2802}, B_{2802} 。其中 I_{2802} 和 B_{2802} 分别表示探测光束的强度及上述跃迁的爱因斯坦系数 B 。共振激发到 $6p\ 6d\ ^3F_3^o$ 能级上的粒子主要通过自发辐射向下跃迁,其主要通道可能为(图 2)



此外,还有一些其它原因也造成了 $6p\ 6d\ ^3F_3^o$ 能级上的粒子通过别的通道向下跃迁。我们把由 $6p\ 6d\ ^3F_3^o$ 能级向下跃迁以及级联跃迁的波长和起止能级列于表 1。为了避免计算重复,只取级联跃迁中的最后一个光跃迁。

表 1 由 $6p\ 6d\ ^3F_3^o$ 向下跃迁以及级联跃迁的波长和起止能级

跃迁波长(Å)	2170	2614	2802	2833	2873	3640	3683	4058
起始能级	$6p\ 6d\ ^3D_1^o$	$6p\ 6d\ ^3D_2^o$	$6p\ 6d\ ^3F_3^o$	$6p\ 7s\ ^3P_1^o$	$6p\ 6d\ ^3F_2^o$	$6p\ 7s\ ^3P_1^o$	$6p\ 7s\ ^3P_0^o$	$6p\ 7s\ ^3P_0^o$
终止能级	$6p^2\ ^3P_0$	$6p^2\ ^3P_0$	$6p^2\ ^3P_2$	$6p^2\ ^3P_0$	$6p^2\ ^3P_2$	$6p^2\ ^3P_1$	$6p^2\ ^3P_1$	$6p^2\ ^3P_2$

以上这些能级跃迁只是在 2660 Å 的解离光和 2802 Å 的探测光共同作用下才出现,说明的确是由于 2802 Å 的探测光把 $6p^2\ ^3P_2$ 亚稳能级上的粒子共振激发到上能级 $6p\ 6d\ ^3F_3^o$, 然后向下跃迁产生的。

实验中使用的探测光很弱,通过共振激发到 6p 6d ³F₃ 态上的粒子密度很低,所以因碰撞等原因造成的非辐射跃迁很小.

根据图 2 写出当用 2802 Å 的弱激光探测时的速率方程为

$$\begin{cases} \frac{dN_4}{dt} = N_5 A_{54} - N_4 (A_{41} + A_{42} + A_{43}), \\ \frac{dN_5}{dt} = N_7 A_{75} - N_5 A_{54}, \\ \frac{dN_7}{dt} = N_3 n_L \sigma_{37} - N_7 (A_{75} + A_{73}), \end{cases} \quad (4)$$

其中 n_L 为探测激光的光子数, N_i 为第 i 能级上的粒子数, A, σ 则分别为爱因斯坦自发跃迁系数与受激跃迁截面. 测量由这些能级向下跃迁的自发辐射, 就相当于对时间从 0 到 t_0 的积分. 由于在足够长的时间 t_0 内 ($t_0 \gg$ 激光持续时间 $T, t_0 \gg$ 激发态寿命 τ_{ik}), 被激发到能级 4, 5, 7 上去的粒子都将通过辐射跃迁下来, 故有

$$\int_0^{t_0} \frac{dN_4}{dt} dt = \int_0^{t_0} \frac{dN_5}{dt} dt = \int_0^{t_0} \frac{dN_7}{dt} dt = 0. \quad (5)$$

结合(4),(5)两式和探测激光很弱, N_3 基本保持不变的实验条件, 可得

$$N_3 = \frac{\int_0^{t_0} [N_7 A_{73} + N_4 (A_{41} + A_{42} + A_{43})] dt}{\sigma_{37} \int_0^{t_0} n_L dt}, \quad (6)$$

其中 $\int_0^{t_0} [N_7 A_{73} + N_4 (A_{41} + A_{42} + A_{43})] dt$ 为我们探测的由 6p 6d ³F₃ 向下自发辐射的几条主要荧光线的荧光光子数之和, $\sigma_{37} \int_0^{t_0} n_L dt$ 则为受激跃迁系数与探测光光子数的乘积. 以上我们从 Pb 原子的几个主要能级上粒子的速率方程得出(6)式, 推导中包括了由这几个能级辐射的所有可能偶极跃迁(红外跃迁、光跃迁). 容易看出, 再考虑到其它次要能级, 这个推导仍成立, 只需在(6)式等号右端的荧光总光子数上再加上其余能级向下跃迁的荧光光子数即可. 在实验中, 我们是对由 6p 6d ³F₃ 能级向下跃迁及其级联跃迁的荧光都进行探测而得到的所有荧光光子数 n .

同样, 对 6p² ³P₀ 基态上的粒子布居是用与 6p² ³P₀—6p 7s ³P₁ 跃迁共振的 2833 Å 激光入射, 并接收从 6p 7s ³P₁ 能级向下跃迁的、波长分别为 2833 Å, 3640 Å 和 4058 Å 的荧光. 同(6)式类似, 有

$$N_{3P_0} = \frac{\int_0^{t_0} N_4 (A_{41} + A_{42} + A_{43}) dt}{\sigma_{14} \int_0^{t_0} n'_L dt}. \quad (7)$$

实验中, 两束探测激光的光强都很弱, 且相等: $I_{2802} = I_{2833}$ (用能量计监测). 这样, 便得到 Pb 亚稳态 6p² ³P₂ 与基态 6p² ³P₀ 之间的相对布居为

$$\frac{N_{3P_2}}{N_{3P_0}} = \frac{(\sum n) \sigma_{2833} \cdot \lambda_{2833}}{(\sum n') \sigma_{2802} \cdot \lambda_{2802}}, \quad (8)$$

其中 $\sum n = n_{2614} + n_{2170} + n_{2802} + n_{2833} + n_{2873} + n_{3640} + n_{3683} + n_{4058}$,

$\sum n' = n'_{2833} + n'_{3640} + n'_{4058}$.

n_{2614} 表示由 2802 Å 的探测激光诱导出的波长为 2614 Å 的荧光光子数, n'_{2833} 表示由 2833 Å 的探测激光诱导出的波长为 2833 Å 的荧光光子数。实验中我们用光电倍增管测量不同波长的光电子数的相对值, 然后根据光电倍增管的量子效率特性曲线即可得到不同波长的荧光光子数的相对值。

实验中观测时间 $t_0 \gg$ 激光持续时间 T 和激发态寿命 τ_{ik} 也是得到满足的。

用这种方法, 我们测量了不同热管炉温度下的 N_{3P_2}/N_{3P_0} 值(见表 2)。结果表明, 当热管炉温度在 400°C 左右时, 相对布居值最大。

表 2 不同热管炉温度下的相对布居值

$T(^{\circ}\text{C})$	350	400	450	530
N_{3P_2}/N_{3P_0}	5.3	9	5.1	2

在热管炉温度 400°C 左右相对布居值最大的原因还不十分清楚, 我们推测可能是由于 PbCl_2 光解到 $\text{Pb } 6p^2 \ ^3P_2$ 能级和 $6p^2 \ ^3P_0$ 能级上是两个对温度有不同依赖关系的过程所造成的。

为了了解相对布居值的时间特性, 我们采用光学延迟的方法, 在探测光束相对解离光束的不同延迟时间下测量了相对布居值(见表 3)。这个结果是合理的。实验中用的解离

表 3 亚稳态 3P_2 相对基态 3P_0 的布居值的时间特性

$T_d(\text{ns})$	8	10	20	30
N_{3P_2}/N_{3P_0}	6.9	9	8.6	9.2

激光的脉宽约为 12ns, 当解离激光的作用结束时, 相对布居达到最大值。而在延迟时间为 10—30ns 时, 相对布居值保持不变。这一结果正是亚稳态布居所特有的性质。因为 Pb 原子的一般低激发态的寿命均在 10ns 以下, 所以布居在一般激发态上的粒子, 当激发停止 10ns 后, 都会落回基态去。而亚稳态 $6p^2 \ ^3P_2$ 的寿命长达数微秒, 只要没有其它退激发机制, 即使延迟 30ns, 布居在亚稳态上的粒子数也不应有明显减少。

由于亚稳态 3P_2 的统计权重为 5, 基态 3P_0 的统计权重为 1, 从以上结果得知, 它们之间已经存在粒子数的反分布。

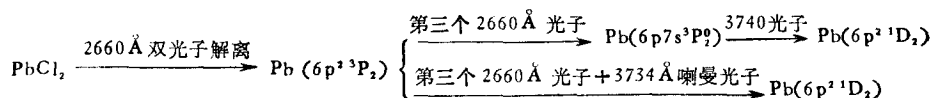
四、以亚稳态布居为基础的受激辐射

当仅以 YAG 激光的四次谐波 2660 Å 入射到 PbCl_2 炉中, 在 3740 Å 及 3734 Å 两个波长上能观察到强的定向辐射。它们对于入射束功率及 PbCl_2 密度有明显的阈值关系, 分别为 0.6mJ 和 10^{15}cm^{-3} 。根据 Pb 原子能级, 3740 Å 相应于 $\text{Pb } 6p^2 \ ^1D_2$ 到 $6p \ 7s \ ^3P_2^{\circ}$ 的共振跃迁波长, 而 3734 Å 则相应于 2660 Å 入射激光诱导的 $6p^2 \ ^3P_2$ 亚稳态和 $6p^2 \ ^1D_2$ 之间的喇曼散射(图 4)。

图 6 表示 3740 Å 辐射的强度随 I_{2660} 的三次方变化, 即 $I_{3740} \propto I_{2660}^3$ 。对 PbCl_2 炉两端的发射表明, 前向及后向发射的 I_{3740} 有相同的量级, 它们的脉宽都是 8ns, 小于相应能级的自发辐射寿命 14ns 及入射激光脉宽 12ns。 I_{3734} 的变化不同于 I_{3740} , 在较低光强下,

$I_{3734} < I_{3740}$, 但随着入射光强的增加, I_{3734} 的增加极快, 远大于三次方关系。

这两条受激辐射线的来源可以从下述的分析得知。由图 4 可见, 亚稳态 $6p^2\ ^3P_2$ 与 $6p\ 7s\ ^3P_0^o$ 之间的共振波长为 $2663\ \text{\AA}$, 它相当接近于入射激光波长 $2660\ \text{\AA}$ 。因此, 一旦 Pb 的 $6p^2\ ^3P_2$ 亚稳态由于 PbCl₂ 光解而被布居后, 入射激光能同时有效地激发 $6p\ 7s\ ^3P_0^o$ 能级, 即 $3740\ \text{\AA}$ 跃迁的上能级, 从而形成 $6p\ 7s\ ^3P_0^o$ 与 $6p^2\ ^1D_2$ 间的粒子数反分布。由前节的讨论知道, $2660\ \text{\AA}$ 激光光解离 PbCl₂ 分子产生 Pb 原子的 $6p^2\ ^3P_2$ 亚稳态的布居是一个双光子过程, 所以, $6p\ 7s\ ^3P_0^o$ 的布居就是一个三光子过程, 也就是说 $6p\ 7s\ ^3P_0^o$ 的布居应比例于 I_{2660}^3 。这就是实验中测量到 $I_{3740} \propto I_{2660}^3$ 的原因。同时, 这第三个 $2660\ \text{\AA}$ 入射光子还在 $6p^2\ ^3P_2$ 亚稳态及 $6p^2\ ^1D_2$ 之间, 以 $6p\ 7s\ ^3P_0^o$ 为中间态诱导产生了 $3734\ \text{\AA}$ 的喇曼激光。随着入射强度的增大, 受激喇曼散射截面增大, 使喇曼散射过程成为主要的受激过程。整个过程表示为



由此可见, $3734\ \text{\AA}$ 及 $3740\ \text{\AA}$ 这两个受激辐射都是以光解离 PbCl₂ 产生的 Pb($6p^2\ ^3P_2$) 亚稳态为基础的, 这进一步证实了前节讨论的光解离过程。

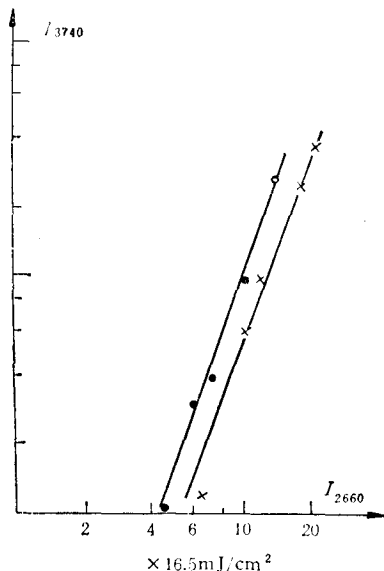


图 5 辐射强度 I_{3740} 随入射光强 I_{2660}^3 的变化 ● 表示炉温 550°C ; × 表示炉温 490°C ; 直线表示 $I_{3740} \propto I_{2660}^3$

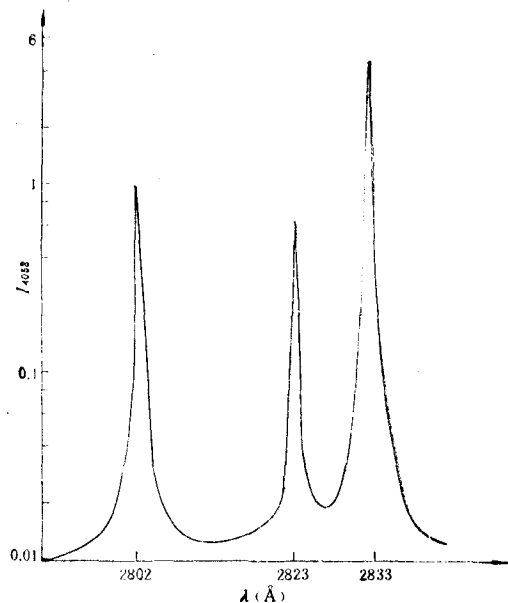


图 6 I_{4058} 随入射波长 λ 的改变 入射能量为 0.4mJ

五、讨 论

从第二节对 PbCl 能级结构的分析可以看出, 在 PbCl₂ 光解过程中, $260\text{--}300\text{nm}$ 之间的各个波长的紫外光都能产生同样的效果, 即它们对 $\text{PbCl}_2 \rightarrow \text{PbCl}$ 及 $\text{PbCl} \rightarrow \text{Pb}$ ($^1P_1, ^3P_0$) 都会起作用。为了验证这一点, 我们进行了另一实验。增强 280nm 的可调谐激光的光强到 0.4mJ , 并聚焦以提高单位面积的功率密度, 然后入射进 PbCl₂ 炉中, 观察

由这束光单独作用所产生的效应。这时,这束光不仅起解离光束的作用,同时也起探测光束的作用。实验结果如图 5 所示。当激光波长从 278nm 调谐至 284nm 时,接收从 Pb 的 $6p\ 7s\ ^3P_1^o$ 到 $6p^2\ ^3P_2$ 跃迁产生的 4058 Å 荧光,分别在激光波长为 2802 Å, 2823 Å 和 2833 Å 处观察到三个峰。它们的来源可以借助于图 2 来说明:与用 2660 Å 激光作为解离光束一样,现在在 280nm 激光的作用下, $PbCl_2$ 同样被解离并形成 Pb 的 3P_2 亚稳态及 3P_0 基态上的粒子数布居。当 $6p^2\ ^3P_2$ 亚稳态有粒子数布居时, 2802 Å 及 2823 Å 的激光将分别共振激发 3P_2 能级上的粒子到 $6p\ 6d\ ^3F_3^o$ 和 $6p\ 6d\ ^3D_3^o$ 能级上。这两个能级上的粒子通过一些中间能级以级联衰变的形式落到 $6p\ 7s\ ^3P_1^o$ 能级,即 4058 Å 跃迁的上能级,从而观察到 4058 Å 的荧光。而当激光被调谐到 2833 Å 时,它直接激发处于基态 $6p^2\ ^3P_0$ 上的粒子到 $6p\ 7s\ ^3P_1^o$,也发出 4058 Å 荧光。这样,三个峰的存在明确地说明在 280nm 附近的紫外光作用下,同样形成 Pb 原子的 $6p^2\ ^3P_2$ 亚稳态及 $6p^2\ ^3P_0$ 基态的布居,这支持了(2)式表示的解离过程。

在 Wellengehausen 等人的工作中^[2],用 193nm 的激光去光解 PbI_2 分子,没有看到 $6p^2\ ^3P_2$ 亚稳态的布居而是观察到更高的 $6p^2\ ^1S_0$ 亚稳态的布居,其原因也可以用 PbCl 的位能曲线来解释。

上述的两步光解离过程说明了 $6p^2\ ^3P_2$ 亚稳态布居占优势的原因。但为什么 $6p^2\ ^3P_0$ 基态仍有相当多的布居,并且这个布居的变化也与 I_{2660}^2 成比例这还不很清楚。一个可能的过程是: $PbCl_2 \xrightarrow{\text{双光子}} Pb(^3P_0) + Cl_2$, 即直接产生 Pb 的基态。这个过程所需的能量为 6.4eV^[5], 2660 Å 两光子的能量为 8.8eV。从能量的角度来看,上述过程是可能的。

参 考 文 献

- [1] K. Ludewigt, H. Schmidt, R. Dierking and B. Wellengehausen, *Opt. Lett.*, 10(1985), 606 及其后的参考文献。
- [2] B. Wellengehausen, K. Ludewigt and H. Welling, *Proc. Soc. Photo. Opt. Instrum. Eng.*, 492(1985), 10.
- [3] W. Demtröder, *Grundlagen und Techniken der Laser-Spectroscopie*, Springer-Verlag, Heidelberg, (1977), p. 176.
- [4] K. Wieland and R. Newburgh, *Helv. Phys. Acta*, 25(1952), 87.
- [5] L. Brewen *et al.*, *Chem. Rev.*, 63(1963), 111.

PHOTODISSOCIATION OF $PbCl_2$

ZHANG JIE CHENG BING-YING ZHANG DAO-ZHONG

WANG LI-HUA ZHAO YU-YING WANG TIAN-JUAN

(*Institute of Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The population on $6p^2\ ^3P_2$ metastable state and $6p^2\ ^3P_0$ ground state of Pb atoms are demonstrated, which are originated from dissociating $PbCl_2$ by the fourth harmonic of YAG lasers. The population ratio of 3P_2 to 3P_0 is measured in terms of laser-induced fluorescence. The results indicate that the dissociation of $PbCl_2$ is a two photon process and the population inversion between 3P_2 and 3P_0 exists. The stimulated Raman radiation based on the population of 3P_2 metastable state is observed. The possible way of dissociation is studied.