

利用激光感生荧光直接显示原子 能级超精细结构的新方法*

周汝枋 周志尧 倪国权 王育竹
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文详细讨论了一种在空间直接显示原子的超精细结构的方法,并观察到Na原子 $3^2P_{1/2}$ 态的两个超精细能级结构。发散的片状原子束和发散的片状激光束在空间相互作用,当多普勒频移等于原子跃迁频率和激光器频率之差时,原子被激发并在空间发光。计算和实验都已证实发光轨迹是一圆弧。荧光带的数目表明起精细能级的数目,根据空间位置可定出能级间隔,荧光带的宽度反映原子束的速度分布,实验研究了钠原子的 $3^2S_{1/2}-3^2P_{1/2}$ 的荧光轨迹,照片显示了两个清楚分开的荧光带,带的间距和计算结果相符。

原子能级的超精细结构在通常的吸收或发射光谱技术中是观察不到的,这是因为多普勒效应模糊了超精细结构的分裂。近年来,已发展了多种消除多普勒效应的光谱技术以提高分辨本领^[2,3]。本文提出利用多普勒效应直接观察原子的短寿命能级(10^{-8} sec)的超精细结构。这种方法具有高的分辨本领,决定于能级的自然宽度。因此,这种方法可用于研究原子激发态的超精细结构。

一、原 理

扇形发散的有一定厚度的片状原子束和扇形的有一定厚度的片状激光束在空间相互作用,如图1所示。原子束最大发散角为 2α , $\alpha \approx 11^\circ 30'$,激光束的最大发散角为 2β , $\beta \approx 18^\circ$, θ 是原子和光子相对运动方向之间的夹角, $Oy_0 = 200$ mm, $Ox_0 = 235$ mm。四边形ABCD决定了原子束和激光束的相互作用区域。众所周知,由于多普勒效应,原子与激光相互作用中,原子实际感受到的激光频率 ν 为

$$\nu = \nu_L \left(1 - \frac{v \cos \theta}{c} \right), \quad (1)$$

式中 ν_L 是激光器的频率, v 是原子的运动速度, c 是光速。当 ν 等于原子能级间的共振频率 ν_0 时,处于基态的原子就吸收光子而跃迁到激发态,然后辐射荧光。对于寿命较短的能级,例如 10^{-8} sec量级,若原子的热运动速度为 10^4 cm/sec量级,在这一过程中,原子的移动仅为 10^{-4} cm,不足以产生可察觉到的位移。

收稿日期: 1983年10月19日

* 本文曾在'83 ICL(中国,广州)上宣读。

在原子束和激光束的作用区内任意一点 $P(x, y)$ (见图 1), 不同的原子具有不同的速度, 单位速度间隔内的粒子数服从准麦克斯韦速度分布, 但不同原子的速度方向却是相同的, 都沿着 y_0P 方向。在 P 点, 激光束沿着 x_0P 方向传播, 其夹角为 θ 。不论原子的速度大小如何, 对某一定点 P , 夹角 θ 是个定值。在原子束和激光束的作用区内, θ 值随任意点 P 的坐标 (x, y) 而变, 再加上同一点处原子速度的差别, 由(1)式可知, 空间每个原子所感受到的激光频率 ν 是不同的, 只有满足共振条件的原子才会感生荧光。

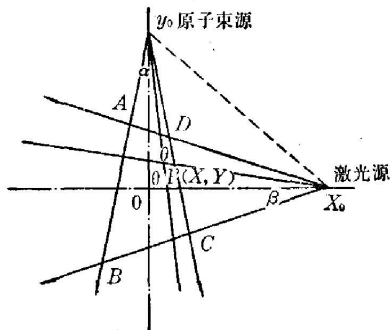


图 1 发散原子束和发散激光束相互作用原理图

Fig. 1 The scheme showing the principle of the interaction between a divergent atomic beam and a divergent laser beam

由(1)式可知感生荧光的条件是

$$v \cos \theta = \frac{\nu_L - \nu_0}{\nu_L} c = \text{常数}. \quad (2)$$

先考虑速度为 v 的原子, 这时(2)式化为

$$\cos \theta = \text{常数}. \quad (3)$$

为计算方便, 我们取

$$\text{tg } \theta = m = \text{常数}, \quad (4)$$

显然(3)式和(4)式代表同一轨迹, 只是两者所取的常数有所差别。由(4)式求得单一速度原子的荧光轨迹为

$$\left[x - \frac{1}{2} \left(x_0 - \frac{y_0}{m} \right) \right]^2 + \left[y - \frac{1}{2} \left(y_0 - \frac{x_0}{m} \right) \right]^2 = \left[\frac{1}{2} \sqrt{1 + \frac{1}{m^2}} \sqrt{x_0^2 + y_0^2} \right]^2, \quad (5)$$

(5)式是圆的标准方程, 圆心的坐标是 $\left[\frac{1}{2} \left(x_0 - \frac{y_0}{m} \right), \frac{1}{2} \left(y_0 - \frac{x_0}{m} \right) \right]$, 半径为 $\frac{1}{2} \sqrt{1 + \frac{1}{m^2}} \times \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ 。显然, 圆心坐标和半径都随着 m 而变。而 m 是由 $\nu_L - \nu_0$ 所决定的一个唯一常数, 当所研究的能级决定后, ν_0 就确定了, 荧光的轨迹随着激光器的频率 ν_L 的变化而变化。由于原子束和激光束相互作用区域的限制(图 1 中的四边形 $ABCD$), 观察到的感生荧光是一个圆弧, 它是(5)式所描述的圆的一部分。考虑到原子具有速度分布, 激光器又有一定的振荡线宽, 在空间出现的荧光轨迹不再是一个圆弧线, 而是一个圆弧带。带的宽度主要由激光器的线宽和原子的速度分布所决定。

设原子具有 n 个超精细能级, 并且能级间隔不超出空间可观察的区域, 在空间可直接观察到 n 条荧光带, 由带的间距可算出能级间隔, 而荧光带的亮度反映它们的跃迁几率。当超精细能级间隔大于上述区域时, 就不能同时观察到全部 n 条荧光带。此时, 通过微调激光器的频率, 可使荧光带在空间移动。原有的荧光带依次移出原子束和激光束的作用区而消失, 随之出现新的荧光带, 观察空间的荧光分布就可直观地测出超精细能级结构。这一方法可适用于观察原子和分子寿命较短能级的超精细结构。

二、实 验

图 2 是实验装置示意图。钠炉 1 自动温控于 650 K, 炉子喷口是 $\phi 0.5 \times 6 \text{ mm}$ 的单管道。隔板 2 上开有宽为 40 mm, 高为 1 mm 的矩形孔, 它用来限制原子束的空间位置, 原子束的最大发散角 α 为 $11^\circ 30'$ 。隔板的另一个作用是把主室 6 和炉室 5 隔开。由钠炉飞出的

绝大多数无用原子限制在炉室内,有利于主室真空度的提高,降低了原子束和激光束作用区内杂散钠原子引起的背景荧光。主室和炉室经气口 7 分别用 K-200 扩散泵抽气,保持主室的真空度在 2×10^{-6} Torr 以上。柱面镜 4 是一根直径 6 mm 的玻璃棒。准直激光束经过柱面镜后发散为片状激光束。经窗口 3 限束后得发散角 β 为 18° 。激光束的位置需要仔细调整使和片状原子束平行和重叠。采用片状原子束和片状激光束得到的是平面图像,较为清晰直观。

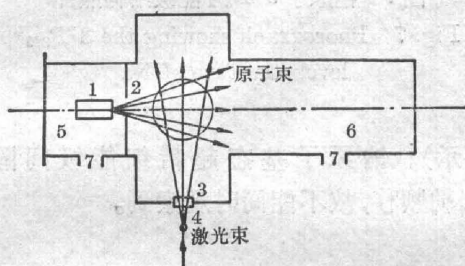


图 2 实验装置示意图

Fig. 2 Experimental apparatus

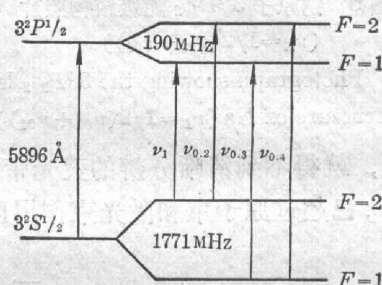
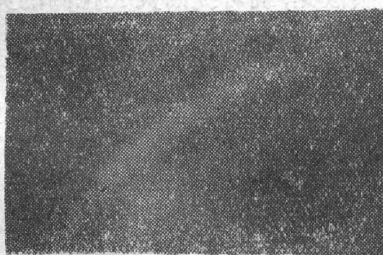
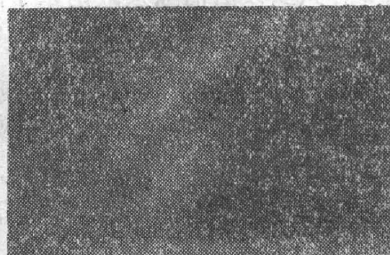


图 3 钠原子部分能级图

Fig. 3 Partial energy levels of Na

钠的 $3^2S_{1/2}$ 和 $3^2P_{1/2}$ 能级各有两个超精细能级 $F=2$ 和 $F=1$, 如图 3 所示。激光器波长调整在 5896 \AA 附近。所用激光器线宽为 50 MHz, 功率为 11 mW。当激光器频率精确调谐到超精细能级间的共振频率, 例如 $\nu_L = \nu_{01}$ 时, 荧光带通过图 1 中的原点 O , 另一条 $3^2P_{1/2}$, $F=2$ 超精细能级荧光带就偏在一边(如图 4 所示)。照片上可明显看出两个荧光带有不同的亮度和不同的宽度。通过原点 O 的荧光带亮度高, 弧的宽度小。这是因为在通过原点的圆弧上, 激光束和原子束保持正交。此时无多普勒频移, 所有速度的原子都会感生荧光, 故亮度最大。而离开原点较远的荧光带, 在同样激光器线宽条件下, 参与发光的原子的速度范围就小, 故亮度较暗, 带宽增加。

图 4 钠原子 $3^2P_{1/2}$ 能级结构照片 ($\nu_L = \nu_{01}$)Fig. 4 Photograph showing the $3^2P_{1/2}$ level structure of Na ($\nu_L = \nu_{01}$)图 5 钠原子 $3^2P_{1/2}$ 能级结构照片($\nu_L = 1/2(\nu_{01} + \nu_{02})$)Fig. 5 Photograph showing the $3^2P_{1/2}$ level structure of Na ($\nu_L = 1/2(\nu_{01} + \nu_{02})$)

当 $\nu_L = 1/2(\nu_{01} + \nu_{02})$ 时, 得到的荧光带照片如图 5 所示。当 $\nu_L = 1/2(\nu_{03} + \nu_{04})$ 时, 得到相类似的图片, 如图 6 所示。与图 5 相比, 唯一的差别是两条荧光带有不同的亮度, 这是因为跃迁几率不同而造成的。

同样可以研究 $3^2P_{3/2}$ 能级的四个超精细结构, 但因激光器线宽已接近和超过所研究能

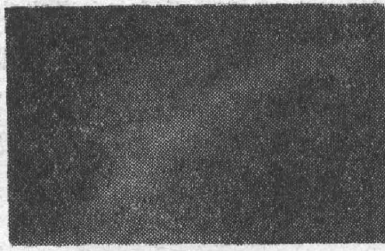


图6 钠原子 $3^2P_{1/2}$ 能级结构照片
($\nu_L = 1/2(\nu_{03} + \nu_{04})$)

Fig. 6 Photograph showing the $3^2P_{1/2}$ level structure of Na ($\nu_L = 1/2(\nu_{03} + \nu_{04})$)

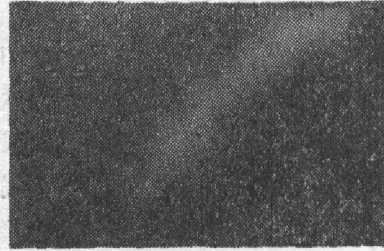


图7 钠原子 $3^2P_{3/2}$ 能级结构照片
Fig. 7 Photograph showing the $3^2P_{3/2}$ level structure of Na

级的间隔,就得不到清晰分辨的荧光带(如图7所示)。钠原子基态超精细能级间隔为1771 MHz,已超过原子束和激光束作用区内的多普勒频移,故不能同时观察到。

三、讨 论

本实验的分辨率主要由激光器的线宽和原子的速度分布所决定。显然,激光器的线宽越大,即使单一速度的原子,也有一个较宽的荧光带。当线宽大于能级间隔时,就不再能分辨,故分辨率的极限取决于激光器的线宽。原子的速度分布对分辨率也有影响,但它和荧光带在空间的位置有关,即和激光器的调谐频率有关。在激光器频率调准到二能级的中心频率时,如本文的实验中 $\nu_L = \frac{1}{2}(\nu_{01} + \nu_{02})$,只要激光线宽小于能级间隔,二荧光带不会重叠,

总有一个暗区将它们分开。这是因为通过图1原点的圆弧带必定是一个暗区。因为在这一圆弧上,相应于 $v = \infty$ 的原子才能与 ν_L 共振,这种粒子数为零。当激光器调谐到其它频率,荧光出现在中心圆弧的一侧时,即使线宽小于能级间隔,荧光带仍然可能产生部分重叠,使分辨率下降。只要设法消除杂散钠原子的荧光及其它杂散光,就可提高荧光检测的灵敏度。

研究能级超精细结构的方法很多,使用本技术只需要一台激光器,激光器不必扫频,也不必测量频差,能级间隔可由荧光空间分布直接算出。

本文利用多普勒效应,在空间直接观察到钠原子激发态的超精细结构。这种技术可用于观察原子的短寿命能级的超精细结构,并具有很高的分辨本领。它也可用于其它研究工作,如分析原子速度分布,或测量激光器谱线宽度。

参加这项工作的还有蔡惟泉、周善钰、王长生和郑卫军等同志。

作者之一(王育竹)曾在东京大学与清水富士夫副教授共同观察到这一现象,并进行过有益讨论,在此,谨对清水先生表示感谢!

参 考 文 献

- [1] K. Shimoda; *«High Resolution Laser Spectroscopy»*, (Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1976).
[2] В. С. Летохов, В. П. Чеботаев; *«Принципы Нелинейной Лазерной Спектроскопии»*, (Издательство «Наука», Москва 1975).

A new method for directly displaying h. f. s. of atoms by laser-induced fluorescence

ZHOU RUFANG ZHOU ZHIYAO NI GUOQUAN CAI WEIQUN AND WANG YUZHU

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

(Received 19 October 1983)

Abstract

In this paper, a detail description of a new method which could directly display the atomic hyperfine structures (hfs) in space is given and the observation of the two hfs of the $3^2P_{1/2}$ state of Na is reported. When a chipped divergent atomic beam interacts with a chipped divergent laser beam in space, atoms will be excited to upper state and then emit fluorescence, if Doppler frequency shift equals the difference between the atomic transition frequency and the laser frequency. Both calculated and experimental results show that the fluorescence loci is an arc. The number of fluorescence bands indicated the number of the hfs, while the positions and the widths of fluorescence bands represent the splittings of the hfs and the velocity distribution of atoms in the atomic beam respectively.

The fluorescence loci corresponding to the transitions from the $3^2P_{1/2}$ state to the $3^2S_{1/2}$ state of Na have been studied. The photographs show two distinctly separated fluorescence bands, and the interval between these two bands is in good agreement with the calculation.

* This paper was presented at '83 ICL (Guangzhou, China)