

用一种新光源的光谱学

Arthur L. Schawlow

(Stanford University)



A. L. 肖洛

引言

科学的光谱学真正开始在瑞典的 Uppsala, 1853 年 A. Angstrom 在那里获得了一个放电火花隙的某些谱线, 它们分别来源于金属电极及电极之间的气体. J. Fraunhofer 在此之前就记录了太阳光谱的暗线并测量了它们的波长. 但是, Angstrom 首先证认了其中一些谱线相应于火花隙中特殊物质所辐射的亮线. 更重要的是, 他得到了氢的红线, 即 H_α 线. 在以后的几年里, Angstrom 在氢里又发现了几条可见

物理

区域的谱线并精确地测量了它们的波长. W. Huggins 和 H. W. Vogel 在 1880 年成功地拍摄了恒星的光谱. 他们发现这些可见区的谱线是一个扩展到紫外区域的更长的系列的一部分. 1885 年巴尔末用一个公式表示了这些谱线的波长. 这个公式是:

$$1/\lambda = \nu = R/n^2 - R/2^2.$$

巴尔末从 Angstrom 的测量中求出了常数 R 的值. 在不知道巴尔末工作的情况下, 5 年后, 里德伯 (J. Rydberg) 提出了一个用于像 Na 一类的碱金属的原子光谱线的更一般的公式:

$$1/\lambda = \nu = R/(n - d)^2 - \text{Const.}$$

巴尔末的公式是里德伯的公式当 $d = 0$ 时的一个特殊情况. 常数 R 就是现在众所周知的里德伯常数. 现在知道, R 标志着原子中电子和原子核结合强度的大小

我们知道, 氢原子光谱的巴尔末方程帮助玻尔提出了原子的量子理论. 在 20 年代, 原子和分子光谱是导致发现量子力学规律的主要实验工具, 而我们对现代物理和化学的理解绝大部分要借助于量子力学.

在 40 年代, 当我是多伦多大学的研究生时, 核物理似乎是一个最活跃的学科分支, 但我们没有加速器. 于是我和其它两个学生 F. M. Kelly 和 W. M. Gray 在 M. F. Crawford 教授的指导下, 用高分辨率的光谱去测量从原子光谱中反映出来的原子核的性质. 由于电子和原子核相互作用产生的光谱线的移位和分裂是很小的, 称之为谱线的超精细结构, 要分辨它们我们必须建立高分辨率的光谱学装置. 我们也必

© The Nobel Foundation 1982.

须压缩从光源来的光谱线宽度，因为宽线产生的重迭可能会完全掩盖住我们想要寻找的细节。当气体密度低到可以忽略相互间碰撞时，谱线宽度主要决定于原子热运动引起的多普勒展宽。向着观察者运动的原子发射出频率更高的光，而离开观察者的原子发射出比静止原子发射的频率更低的光。因为原子速度有一个分布，谱线就被展宽了。多普勒展宽的宽度是：

$$\Delta\nu = (2\nu/c)\sqrt{2kN_0\ln 2} \cdot \sqrt{T/M},$$

这里 ν 是谱线的频率， k 是玻耳兹曼常数， N_0 是阿伏伽德罗常数， T 是绝对温度， M 是分子量。

谱线的多普勒宽度和它的频率之比是 \bar{v}/c 的量级。其中 \bar{v} 是原子速度， c 是光速。 \bar{v}/c 的典型值是 10^{-5} 。如以前 Meissner 和 Luft; Minkowski 和 Bruck 做过的那样，我们在垂直于原子束行进的方向上观察了被电子束激发的大致准直的原子束所辐射的光，它的多普勒展宽被压缩了十分之九左右。这样可以分辨我们想要寻找的超精细结构，但在我们的照相底片上的曝光时间却要 4 个小时。似乎应该有一种更容易的方法，仍然能给出较锐的光谱线。事实上，我们在激光光谱学方面相当大的一部分工作就是寻找这样的方法。

激光光谱学

当 1957 和 1958 年 C. Townes 和我致力于探索是否有可能做出一个激光器时，我们两人都已具有了微波波谱学方面的经验。因此，我们常有这样的一种想法，即光谱的观察可以不用光谱仪，而是用一个窄线宽的光源去扫过整个波段，在某些波长上光会被吸收，在另一些波长上光可以透过。这就是我们当时预见的激光器的几种应用之一。但早期的每一种激光器都只有取决于所用介质的特征波长，它们不能大范围地调谐，仅能扫过激光线的线宽。有时能够利用外加磁场或改变固体激光介质的温度来得到更大的调谐范围。例如，红宝石激光器在室温下发射 6943 \AA 的光，而在 77K 的液氮

温度下则为 6934 \AA 。W. Tiffany, W. Moos 和我用一个温度调谐的红宝石激光器扫描得出了气态溴的一小部分吸收谱并观察激光波长的改变如何影响溴的化学活动性。我们选溴作为研究对象是因为它在能利用的激光波长范围里有大量的吸收线。

有人研究了用于气体激光器的原子的光谱，特别是氦，发现了不少有趣的现象。为了理解这些现象，我们要指出，激光输出波长仅仅是大致地（在多普勒线宽里）由放大介质所决定，更精确地则是由激光共振腔所决定的。改变两个端面反射镜的间距，激光器能够在一定的频率范围里调谐，只要在这个范围里放大足以克服损耗。人们也许会推测，在原子线的中心，增益最大，因而激光输出也最大。但小 W. E. Lamb 根据激光原理的详细理论分析预言了在线中心输出功率将会出现一个下陷。它的存在是因为在激光共振腔里光束是在两个相反方向上行进的。如图 1 所示，在线中心两个光束都与同样的速度为零的激发原子作用。在其它任何区域，光波仅与某些特定的原子相互作用，即这些原子的速度引起的多普勒移位恰好使光与原子共振。这样，有两群具有相同速度，运动方向相反的原子能够被激励产生出激光输出。这种在激光线中心的“兰姆凹陷”很快就被 Bennett, Macfarlane 和 Lamb 观察到了。A. Szöke 和 A. Javan 把它应用于光谱学，同时他们指

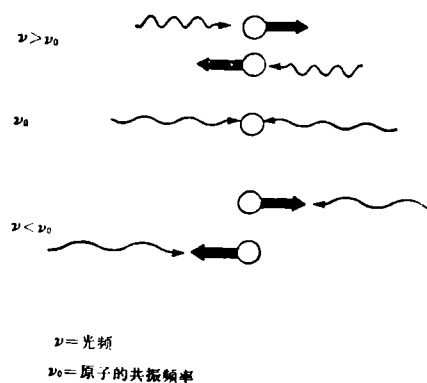


图 1 运动着的分子与迎面来的被多普勒效应增频了的较低频光波或与追来的被多普勒效应减频的较高频光波相互作用

出，在凹陷处的窄共振是无多普勒展宽的。除非气压相当低，否则它对碰撞加宽是很灵敏的。

Paul Lee 和 M. L. Skolnick 指出，如果一种吸收气体被放到激光共振腔里将出现一个“逆兰姆凹陷”，即激光输出在吸收线的中心出现一个峰，这是由于在谱线中心分子的吸收被来自两个方向的光束所饱和。这种从兰姆凹陷及逆兰姆凹陷所得到的窄的、无多普勒展宽的光学共振可用来稳定激光器的波长。

这样，在 60 年代中期，人们就看到了，对于光谱学来说除了单色性外激光还具有几个优点。它的强度至少能使吸收或受激辐射跃迁部分地饱和，因而能在多普勒展宽线上烧出一个窄的吸收或发射孔。它的方向性使我们能观察传播方向相反的光束的组合效应，使我们能确认在选定的方向上恰好速度分量为零的那些原子和分子的吸收，并在没有多普勒展宽的情况下观察光谱的细节。但在当时，我们只能在某些激光器的腔内进行这种工作，并只能在那些刚好有激光线的波长上进行。60 年代末，T. W. Hänsch 和 P. Toschek 用第二个激光光束作用在一个级联跃迁上去探测在激光器内受饱和影响的分子的分布，从而为进一步的发展开辟了道路。

饱和光谱学

1970 年当 Hänsch 和 C. Bordé 分别独立地利用激光的特点给出了激光腔外的气体的无多普勒光谱后，激光光谱学得到了广泛的应用。

如图 2 所示，激光被部分反射镜分成两束，它们以几乎是相反的方向穿过样品。把一个较强的抽运光束以声频斩波，当斩波器打开时束强度足以部分饱和它所通过区域内的分子的吸收。于是，探测光束在通过气体时只是稍微减弱，因此有一个较强的信号到达探测器。当斩波器切断抽运光束时，气体吸收增加，探测光束的光只有一小部分到达探测器。这样，当抽运

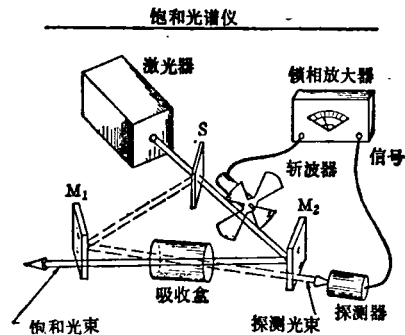


图 2 用于得到无多普勒的外腔饱和吸收光谱的装置

光源被斩波器交替地打开或关断时，探测光束就可被调制。然而，这种调制只在当两个光束与同样的分子相互作用时出现，而且这仅发生在激光与静止的分子，至少是在光束方向上速度分量为零的分子相互作用时。任何沿光束方向运动的分子所看到的波在频率上都向高频或低频移动了，因此这些分子不能同时和两个光束共振。

Hänsch 和 M. Levenson 首先应用了这种方法，他们采用了一个能在几条可见线附近调谐约 $1/20 \text{ cm}^{-1}$ ，即 1500 MHz 的单模氩离子激光器。尽管这个调谐范围仍非常有限，但还是足以探测 I_2 分子的很密的可见区域吸收谱中几条线的细节，例如图 3 示出了 I_2 谱中的一条单线的超精细结构，它是由分子轴向场梯度和两个碘原子核的四极矩之间的相互作用而产生的。虽然随后其它的研究者通过更仔细地稳定激光波长得到了更高的分辨率，但这种方法相对于以前所能达到的分辨率已经是一个惊人的进步了。这就是说，如果把图 3 投影到 2m 宽

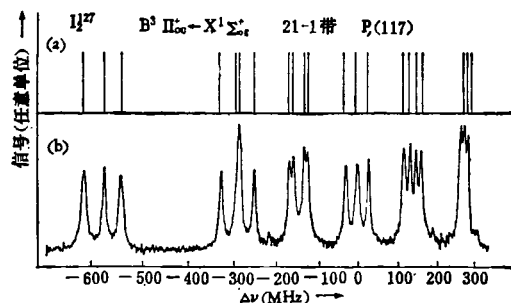


图 3 I_2 分子在 568.2 nm 的 P(117) 21-1, B←X 跃迁的超精细结构 (a) 理论; (b) 实验

的屏幕上,在相同的比例尺下光谱可见部分的宽度将大于 500 km! 尽管仍受压力展宽及激光频率抖动的限制,图中每根线还有约 6 MHz 的宽度,即约 10^{-8} 。原来即使用最好的光谱仪也总是被 600 MHz 的多普勒展宽所掩盖的超精细结构显露了出来,对它的分析,就象在微波波谱学中一样,提供了关于分子的电子分布的信息。

尽管这些线相当窄,但在工作气压为 1 Torr 左右时它们仍被分子间的碰撞所加宽。只要降低碘蒸气盒的温度就很容易减小蒸气密度,但这样无论抽运光束是否存在,探测光束的吸收都将是微乎其微了。在某些红外光谱的研究中, C. Freed 和 A. Javan 指出,当吸收饱和时,紧接着吸收的任何荧光也显出饱和现象,即荧光强度不再线性地正比于激光功率,只要激光强度足够抽空对荧光有贡献的大量分子,荧光就达到平衡。在我们的情况下,不能直接应用 Javan-Freed 方法。因为如果两个传播方向相反的光束一起去饱和某一超精细结构谱线,它对未被分辨开的荧光的所有成分都只引起非常小的变化。M. S. Sorem 和我提出了一种内调制荧光法。我们用斩波盘上具有不同数目小孔的两个环对相向传播的两束光以不同的声频进行斩波。而荧光探测器只对两个斩波频率之和响应。这种和频信号只有当静止分子被两个光束同时激发时才出现。这样,我们就在气压只有 1 m Torr,即仅为通常饱和吸收方法所用气压的千分之一时得到一个相当好的无多普勒展宽的信号。

这离我们最终能得到的灵敏度还差很远。当连续波的宽频可调谐激光器可以实用时,小 W. M. Fairbank 和 T. W. Hänsch 把激光调谐到钠共振线的橙-黄波长上。我们用一个能避免从壁上来的杂散光的钠原子盒测量到了从密度只有每立方厘米几百个原子的钠蒸气上散射的光强度。在蒸气盒冷却到 -30°C 时得到的上述钠原子密度下,光束中平均只有 1—2 个钠原子。这种方法测量钠蒸气密度的灵敏度要比以前的方法高 1 百万倍。已经证实,激光方

法在某些物质的痕量探测上能比其它方法,如放射性方法,更为灵敏。单个原子能散射非常多的光子而不破坏,因此应该可以观察并研究一种物质的单个原子和分子。确实,在最佳情况下用共振激光激发并离化的方法已经能够达到这种灵敏度了。这种方法不能广泛应用的主要困难是缺乏在某些需要的波长上,特别是在紫外区域工作的合适的激光器。

宽频可调谐激光器

整个 60 年代里,新的激光物质和激励方式被大量发现。用光激发许多固体、液体和气体以及放电激发一些气体和半导体都产生了激光作用。但所有这些激光器只能在它们的特征波长上工作,其特征波长是由工作物质的性质决定的,当时即使在同一光谱区也无法得到任意波长的激光输出。我们没有首先预料到能够在一个连续的波长范围里产生激光作用,因为我们认为有效的光学放大是反比于激光线或带的宽度的。然而, P. Sorokin, J. R. Lankard 和 F. Schäfer 独立地用强闪光灯在有机染料中激发了激光作用。这种激光辐射带的宽度达几百埃或更大。

进一步的进展在于实现了用来自另一激光器的高强度激光去抽运宽带激光介质。应该承认,一开始我感到很纳闷:为什么有人愿意做如此没有效率的事,用一个激光去抽运另一个。但事实上,当你需要一束强光去作为抽运光时,选一束适当的激光是得到它的好办法。J. A. Myer, C. L. Johnson, E. Kierstead, R. D. Sharma 和 I. Itzkan 就是用脉冲紫外 N_2 激光去抽运一个可调谐染料激光器的。如图 4 所示,这个染料激光器由染料盒、输出镜和一个衍射光栅组成。光栅代替了普通激光腔中的第二个反射镜。它对某一波长起很好的反射镜作用,当光栅转动时波长也随之改变。现在,人们利用各种染料已能得到可见区域所有波长的激光作用,并已扩展到了近紫外和红外。当用 N_2 激光作为抽运源时,染料激光的脉冲持续时间一般



图4 用 N_2 的紫外激光束作为抽运源,衍射光栅作调谐元件的一个简单的脉冲染料激光器照片

是几个毫微秒. 染料增益很高, 所以端面反射镜、衍射光栅及其它调谐元件不需要有很高的反射率.

但这样一种简单的染料激光器的输出线宽太大了, 不适宜用于高分辨率光谱学. Hänisch 在染料盒和光栅间加上一个望远镜, 从而得到了窄线宽的输出. 因为这时照射到光栅上的光被发散覆盖了更多条刻线, 准直也更好了, 因此调谐的锐度得到改善. 他还在光栅前放一个倾斜的标准具(图5), 这样, 得到的输出具有仅仅被光脉冲的长度限制的亚多普勒宽度, 约 300MHz. 让输出光穿过一个被动共振腔, 在光脉冲长度增加的同时能够得到更单色的输出光.

1970年 Peterson, Tuccio 和 Snively 用氩离子激光器抽运染料激光器, 得到了连续波激光输出. 与 M. Birnbaum 在连续波红宝石激光器中所用的一样, 抽运激光和染料激光是共线的, 而不是象大部分早期的激光器所用的横向配置. 改善连续波激光器的输出显得很困难, 因为得到的放大太小, 所有的调谐元件必须是低损耗的. 而今天, 非常稳定的, 线宽小于 1MHz 的窄线宽激光器已经做出来了.

一旦得到一个高输出功率, 窄线宽而又宽频可调谐的激光器, 就能使激光去适应所要解决的问题而不是相反. 饱和光谱方法已能用于

物理

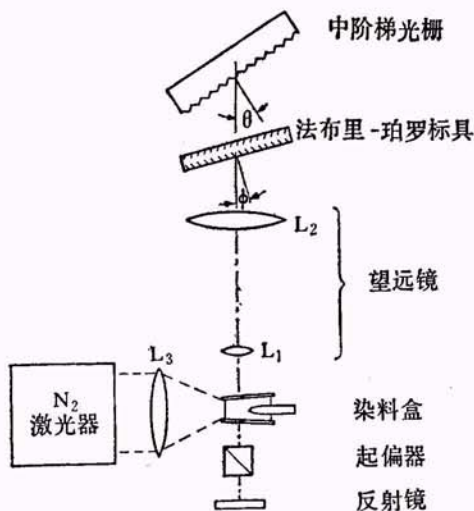


图5 改进的染料激光器示意图,在染料盒和衍射光栅间加上了望远镜和标准具

研究就理论的兴趣而言足够简单的那些原子的谱线的细节. Hänisch 和 I. S. Shahin 用脉冲染料激光首次得到 5890 Å, 5896 Å 的钠 D 线的无多普勒光谱, 基态的超精细结构清晰可辨. 然后, 他们又用这个激光器研究了氢原子的 H_α 红线的精细结构. 为此, 他们做了一个带有能穿过两束激光的端窗的辉光放电管. 与以前一样, 一束是饱和束, 另一较弱的是探测束, 以测量在光束方向上速度分量为零的原子对光的吸收.

图6 示出了按玻尔的量子理论得到的氢原

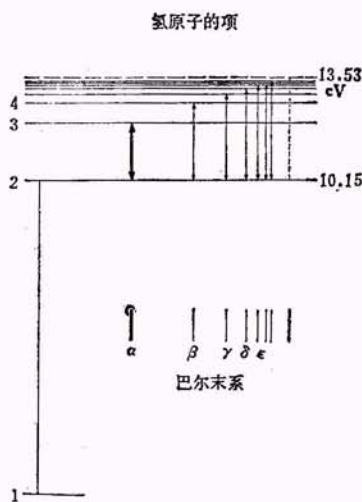


图6 氢原子的能级和跃迁

子能级和光谱线。从较高能级到主量子数 $n=2$ 的跃迁给出了巴尔末系光谱。图 7 上半部是巴尔末系，中间是以 4 万倍放大标尺画出的用最好的常规光谱仪所能看到的红线的精细结构。从理论和从射频测量知道，这条线应有几个精细结构分量，但它们几乎都被大的多普勒展宽所掩盖。图 7 的下部是用激光饱和光谱揭示出的这条线的精细结构。改进是惊人的，精细结构的细节大部分清晰可见，特别是 $2S_{1/2}$ 和 $2P_{1/2}$ 之间的兰姆移位可被清楚地分辨出来。这在以前是不可能的，虽然 G. Herzberg 曾分辨出比氢的兰姆移位大 4 倍的氦离子相应谱线的兰姆移位。

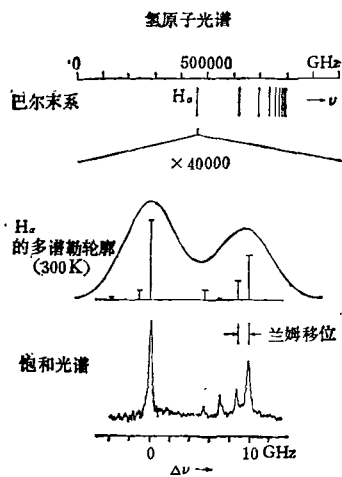


图 7 氢的巴尔末系及由饱和光谱分辨开的 H_{α} 红线的精细结构

微波测量已经给出了所有这些细节相当准确的描述，而利用光学分辨改进测量的希望不大。能比过去做得更好的就是精确确定其中某一个分量的波长，从而得到更精确的里德伯常数值。当然，如果知道这些分量的位置和相对强度，就有可能计算线形并与利用光学光谱确定的线形和位置进行精确比较。但相对强度是由在气体放电中激发和退激发的细致过程决定的。这些过程的不确定性是以前谱线波长测量误差的主要来源。

Hänsch 和他的合作者 I. S. Shahin, M. Nayfeh, Siu Aulee, S. M. Curry, C. Wieman, J. E. M. Goldsmith 和 E. W. Weber 通过一

系列仔细的和创造性的研究，改进了谱线波长的测量，从而改进了里德伯常数的测量精度。他们的精度比以前提高了 80 倍，这就使得里德伯常数成为现在已知最准确的基本常数之一。得到的 $R_{\infty} = 109737.3148 \pm 0.0010 \text{ cm}^{-1}$ 与由 S. R. Amin, C. D. Caldwell 及 W. Lichten 等人做的激光激发原子束实验得到的结果符合很好。

在这些研究的过程中，Wieman 和 Hänsch 发现了一种能提高消多普勒饱和和方法灵敏度的新方法。如图 8 所示，他们用一个偏振的抽运光束优先激发某些特殊取向的分子，留下与该取向互补的分子。让探测光束穿过分别放在样品盒前后的两个相互正交的偏振器。这样，只有具有某些波长的光由于能被定向的分子退偏振才能达到探测器。饱和信号就作为几乎没有干扰本底的增强的透射光出现了，因而由探测光束的强度涨落产生的噪声几乎全部被消除，这样就能在较低的密度下或用较弱的光去观察光谱。这种方法称为偏振光谱。

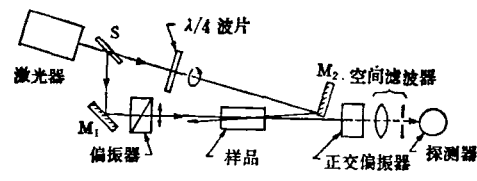


图 8 用于得到无多普勒偏振光谱的装置

另一种消除本底的方法是由 F. V. Kowalski, W. T. Hill 及 R. Schieder 独立地引进的。他们用一个类似于 Jamin 干涉仪的结构，把探测光束分成两部分，平行地穿过样品盒如图 9 所示。并让分裂的探测束重新组合时相互抵消。这样，当一个饱和束减少了其中一条探测束光路上的吸收时，干涉仪就变得不平衡而出现了无多普勒信号。偏振光谱可以说是饱和干涉光谱的一个特殊情况。一个平面偏振的探测波等价于偏振面沿相反方向旋转的两个圆偏振波。这两个圆偏振波组合就能产生一个在原来方向上的平面偏振波。除非这两个圆偏振波成分经受不同的吸收或通过彼此不同的光程，否则合成的平面偏振波将被第二个偏振器

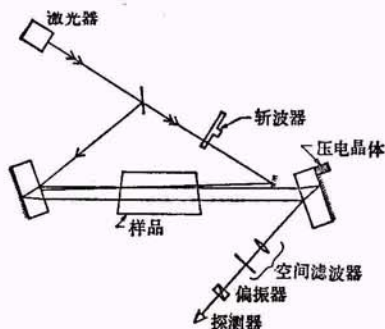


图9 用于得到无多普勒饱和和干涉光谱的装置

阻断。

激光标记的简化光谱

分子光谱远比原子光谱复杂。即使是一个双原子分子，如 Na_2 ，每一个电子态也有好几十个振动态，几百个转动态。因此，我们想找一种系统的方法用激光去简化分子光谱以确认它们的不同能态。在激光出现之前，已用单色光源做过类似的工作，如用滤过光的水银灯去激发某一能级，观察从它跃迁到其它更低能级的荧光。利用单色、可调频的激光器就可做探索分子基电子态的振动和转动结构这类工作。在这种情况下，上能级可以说是被“标记”了，因为有的分子被激发到它上面而被确认，邻近的态却没有。

但如果说关于分子的一切都是知道的，那就是基电子态的那些常数，这些常数也能通过微波波谱，红外或拉曼光谱来研究。因而，M. E. Kaminsky, R. T. Hawkins 和 F. V. Kowalski 用逆过程，即用一束激光把分子从所选定的能级上抽空。这样，所有来源于这个能级的吸收线就变弱了。如果对抽运光束斩波，则来自标记能级的吸收线也以这个斩波频率被调制。如果用一个高分辨率光谱仪扫过这个谱带，从标记能级来的线即使在干扰使它们远离预料的位置时也能够通过它们的调制而被确认。

几乎就在 Hänsch 和 Wieman 提出偏振光谱方法的同时，我们就立刻领悟到这种方法也

物理

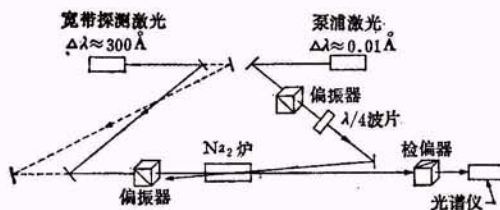


图10 用偏振标记法简化光谱的装置

能用于寻找及辨认分子或复杂原子的能级。用于偏振标记法的装置绘于图10中。从一个重复频率的脉冲染料激光器发出的偏振光束激发了所选低能级上的特定取向的分子，而互补取向的分子则留在低能级上。来自第二个激光器的宽带探测光束穿过分别置于样品盒前后的两个正交的偏振器，然后进入摄谱仪。图11给出了 R. Teets 和 R. Feinberg 观察到的光谱。这里 Na_2 的几个相邻的线被激发了。从每一个标记能级可以看到，每一个振动能级刚好有两条转动谱线 ($J' = J'' + 1$, 和 $J' = J'' - 1$)。为了与此比较，图11还给出了用简单的吸收光谱得到的一小部分光谱。当抽运激光的频率稍加改变，就会出现不同的谱线组。只要辨认出上电子态 $v' = 0$ 能级的最低频率的谱线，就能推断出这些线组的上能级振动量子数。

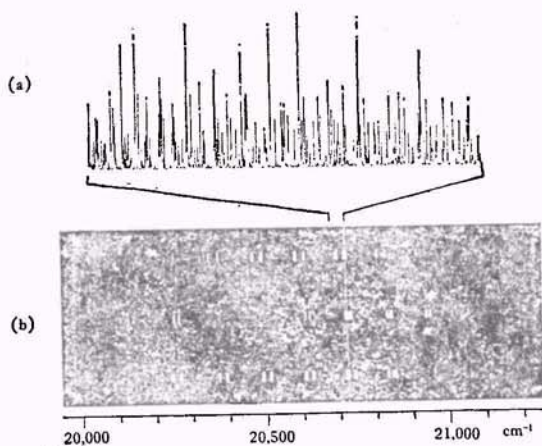


图11 用常规光谱及极化标记光谱得到的 Na_2 谱的一部分

当分子被一个偏振的激光抽运到激发的电子态时，它就有一定的取向，探测光束就能记录从这个电子态到更高能态的跃迁。N. W. Car-

lson, A. J. Taylor 和 K. M. Jones 用这种方法识别了 Na_2 的 24 个激发单电子态, 而以前所有的工作只是给出了大约 6 个激发态的信息. 这些新的能态包括由 $3sns$ 和 $3snd$ 电子组态组成的 Σ , Π 和 Δ 态, 如图 12 所示. 对于大的 n 值, 这些态是分子的里德伯态, 即一个电子离主要由单个 $3s$ 电子束缚着的两个 Na^+ 离子组成的核心相当远. 处于 Δ 态时外部电子对键有一定贡献, 因此当 n 减少, 即外部电子更接近核心时, 位井的深度将增加. 从图 13 能看出

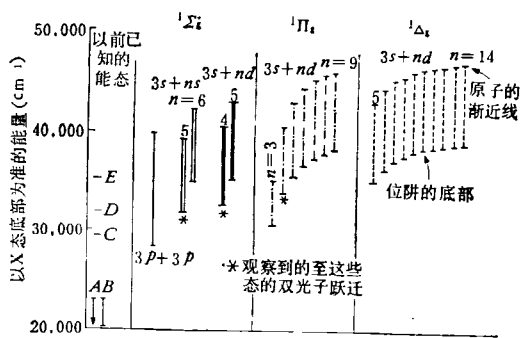


图 12 用两步偏振标记方法给出的 Na_2 激发电子态

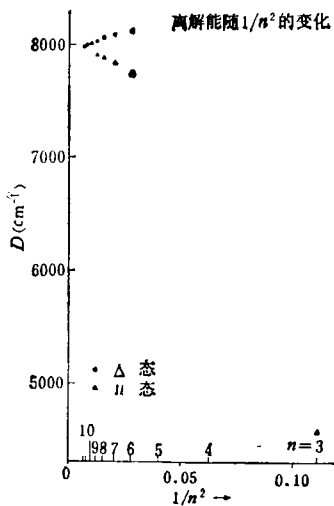


图 13 钠分子里德伯态的离解能与 $1/n^2$ 的关系

这一点. 处于 Π 态时, 外部电子是反键的, 于是当电子接近核心时, 键就减弱了. 对另一些分子常数, 如振动能和键长等, 也可观察到相应的性质. 利用外推法就能得到 Na_2^+ 离子基态的常数的更好的值. 这种方法及几种有关的光学-光学双共振技术对分析复杂原子和分子光

谱正做出越来越大的贡献.

双光子无多普勒光谱

1970 年 L. S. Vasilenko, V. P. Chebotayev 和 A. V. Shishaev 提出了一种能得到无多普勒展宽的双光子谱线的方法. 如图 14 所示, 一个分子沿着来自同一激光器的两个相向而行光束之一运动, 它看到一束光增频, 而另一束光减频, 增或减的量是相同的. 这样, 在一级近似下, 光子频率之和是不受多普勒移位影响的.

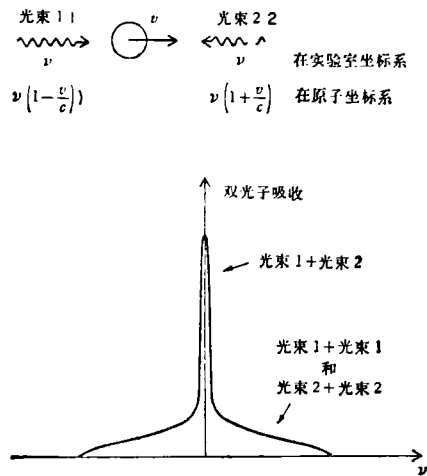


图 14 无多普勒双光子谱的原理

所有的分子对双光子无多普勒线都有相同的贡献. B. Cagnac, G. Grynberg, F. Biraben; M. D. Levenson, N. Bloembergen; Hänsch, K. C. Harvey, G. Meisel 分别在钠原子蒸气中观察到了这个预期的效应. 他们观察了从 $3s$ 基态到 $4d$ 或 $5s$ 能级的跃迁 (图 15). 这些谱线不仅很锐, 而且特别明显并容易探测, 因为存在着极强的允许跃迁, 即熟知的钠 D 线, 它离双光子跃迁所要求的波长只差不到 100 \AA . 这种允许跃迁使得原子在光频上更容易被极化. 它使双光子吸收系数提高了, 提高的倍数反比于光频和允许跃迁频率差的平方, 即偏调的平方. 接着, R. T. Hawkins, W. T. Hill, F. V. Kowalski 和 S. Svanberg 用两个不同频率的激光束, 利用不同的增强谱线达到了钠原子的一些其它能级,

Na4d²D 态的双光子光谱

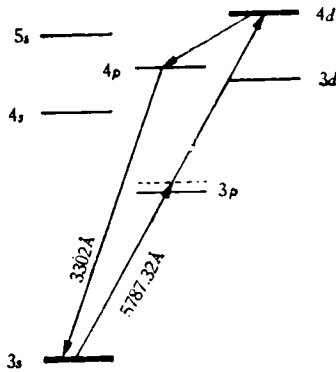


图 15 钠原子能级及一些双光子跃迁

并测量由一外加电场引起的斯塔克效应。他们用激光去横向照射大致准直的原子束，进一步减少了多普勒展宽。

颇有点奇怪的是，在 K. Harvey 的早期工作中，在所期待的原子双光子线附近，还看到一些别的双光子线。由于这些线没有呈现出已知的钠原子基态的超精细结构，因此只可能来源于 Na₂ 分子(图 16)。但值得注意的是，因为在该温度下，分子数比原子数少得多，在单个能级上更少，现在分子线却几乎和原子线一样强。我们认为，这是由于多少有关偶然地与分子的某些允许跃迁线相接了，故分子线增强了。

Na 蒸气中的无多普勒双光子谱

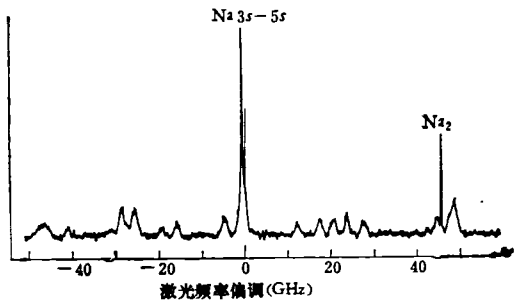


图 16 在钠中原子和分子双光子谱线

J. P. Woerdman 也观察到一些这样的线，并通过 Na₂ 的 A←X 带中靠近的增强线确定了转动量子数。最近，G. P. Morgan, Hui-Rong Xia 和 Guang-Yao Yan 也发现并识别了大量

物理

钠分子的强双光子谱线。与邻近的增强线的偏离已同时用单光子或双光子无多普勒光谱测量了。这些偏离确实是很小的，范围约从 0.1cm⁻¹ 到 0.001 cm⁻¹ (即 38 MHz)。这样，我们看到了确实可能有双光子吸收的几率，而且两步激发几乎与一步激发一样强。

另一方面，在附近不存在增强态时，只要激光足够强，探测灵敏度足够高，双光子无多普勒线也能观察到。Hänsch, Siu Au Lee, R. Wallenstein 和 C. Wieman 观察了氢原子的 1s—2s 的双光子跃迁，用一个工作在可见区的染料激光的二次谐波(2430 Å)激发，染料激光同时扫过巴尔末系蓝线 H_β。他们精确地把氢的 1s—2s 间距及 4 倍的 2s—4s 间距作了比较。按照玻尔理论，这两对能级间距之比应严格为 4 比 1，观察到的偏差即 1s 基态的兰姆移位测量值。用别的方法是无法测量到这个移位的。

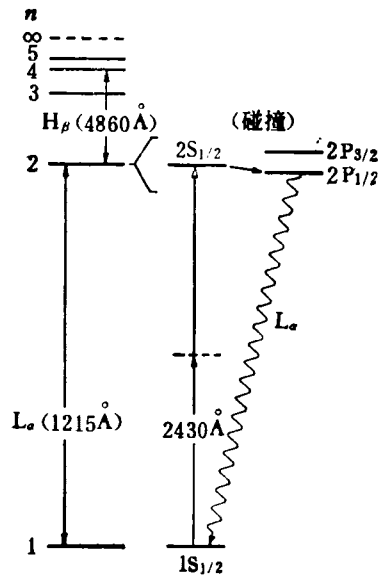


图 17 与测量氢原子 1s 能级兰姆移位有关的能级和跃迁

1s 到 2s 的跃迁特别能引起兴趣，是因为下能级是稳定的、上能级是寿命为 1/7s 的亚稳态。因此这个跃迁的自然线宽应不超过 1Hz，即 10⁻¹⁵。由于通常我们能以线宽 1% 的精度确定线中心的位置，所以这条线的测量精度有可能最终达到 10⁻¹⁷。然而，从来没人测量任何量达到过这种精度！在我们可以希望达到这个目

的之前,诸如二阶多普勒效应、渡越时间展宽、辐射反冲及功率展宽等效应都必须消除。这样大的挑战,足使实验物理学家为此奋斗若干年。

其它方法

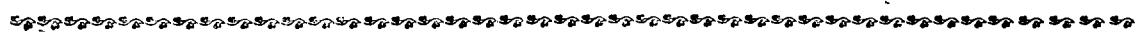
这里没有足够的篇幅讨论大家感兴趣的所有激光光谱方法。S. Haroche 和 J. A. Paisner 用短的宽带激光脉冲激发了几个超精细能级的相干迭加态,从而在荧光中产生了量子拍。J. E. Lawler 把激光吸收的光电流探测方法推广到了测量无多普勒的内调制及双光子线。反过来,这个方法又被 D. R. Lyons 和 Guang-Yao Yan 推广用于无多普勒共振的无极射频探测。

难以详述许多其它实验室得到的激动人心的发现和发展。某些线索可从激光光谱学 5 次

隔年会的会议录中得到。这方面的文章急剧增加。激光光谱学正以各种形式从远红外区的亚毫米波段扩展到真空紫外及软 X 射线区域。

利用激光这种高强度,定向的,相干及高度单色的新的光源,我们正在学习做完全新的一类光谱。我们能分辨出至今被热加宽所掩盖住的细节,能观察并研究少数原子并能简化复杂的光谱。我们测量简单原子得到的精确结果足以向最好的理论计算提出有力的挑战。在过去的几年里,我们的实验能力有了极快的发展,以至于还来不及把这些手段完全应用到那些有趣的,很基本的而且看来它们完全适用的问题上去。使用新光源的光谱正在阐明许多我们以前甚至不可能希望探明的事情,谁说我们不会再遇到更令人惊讶而有趣的事呢?!

(参考文献略) (张道中 译 聂玉昕 校)



(上接 536 页)

收器,估计有极宽的频带和接近量子极限的灵敏度;利用分布布喇格反射激光器结构可以设计光信号放大器,由于周期结构的选频特性可以抑制自发发射噪声,使窄带光信号得到有效的放大。这些都是很有意义的研究发展工作。

另一个很有意义的课题是,能否实现自持分布反馈激光器?我们知道,在高功率激光器中,增益介质中的电磁波驻波将导致增益的周期性调制(空间烧孔效应)或折射率调制(热诱导光栅)。如果这种调制具有足够的分布反馈作用,则可以用来实现非线性的分布反馈激光器。这是一个需要进一步研究的问题。

周期性分布反馈结构一个很有吸引力的潜在应用是,有可能利用晶体的自然周期结构作为 X 射线的分布反馈腔,从而制成超短波的激光器。众所周知,对于 X 射线由于它的波长极短,是不可能应用端面反射镜构成谐振腔的。而晶体的晶格周期与 X 射线波长一般是同数量级,可以满足 X 射线分布反馈的要求,只要找到对 X 射线提供增益的途径就可能实现其受激发

射。目前这样的工作还只是处在设想阶段。

参 考 文 献

- [1] H. Kogelnik and C. V. Shank, *Appl. Phys. Lett.*, **18** (1971), 152.
- [2] K. O. Hill and A. Watanabe, *Opt. Commun.*, **5** (1972), 389.
- [3] *Zs. Ber. Opt. Commun.*, **29** (1979), 103.
- [4] M. Nakamura et al., *Appl. Phys. Lett.*, **22** (1973), 515.
- [5] M. Nakamura et al., *Appl. Phys. Lett.*, **25** (1974), 487.
- [6] M. Nakamura and A. Yariv, *Digest of Technical Paper Topical Meeting on Integrated Optics, Louisiana, (1974), TuB9.*
- [7] S. Wang, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-10** (1974), 413.
- [8] M. Nakamura et al., *Appl. Phys. Lett.*, **27**(1975), 403.
- [9] 相木国男等, *电子技术*, **18**(1976), 92.
- [10] F. K. Reinhart and R. A. Logan, *Appl. Phys. Lett.*, **27**(1975), 45.
- [11] W. T. Tsang and S. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **28**(1976), 596.
- [12] H. Kawanishi et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-13**(1977), 64.
- [13] D. R. Scifres et al., *Appl. Phys. Lett.*, **26**(1975), 48.