

原子物理的

现代实验方法

郭振华

近半个世纪以来,原子物理学的主要发展在于出现了许多新的实验方法。诸如原子束磁共振,光抽运,光频-射频共振,高分辨率激光光谱学等。这些新的实验方法使原子光谱实验的分辨率,灵敏度以及测量精度都得到了很大的提高,已成为深入研究原子的超精细结构和原子与电磁场相互作用的强有力的手段。

一、原子束磁共振

原子束实验最早可追溯到史特恩-盖拉赫实验(1921)。该实验曾证实了电子具有自旋角动量、自旋磁矩,并有空间量子化的特征。至于原子基态的磁共振现象,一直到1938年才被拉比等人用原子束实验方法观测到。

在拉比的实验装置中(如图1所示),有两个不均匀磁场(A、B),它们的方向一致,但 $\frac{\partial B}{\partial Z}$ 方向相反。

当顺磁性原子分别通过A、B区域时,原子束的偏转正好相反。在A、B两个不均匀磁场之间有一均匀磁场(C),当原子束通过C区域时不会发生偏转。在该装置中,还有束源(束炉、狭缝)与检测器。实验时,在C区域一般加射频场。如在原子基态塞曼子能级之间产生了磁共振,因原子磁矩相对于Z轴的取向发生变化而使原子束在B区域内会改变原来轨迹。依检测器检测的原子数变化,可判断磁共振是否发生。

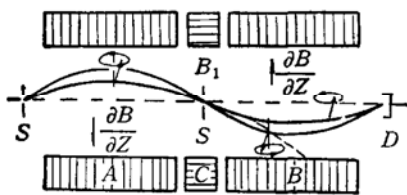


图1 拉比原子束磁共振装置图。图中A、B是非均匀磁场;C是均匀磁场,其场强为 B_0 ;加一射频场 B_1 并与 B_0 垂直;S为源,D为检测器。

应用原子束磁共振,可对原子与原子核的自旋和磁矩以及Lamb移位进行高精度测量。这是因为原子束磁共振法的最大优点在于其中的原子是处在无干扰状态。另外,可使射频电磁波的传播方向与原子束运动的方向正交,因而不存在一级多普勒频移。如果采用可调谐激光,则可以对原子的高激发态进行有效的研究。原子束磁共振还用于原子频标(原子钟)。如

1967年国际计量会议做出决定,以 ^{133}Cs 自由原子零场超精细结构($F=4, m_F=0$) \rightleftharpoons ($F=3, m_F=0$)的两个能级间的跃迁频率相应的9192631770个周期所持续的时间规定为“原子秒”。

二、光频-射频双共振与光抽运

1950年,卡斯特尔首先提出了光抽运(optical pumping,又叫光泵)方法,这是一种不用光谱仪的光谱学。它的主要内容是用光来检测和发现磁共振。光抽运是指用光及射频电磁场与原子发生有效的相互作用,打破原子在所研究能级间的热平衡玻尔兹曼布居,造成所希望的粒子布居数差,以便在样品浓度较低的情况下提高共振信号强度;同时,在激励原子磁共振后,不直接探测原子对微波或射频量子的发射或吸收,而采用光探测方法,探测原子对光量子的发射或吸收。由于光量子的能量比微波或射频量子的能量要高几个数量级,所以探测的共振信号大大增强了,因而光抽运磁共振的灵敏度是相当高的(通常的磁共振要求样品密度为 10^{12}spin/cm^3 ,而光抽运磁共振只要求样品的密度为 10^6spin/cm^3)。典型的光抽运技术是指通过“光抽运-磁共振-光探测”的程序来研究原子的精细结构、超精细结构的。从一定意义上说,光抽运实验也是一种光频-射频双共振实验。

现在,通过光抽运磁共振方法可高精度测量原子基态与激发态的塞曼子能级及朗德g因子,原子高激发态的精细和超精细结构,核自旋,核磁矩,能级寿命等参数。如采用激光作为抽运光源,可对里德伯原子进行选择激发。光抽运方法的研究还导致了光抽运频

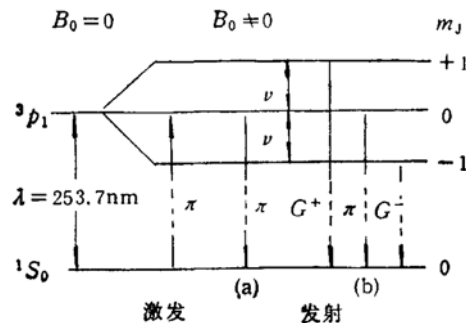


图2 汞原子基态 $6S^2(1S_0)$ 与激发态 $6S6P(3P_1)$ 之间的双共振跃迁。图中 ν 为 $3P_1$ 态塞曼子能级间的共振频率,即 ν 为射频量子。 ν 使大量处在 $3P_1, m_J=0$ 的汞原子跃迁到 $3P_1, m_J=\pm 1, 0$ 态上。当汞自发衰变时,就从 $3P_1, m_J=\pm 1, 0$ 跃迁到 $1S_0, m_J=0$,于是辐射荧光中就出现了 π 线 [$\pi(b)$], σ 线(即 G^+, G^-)。这是用 π 光激发,同时有射频共振发生时的情形,当只有 π 光激发,不存在射频量子 ν 跃迁时,只发射 $\pi(a)$ 。(图中只所以用虚线,是为了与通常的塞曼跃迁区别开来)

率标准与光抽运磁强计的应用。

图2就是光频-射频双共振与光抽运这类实验中的第一个实验的能级图。

三、能级交叉和量子拍

能级交叉是一种不激励磁共振的光抽运技术。能级交叉是原子能级之间的一种干涉效应。原子激发态超精细结构的塞曼子能级在特定数值的磁场中相互交叉,在交叉点上能级发生简并,从而使原子辐射荧光发生相应的变化。可用这种变化来研究原子的能级结构。

人们把零场中的能级交叉又叫汉尔效应。所有的塞曼子能级在场为零时交叉。如果当所加的场通过零值时,所观察到的光强度必然发生变化。能级交叉点处的磁场值与超精细相互作用常数有确定的关系。因而可用能级交叉方法来测定超精细相互作用常数,也可求出能级的超精细分裂值。同时它也是测定原子激发态寿命的重要实验方法。

光拍频也是能级间的一种干涉效应。当原子同时受到抽运光场和射频场的作用时,由于激发态各塞曼子能级间的相干效应,使不同塞曼子能级辐射出来的荧光产生拍频。拍频频率正好等于激发态塞曼子能级间的共振频率。因此可用光拍频现象来探测原子的磁共振。它也可以通过实验测定两个激发态能级的能量差,由此求得的这个能量差是十分精确的。

如果用宽频谱超短脉冲的激光作为抽运光源时,这种光拍频效应常叫做量子拍效应。它是一种常用的高分辨率激光光谱技术。

四、高分辨率激光光谱学

激光光谱学是近20年迅速发展起来的学科。它以激光为光源,解决传统光谱学长期不能解决或难以解决的问题。除了使传统的光谱学方法更趋于精确和完善之外,已发展了不少独特的光谱学方法,从而使光谱分辨率、时间分辨率及灵敏度都有了很大的提高。目前,激光光谱学的最高分辨率已接近 10^{-14} 。因此,激光光谱技术已在原子与分子物理、凝聚态物理、核物理、化学和生物学等领域得到了广泛的应用。

1. 饱和吸收光谱学

设原子体系是具有上、下能级的二能级体系,如果激励光的频率正好与这对能级共振,则原子吸收光,透过的光强变弱了。当较强的一激光束(叫抽运光)与这样的原子体系发生共振时,大量处于下能级的原子因吸收光子而跃迁到上能级,其结果是下能级的原子布居数迅速减少,以至于当另一同频率的较弱的激光束(叫探测光)通过这部分原子气体时,立即发现气体的吸收能力减弱了。这就是气体原子的“饱和”吸收现象,即气体被“漂白”了。饱和吸收光谱正是利用了这

一重要性质。

设有来自同一可调谐激光器的两束激光相向而行,并穿过气体样品。如果激光频率 ν 稍微调偏于原子共振频率 ν_0 ,那么由多普勒效应可知,只有当激光频率 $\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right)$ 时,该激光才能与具有速度为 v 的一类原子发生作用。由于两束激光传播方向相反,频率相同,所以它们只能分别与速度为 v 与 $-v$ 的两类原子作用。

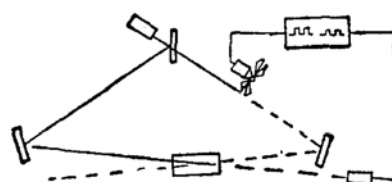


图3 饱和吸收光谱学的实验装置图

当激光频率 ν 被调谐到共振频率 ν_0 时,两激光束只与静止的原子发生作用(或只与激光束垂直方向上运动的原子作用)。由于抽运光把这些原子抽运到上能级,原子的吸收能力变弱;这时,当探测光与这些原子作用时,几乎未受到吸收,所以当 $\nu = \nu_0$ 时,穿过气体样品的探测光强突然变大,这就是我们所需的光谱信号。由于这种饱和吸收排除了多普勒频移,提高了光谱分辨率,因而称之为无多普勒饱和吸收光谱(图3)。

利用无多普勒饱和吸收光谱技术,人们已精确测定了Lamb移位,里德伯常数,一些原子的精细与超精细结构分裂等。例如,1974年,Hänsch等人用饱和吸收光谱法测量了氢的 H_{α} ,直接显示了谱线的精细结构,提高了里德伯常数的测量精度,测得

$$R_{\infty} = 109737.3143(10)\text{cm}^{-1}.$$

2. 饱和偏振光谱学

饱和偏振光谱技术是在饱和吸收光谱技术的基础上加上偏振光进行有选择的饱和激发与检测,可以获得很高的光谱灵敏度与分辨率。

设来自同一可调谐激光器的两光束以相反方向穿越气体样品池,其中一束是较强的抽运光 I_1 ,另一束是较弱的探测光 I_2 。 I_2 经过一起偏器 P_1 后成为线偏振的。如果不存在抽运光 I_1 ,则 I_2 经气体原子吸收后不能通过正交放置的检偏器 P_2 。抽运光 I_1 的作用正好使气体原子改变了探测光束 I_2 的偏振态,因此

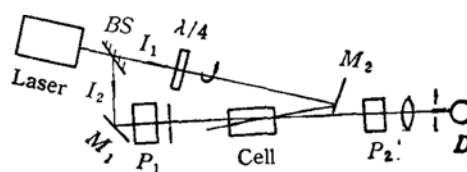


图4 饱和偏振光谱术装置图

1. 通过检偏器 P_2 后,可以接收到相应的信号(图4).

抽运光束 I_1 先经过偏振片成为线偏振光,再经过四分之一波片后成为圆偏振光,即光的电矢量按顺时针方向或逆时针方向转动(称为左旋光或右旋光),这表明相应的光子具有确定的角动量.通常气体样品的原子角动量在空间的取向是各向同性的.按照原子跃迁时角动量的选择定则,只有某一定取向的原子才以较大的截面吸收特定的(例如右旋光)光子.由于抽运光束较强,在抽运光(例如右旋光)的作用下,特定取向的原子都从下能级跃迁到上能级;留在下能级的是具有其它取向的原子,即在下能级上布居的原子,其取向是各向异性的.我们可以把线偏振光看作强度相等的两个圆偏振光的叠加,即右旋光与左旋光的叠加.由于抽运光已把能吸收右旋光的大量原子抽运到上能级,这种气体原子对右旋光的吸收系数 α^+ 小于对左旋光的吸收系数 α^- , 即有 $\Delta\alpha = \alpha^+ - \alpha^- \approx 0$. 结果是,当原来为线偏振的探测光穿过气体样品池以后,右旋光分量的强度减弱很少,而左旋光分量的强度却大大地被减弱,合成的结果便成为椭圆偏振光.也就是说,原来的线偏振(设为 x 方向)探测光,经过与气体原子的作用,出现正交方向(即 y 方向)的偏振分量.它可以通过检偏器 P_2 并被光电器件接收,成为我们所要的信号.这就是所研究的原子体系的偏振光谱.当然,只有当可调谐的激光频率 ν 被调谐到原子跃迁的共振频率 ν_0 , 即 $\nu = \nu_0$ 时,两束光同时才与这些静止的原子发生作用.

利用饱和和偏振光谱技术,人们已经对 H_α 线的超精细结构,里德伯常数进行了更为精确的测量,从而使里德伯常数跃入可以最精确测定的基本常数行列之中.1978年,Goldsmith等人通过测 H_α 中的 $2^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$ 成分,得到 $R_\infty = 109737.31476(32)\text{cm}^{-1}$, 其精度比1974年采用饱和吸收法的测量值精度提高了3倍.

3. 双光子吸收光谱学

如果原子的上、下两个能级之间属于电偶极禁戒跃迁(例如氢原子的 $2^2S_{1/2}$ 到 $1^2S_{1/2}$ 之间的跃迁),则可以通过双光子共振吸收使原子从下能级激发到上能级.但是,如果两个被吸收的光子都来自同一束激光,则这样的双光子吸收谱线仍然存在多普勒频移.设有两束具有相同频率但方向相反的激光束同时与原子体系作用.气体样品就置于这驻波场中.当把激光频率 ν 调谐在原子跃迁的共振频率的一半处 (ν_0), 这样,原子可以同时从左向传播及右向传播的光束中各吸收一个光子.

如果某个原子沿轴向以速度 v 向左运动,根据多普勒效应,原子分别对向右传播的光束和向左传播的光束所响应的频率为 ν_1, ν_2 ,

$$\nu_1 = \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right), \quad \nu_2 = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right),$$

即 ν_1 为蓝移,而 ν_2 为红移.然而,不管原子的速度为何值,原子同时吸收这两个光子后,其跃迁频率为

$$\nu_1 + \nu_2 = \nu_0 \left[\left(1 + \frac{v}{c}\right) + \left(1 - \frac{v}{c}\right) \right] = 2\nu_0.$$

如果激光频率 ν 偏离 ν_0 时,则原子不能同时吸收沿相反方向传播的两个光子.当 $\nu = \nu_0$ 时,激发态上的原子数剧增.由于不仅是静止的原子对双光子吸收有贡献,而是所有原子都有相同的贡献,所以这种无多普勒的光谱信号大大增强,从而弥补了双光子吸收截面小的弱点.

人们利用双光子吸收光谱技术已经实现了氢原子的 $1^2S_{1/2} \rightarrow 2^2S_{1/2}$ 的跃迁,通过精密测量这个跃迁频率,可以更准确地测量里德伯常数与 Lamb 移位.1986年, F. Biraben 等人用双光子吸收光谱技术对氢的里德伯态进行了测量,测得了 R_∞ 值.1989年,他们又改进了实验装置,得到了更加精确的 R_∞ 值,

$$R_\infty = 109737.315709(18)\text{cm}^{-1}.$$

人们还通过对钠原子 $3S$ 态与 $5S$ 态的超精细结构能级间容许的双光子跃迁的测量,确定了 $5s$ 态的超精细结构常数.

五、束箔光谱学

束箔光谱学是本世纪六十年代以后才发展起来的一种新的光谱技术.它以束箔光为光源.束箔光是这样产生的:经加速器加速的离子束从一固体薄箔片穿过,可使离子束中的离子受到激发,从而在尔后的飞行过程中衰减.束箔光谱技术的特点主要是:(1)研究的元素范围广.随着全离子源的出现,人们几乎可以研究周期表中的所有元素及它们的同位素的光谱;(2)适用于高激发态和多重激发态原子的研究;波长范围广,从软 X 射线一直延伸到近红外波段,可以研究高离化态的内壳层过程;(3)离子与箔片的相互作用时间极短 (10^{-14}s),可以认为是瞬时激发,因而可以用来测量粒子激发态的寿命.

由于束箔光源中离子束的运动速度很高,多普勒效应不能忽略,这是束箔光谱学中的一个不利因素.不过,人们已采用了所谓“重新聚焦”的方法,大大减弱了多普勒效应的影响.此外,束箔光源的低离子密度使其光强很弱,在实验中必须采用弱光检测技术.

目前,束箔光谱学已成为实验原子物理学的一个重要组成部分,为研究原子和离子的高激发态,多重激发态,高电离态可提供大量的信息.