氢 原 子 的 辐 射

丁 沅

摘 要

本文就氢原子的能级、氢原子光谱线系与自发辐射、氢原子的微波辐射和氢原子的双光子辐射四个方面，进行了评述。并在评述的基础上，对氢原子 $n=2$ 能级的超精细结构跃迁（微波辐射）作了计算。

氢原子是最简单的原子，它表现的规律，简单明晰，易于观察，因此它往往成为研究更复杂原子的突破口。此外又由于它是理论上唯一能精确求解的原子，将理论结果与实验对照，以验证理论的正确与否，它又是最好的目标。因此氢原子至今仍为科学家所重视。本文先就氢原子的自发辐射问题，作一些简略的讨论。

一、氢 原 子 的 能 级

自从玻尔发现氢原子具有分立的能级以来，对氢原子的理论探讨，已经很详尽了。首先把氢原子看成是一个电子质点在原子核的库仑场中运动，在这种模型下，讨论了氢原子能级的粗略结构。这时氢原子的薛定谔方程是：

$$\left(-\frac{k^2}{2m}\nabla^2+\frac{ze^2}{r}\right)\Psi=E\Psi$$

式中 m 是电子的折合质量，为了把类氢系统也考虑在内，引进了原子序数 Z。在原子的薛定谔方程中，这是唯一能求解的方程，在 $E<0$ 时，其解具有如下形式：

$$\Psi_{nlm}=R_{nl}(r)Y_l^m(\theta,\varphi)$$

其中 $R_{nl}(r)$ 是 r 的函数，但依赖于两个整数 n 和 l，$Y_l^m(\theta,\varphi)$ 则依赖于整数 l 和 m。这一结果说明：氢原子的状态（用 Ψ_{nlm} 描写）是分立的，只有 nlm 是整数的状态才能存在。此外 nlm 的取值范围还有一定限制：$n=1,2,\cdots\cdots$；$l=0,1,2\cdots\cdots,(n-1)m=0,\pm1,\pm2,\cdots\cdots,\pm l$。

在这些分立的状态中，氢原子的能量可以计算出来，为

$$E_n=-\frac{z^2me^4}{2(4\pi\varepsilon_0)^2n^2h^2}=-hcR_y\frac{z^2}{n^2}$$

这一结果包含两点意义，首先能量是分立的，它依赖于量子数 n，其次能量是简结的，即 lm 不同的 Ψ_{nlm}，只要 n 相同，对应的能量相同。

以上讨论了粗略的能级系统，我们把它表示在图1最左边的一列中，其中各能级以光谱符号标志，它们与各量子数的对应，按通常的方式规定。

本文于1983年3月3日收到

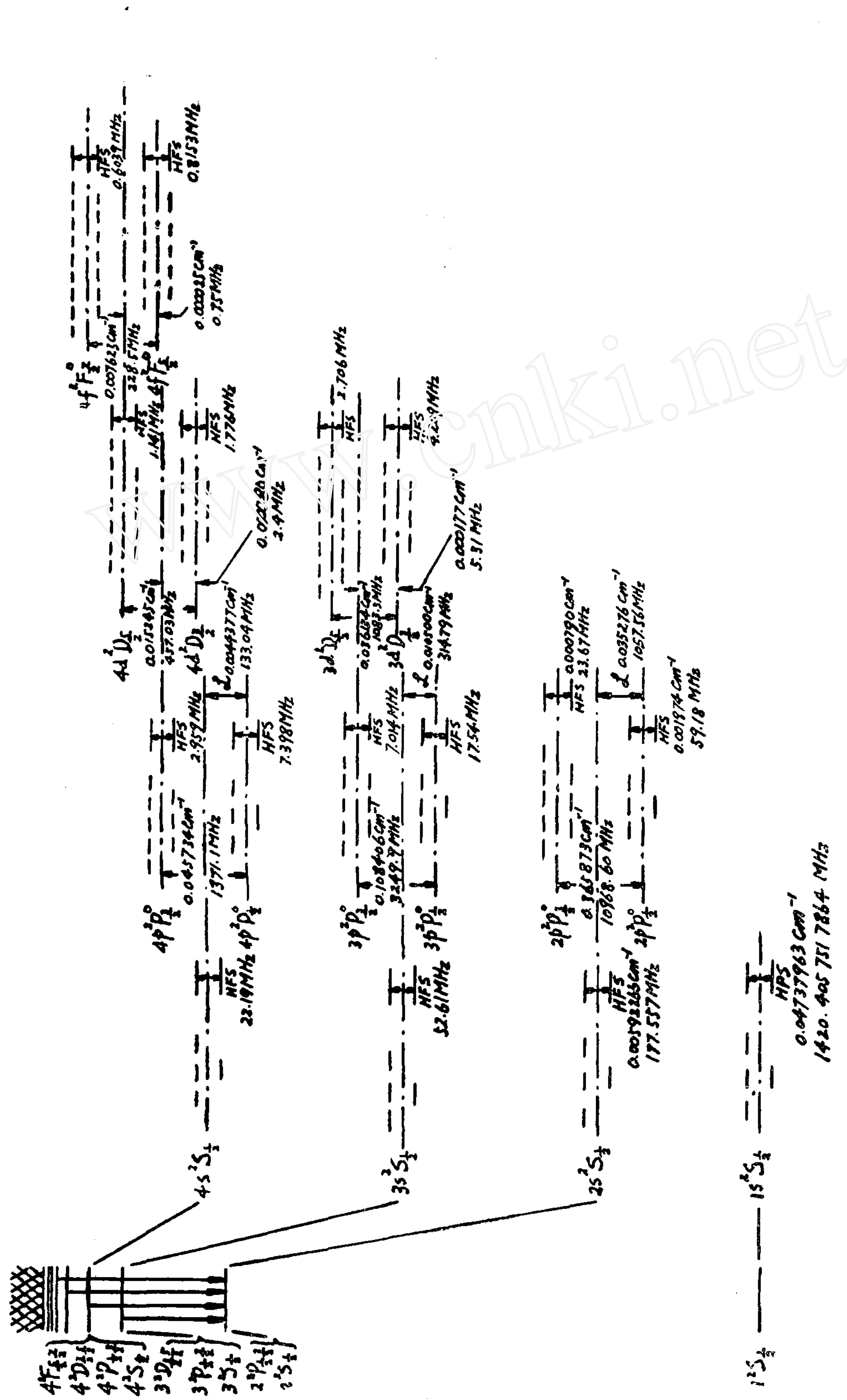

图 1

然而实际的光谱并不如此单纯，它具有精细结构，这反映能级系统还有细致的结构。引进能级精细分裂的根源有二，一是相对论效应，二是电子自旋与轨道运动的相互作用。这两种效应加在一起，所得的结果是在原来的能级上出现一个附加量：

$$\Delta E=\alpha^2\left(\frac{3}{4n}-\frac{1}{j+\frac{1}{2}}\right)\frac{z^4}{n^3}R_y$$

其中

$$\alpha=\frac{c^2}{\hbar c}\approx\frac{1}{137}$$

称为精细结构常数，j 是总角动量量子数，它与轨道量子数 l 和自旋量子数 s 的关系是 $j=l\pm s$。此式只包含 nj 两个量子数，这就是说：在同一个 n 所表征的能级中，只要 j 相同，则不论 l 为何值，附加能量 ΔE 都是相同的，因而它们应当重合。图 2 中我们以点划线表示出前四个能级的这种精细结构。

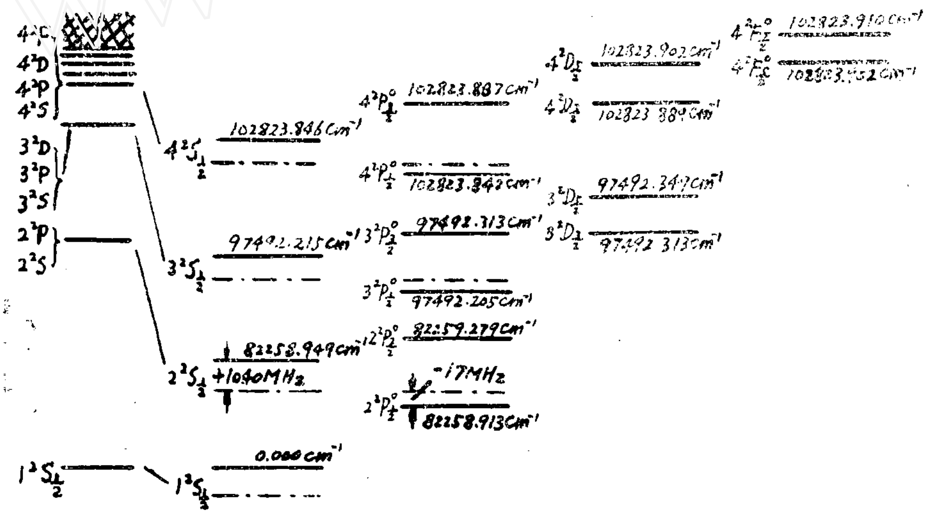

图 2

但是实验显示出这样重合是不真实的，1947 年兰姆和李瑟福发现氢的 $2^2S_{1/2}$ 比 $2^2P_{1/2}$ 高 0.034 厘米$^{-1}$，这一相对位移称为兰姆位移。到了六十年代通过量子电动力学可以解释这一位移，因此对兰姆位移的精确实验测定，就成为量子电动力学的有力验证。图 2 中我们以实线表示考虑了兰姆位移的能级。需要说明的是，其中 $3^2P_{3/2}$ 与 $3^2D_{3/2}$ 之间，$4^2P_{3/2}$ 与 $4^2D_{3/2}$ 之间也是有位移的，只是在我们所引有效数据之内是重合的。

以上所考虑的模型还是不全面的，因为原子核的作用仍然忽略了。事实上原子核也有自旋，存在着磁矩，同时原子核还有电四极矩，这些都将与电子相互作用，引起能级的进一步分裂，这就是超精细结构。

超精细分裂的每一个分量，对应于原子总角动量 $\vec{F}$ 的一个值，$\vec{F}$ 是原子核的角动量 $\vec{I}$ 与电子总角动量 $\vec{J}$ 的耦合，$\vec{F}=\vec{I}+\vec{J}$。计算结果，超精细分裂中的附加能量具有下列形式[1]：

$$\Delta E_F=\frac{1}{2}AC+BC(C+1)$$

其中$C=F(F+1)-J(J+1)-I(I+1)$，这里F是总角动量量子数，J是电子总角动量量子数，I则是核自旋量子数。至于A和B是两个超精细结构常数，它们的计算是颇为冗长的。考虑了超精细分裂的能级，示于图1的右边[2][3]。

二、氢原子的线光谱与线系

氢光谱具有明显的线系，它们的波数$\tilde{\nu}=\frac{1}{\lambda}$，满足下例公式：

$$\tilde{\nu}=R_y\left(\frac{1}{m^2}-\frac{1}{n^2}\right) \qquad \begin{array}{l} m=1,2,3,\cdots\cdots \\ n=2,3,4,\cdots\cdots \end{array} \qquad n>m$$

当$m=1$时是赖曼系，$m=2$时是巴尔末系，$m=3$时是帕邢系，$m=4$时是布喇开系等等，而这些线系是能级之间跃迁发射的。原子跃迁有电偶极跃迁，磁偶极跃迁和电四极跃迁等，对于以上线系，只需讨论电偶极跃迁，因为磁偶极跃迁与电四极跃迁，几率极小，可以忽略。

原子的辐射可以粗略地用量子论解释，但简单量子论是不能解释自发辐射的，因为从简单量子论看来，原子处于一系列定态之中，若开始时它处于某一激发态，如果没有外来影响，则将一直处于这一状态。显然事实与此相反，激发态的原子，会很快跃迁到低能态而发射光子。量子电动力学是这样来处理自发辐射的，认为辐射场是一个谐振子的集合，每一个模是一个角频率为ω的谐振子，具有能量

$$E=\left(n_{\vec{k};\vec{\varepsilon}}+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega \qquad n_{\vec{k};\vec{\varepsilon}}=0,1,2,\cdots\cdots$$

其中脚标表示波矢$\vec{k}$和偏振矢$\vec{\varepsilon}$。再把原子与辐射场看成是一个统一的系统。如果开始时系统中原子处于k态，而辐射场有$n_{\vec{k};\vec{\varepsilon}}$个场量子，那末可以计算得，单位时间内，系统以电偶极跃迁，到达原子处于i态（$i<k$）而辐射场有$n_{\vec{k};\vec{\varepsilon}}+1$个场量子的状态的几率为：

$$P_{ki}=\frac{e^2\omega_{ki}^3}{3\pi\varepsilon_0\hbar c^3}(n_{\vec{k};\vec{\varepsilon}}+1)\left|\int\psi_i^*\vec{r}\psi_k dv\right|^2$$

其中第一项是受激辐射几率，第二项就是自发辐射几率，因为即使开始时没有场量子，$n_{\vec{k};\vec{\varepsilon}}=0$，第二项也不等于零。

除跃迁几率以外，也常用辐射衰变寿命来描写跃迁可能性的大小，它定义为跃迁几率的倒数$\tau=\frac{1}{P_{ki}}$。可以看出自发辐射的跃迁几率（或寿命）与矩阵元$\int\psi_i^*\vec{r}\psi_k dv$和角频率$\omega_{ki}$有关。我们先对与$\omega_{ki}$的依赖关系，作一些数量上的估计。当辐射的角频率很高，例如是γ射线时，寿命约为10^{-15}—10^{-17}秒的数量级，即跃迁几率很大，辐射的谱线很强。相反如果辐射在无线电波或微波区域，则辐射几率就很小了，这一点下面再详细讨论。

至于与矩阵元的依赖关系，则只有当矩阵元不等于零时，跃迁几率才不为零，换句话说，就是矩阵元为零的跃迁是禁止的。以此为依据，可以计算得跃迁的选择定则为：

$$\begin{array}{ll} \Delta j=0,\ \pm1 & 0 \nleftrightarrow 0 \\ \Delta l=\pm1 & \\ \Delta m=0,\ \pm1 & \end{array}$$

其中符号$0\nleftrightarrow$表示从$j=0$到$j'=0$的跃迁不存在。至于那些允许的跃迁，则几率的大小，

反映了所发射谱线的强度。表 1 列出了部份数据。

氢原子的跃迁几率与寿命　　表 1

跃　迁	相应波长（Å）	跃迁几率（秒$^{-1}$）	寿命（毫微秒）
$1s$—$2p$	1216	6.265×10^{8}	1.596
$2p$—$3s$	6563	6.313×10^{6}	158.4
$1s$—$3p$	1026	1.672×10^{8}	5.981
$2s$—$3p$	6563	2.245×10^{7}	5.273
$2p$—$3d$	6563	6.465×10^{7}	15.47
$2p$—$4s$	4861	2.578×10^{6}	387.9
$3p$—$4s$	18751	1.835×10^{6}	226.6
$1s$—$4p$	973	6.818×10^{7}	14.67
$2s$—$4p$	4861	9.668×10^{6}	103.4
$3s$—$4p$	18751	3.065×10^{6}	326.3
$3d$—$4p$	18751	3.475×10^{5}	12.31
$2p$—$4d$	4861	2.062×10^{7}	48.49
$3p$—$4d$	18751	7.037×10^{6}	36.16
$3d$—$4f$	18751	1.379×10^{7}	72.52

我们知道，氢原子光谱是有精细结构与超精细结构的，应用以上关于跃迁几率与选择定则的概念，不难了解这方面的详情，兹以 H_α 线为例讨论之，与此线有关的能级与跃迁示于 3 中，根据选择定则，下列跃迁是允许的：

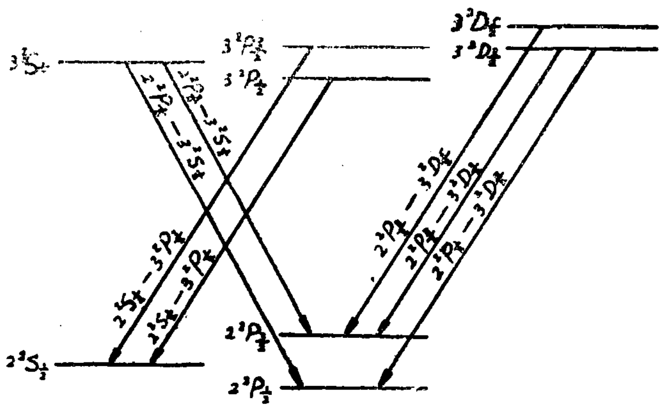

图　8

1. $2^2P_{3/2}$—$3^2S_{1/2}$　(15232.936 厘米$^{-1}$)
2. $2^2P_{3/2}$—$3^2D_{3/2}$　(15233.034 厘米$^{-1}$)
3. $2^2P_{3/2}$—$3^2D_{5/2}$　(15233.070 厘米$^{-1}$)
4. $2^2S_{1/2}$—$3^2P_{1/2}$　(15233.256 厘米$^{-1}$)

5. $2^2P_{1/2}—3^2S_{1/2}$　(15233.302 厘米$^{-1}$)

6. $2^2S_{1/2}—3^2P_{3/2}$　(15233.364 厘米$^{-1}$)

7. $2^2P_{1/2}—3^2D_{3/2}$　(15233.400 厘米$^{-1}$)

可见 H_α 线是由七根线组成的，其中三根靠得很近成为一组，另外四根靠得很近成为一组，两组间的距离约为 0.33 厘米$^{-1}$。

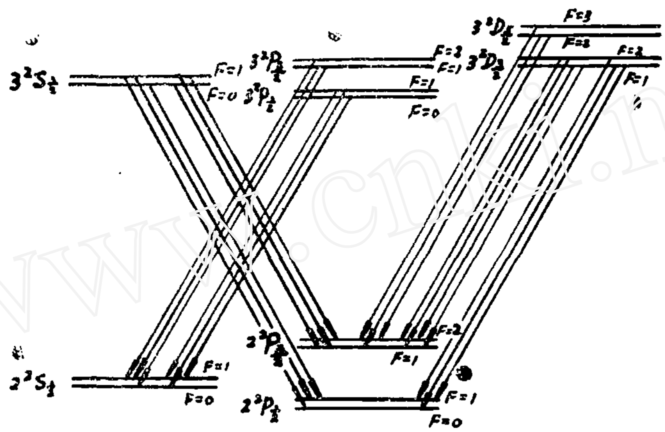

图 4

关于超精细结构，存在以下选择定则：两个不同能级的超精细分量之间的电偶极跃迁，服从 $\Delta F=0, \pm1$；$F+F'\geq1$。相同能级的超精细分量之间，电偶极跃迁是禁止的，磁偶极跃迁和电四极跃迁是允许的。应用选择定则可见，H_α 线的每一个精细分量又分裂为三到四个超精细分量。存在的跃迁见图 4。

氢的精细结构与超精细结构靠得很近，在谱线阔度以内，因此旧的光谱学方法是无法分辨的。自从激光光谱方法问世以来，这方面取得了不少成果。例如图 5 所示的是用饱和吸收光谱术取得的 H_α 线的精细结构。图 6 是用双光子光谱方法取得的氢和氘的 $1S_{1/2}—2S_{1/2}$ 跃迁的超精细结构。

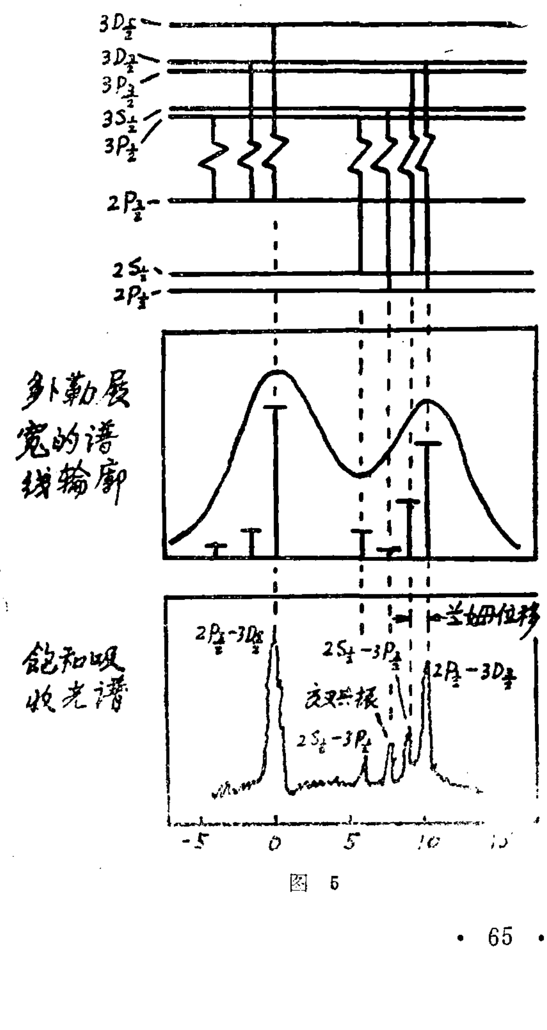

图 5

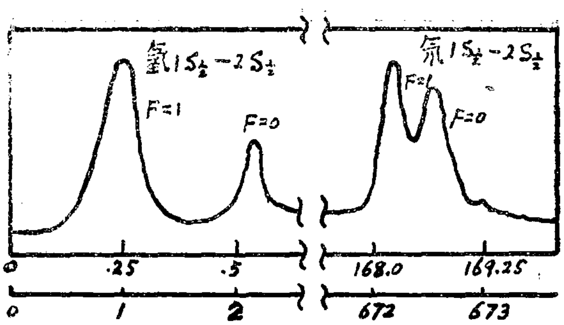

图 6

三、氢原子的微波辐射

氢原子的21厘米波长的微波辐射是有名的，射电天文学中，已利用这一辐射，测绘了整个银河系中氢原子的分布。这是氢原子基态的两个超精细能级之间的跃迁，相应的频率是1420兆赫。

讨论这种跃迁，首先应该考虑选择定则，同一能级的超精细分量之间的电偶极跃迁，根据宇称的选择定则($\Delta l=\pm 1$)是禁止的。磁偶极跃迁是允许的，而电四极跃迁，则当$2j\geqslant 2$时是允许的。

先以上面提到的21厘米波长的微波辐射为例讨论之。对于氢原子基态来说，能级为$1s^2S_{1/2}$，$j=\dfrac{1}{2}$，不满足$2j\geqslant 2$的条件，故电四极跃迁是禁止的，只要考虑磁偶极跃迁即可。

磁偶极跃迁的跃迁几率由下式决定：

$$A_{M1}=\frac{\mu_0\omega_{ki}^3}{3\pi\hbar c^3}\frac{1}{g_k}\sum_{M_kM_i}|\langle kM_k|\vec{\mu}|iM_i\rangle|^2$$

其中g_k是上能级的统计权重，对氢原子基态的超精细能级来说，上能级的$F=1$，故$g_k=3$。计算矩阵元，得

$$\sum_{M_kM_i}|\langle kM_k|\vec{\mu}|iM_i\rangle|^2=3\mu_B^2$$

以此代入上式，并将各常数代入，得磁偶极跃迁几率及寿命为

$$A_{M1}=\frac{\mu_0\omega_{HFS}^3}{3\pi\hbar c^3}\mu_B^2=2.85\times 10^{-15}\text{秒}^{-1}$$

$$\tau_{M1}=3.51\times 10^{14}\text{秒}=1.14\times 10^7\text{年}$$

可见其寿命极长，跃迁几率极小，在实验室光源中，由于原子之间相互碰撞所引起的消激发远大于此，故不能看到这一自发射辐。只有在星际空间的范围内，氢原子极其稀薄，碰撞效应可以忽略，而且可以对很大范围内的氢原子的总辐射作观察，才能探测到。

为了进一步从数量级上了解氢原子超精细结构之间的跃迁几率，再以$n=2$的各超精细分量之间的跃迁为例讨论之。从图1可以看到，$n=2$有三个精细结构分量，$2s^2S_{1/2}$，$2p^2P_{1/2}$和$2p^2P_{3/2}$，每一个又分裂为两个超精细结构分量，前两个是$F=1$和$F=0$、后面一个是$F=2$和$F=1$。在它们之间跃迁时分别发射177.557兆赫，59.18兆赫和23.67兆赫的微波辐射。

先看 $2p^2P_{3/2}$ 的两个超精细分量之间的跃迁，在这里磁偶极跃迁电四极跃迁都是允许的，为计算矩阵元，写出这两个超精细分量的波函数如下：

$$|F=2\ \ M=2> = R_{21}Y_1^1x(+)\Theta(+)$$

$$|F=2\ \ M=1> = \sqrt{\frac{1}{4}}R_{21}Y_1^1x(+)\Theta(-)+\sqrt{\frac{1}{2}}R_{21}Y_1^0x(+)\Theta(+)$$
$$+\sqrt{\frac{1}{4}}R_{21}Y_1^1x(-)\Theta(+)$$

$$|F=2\ \ M=0> = \sqrt{\frac{1}{3}}R_{21}Y_1^0x(+)\Theta(-)+\sqrt{\frac{1}{6}}R_{21}Y_1^1x(-)\Theta(-)$$
$$+\sqrt{\frac{1}{6}}R_{21}Y_1^{-1}x(+)\Theta(+)+\sqrt{\frac{1}{3}}R_{21}Y_1^0x(-)\Theta(+)$$

$$|F=2\ \ M=-1> = \sqrt{\frac{1}{4}}R_{21}Y_1^{-1}x(+)\Theta(-)+\sqrt{\frac{1}{2}}R_{21}Y_1^0x(-)\Theta(-)$$
$$+\sqrt{\frac{1}{4}}R_{21}Y_1^{-1}x(-)\Theta(+)$$

$$|F=2\ \ M=-2> = R_{21}Y_1^{-1}x(-)\Theta(-)$$

$$|F=1\ \ M=1> = \sqrt{\frac{1}{4}}R_{21}Y_1^1x(+)\Theta(-)-\sqrt{\frac{1}{2}}R_{21}Y_1^0x(+)\Theta(+)$$
$$-\sqrt{\frac{1}{4}}R_{21}Y_1^1x(-)\Theta(+)$$

$$|F=1\ \ M=0> = \sqrt{\frac{1}{3}}R_{21}Y_1^0x(+)\Theta(-)+\sqrt{\frac{1}{6}}R_{21}Y_1^1x(-)\Theta(-)$$
$$-\sqrt{\frac{1}{6}}R_{21}Y_1^{-1}x(+)\Theta(+)-\sqrt{\frac{1}{3}}R_{21}Y_1^0x(-)\Theta(+)$$

$$|F=1\ \ M=-1> = \sqrt{\frac{1}{4}}R_{21}Y_1^{-1}x(+)\Theta(-)+\sqrt{\frac{1}{2}}R_{21}Y_1^0x(-)\Theta(-)$$
$$-\sqrt{\frac{1}{4}}R_{21}Y_1^{-1}x(-)\Theta(+)$$

其中 x 和 Θ 分别是电子和质子的自旋波函数，对磁偶极跃迁，可算得矩阵元为

$$\sum_{M_kM_i}|<kM_k|\vec{\mu}|iM_i>|^2=10\mu_B^2$$

以此代入磁偶极跃迁几率的式子，可得几率及寿命为：

$$A_{M1}\approx 2.65\times 10^{-20}\text{秒}^{-1}$$

$$\tau_{M1}\approx 1.19\times 10^{12}\text{年}$$

至于电四极跃迁，其跃迁几率由下式决定：

$$A_{E2}=\frac{\omega_{ki}^5}{360\pi\varepsilon_0\hbar c^5}\frac{1}{g_k}\sum_{M_kM_i}|<kM_k|-e\sum_{\alpha\beta}(3r_\alpha r_\beta-r^2\delta_{\alpha\beta})|iM_i>|^2$$

其中 $r_\alpha r_\beta$ 为电子位置矢量的笛卡尔分量，用上述波函数算得矩阵元为：

$$\sum_{M_kM_i}|<kM_k|-e\sum_{\alpha\beta}(3r_\alpha r_\beta-r^2\delta_{\alpha\beta})|iM_i>|^2=2050a_0^4e^2$$

其中 a_0 为玻尔第一轨道半径，代入上式并加以数值化，得电四极跃迁几率及相应的寿命为：

$$A_{E2}\approx 2.35\times 10^{-36}\text{秒}^{-1}$$

$$\tau_{E2} \approx 1.35 \times 10^{28} \text{ 年}$$

至于 $2s^2S_{1/2}$ 和 $2p_{1/2}$ 两个能级的超精细结构之间的跃迁，根据选择定则，电四极跃迁是禁止的，只存在磁偶极跃迁，其计算方法与以上讨论的一样，我们只给出计算结果如下：

$$2s^2S_{1/2}\text{：}\ A_{M1} \approx 5.60 \times 10^{-18} \text{ 秒}^{-1}$$

$$\tau_{M1} \approx 5.66 \times 10^{9} \text{ 年}$$

$$2p^2P_{1/2}\text{：}\ A_{M1} \approx 2.30 \times 10^{-20} \text{ 秒}^{-1}$$

$$\tau_{M1} \approx 1.38 \times 10^{12} \text{ 年}$$

由这些讨论可以看出，伴随 L_α 线的微波辐射，跃迁几率更小，加上激发态的聚居数远小于基态，故其辐射更难以探测。

四、氢原子的双光子辐射

双光子跃迁，对于了解氢原子，以及多量子过程是很重要的。这一问题，可以从氢的亚稳态能级 $2s^2S_{1/2}$ 谈起。图 7 中绘出了有关的几个能级，其中 $2s^2S_{1/2}$ 比 $2p^2P_{1/2}$ 高出一些，这就是兰姆位移。比 $2s^2S_{1/2}$ 低的只有两个能级，$2p^2P_{1/2}$ 和 $1s^2S_{1/2}$。从 $2s^2S_{1/2}$ 到 $2p^2P_{1/2}$ 的电偶极跃迁是允许的，但由于能级间隔极小，相应的辐射频率很低，而电偶极跃迁几率是与频率的立方成比例的，所以其跃迁几率极小，经计算相应的寿命约为163年，故可忽略。从 $2s^2S_{1/2}$ 到 $1s^2S_{1/2}$ 的电偶极跃迁是严格禁止的，因为它们的宇称相同。可以证明从 $2s^2S_{1/2}$ 到 $1s^2S_{1/2}$ 的电四极跃迁也是禁止的，而磁偶极跃迁几率也很小，寿命约为 5 天，也可忽略。这样说来 $2s^2S_{1/2}$ 应当很稳定了，但事实并不如此，还存在一种跃迁，这就是双光子跃迁，其跃迁几率虽小，但比起上面的跃迁还是大得多。

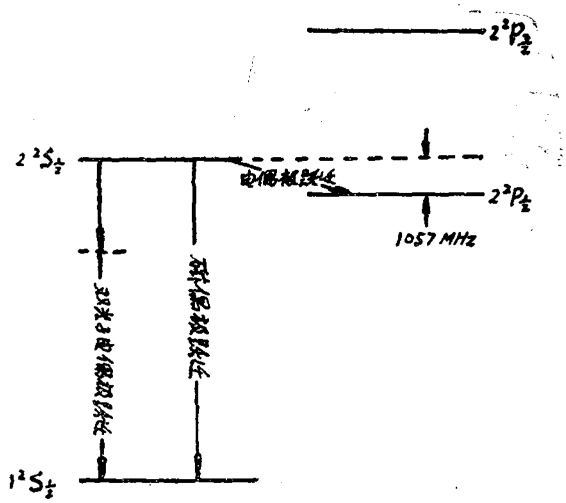

图 7

双光子跃迁的可能性，从角动量守恒定律来考虑是明显的。关于宇称的选择定则是与角动量守恒的要求相联系的。原子从 $2s^2S_{1/2}$ 到 $1s^2S_{1/2}$ 跃迁，角动量没有变化，而一个光子具有角动量 $\hbar$，可见作这种跃迁而发射一个光子，角动量是无法守恒的，因此这种跃迁是禁止的。但如果同时发射两个光子，则角动量可以守恒，所以双光子跃迁是允许的。当然，由于

能量守恒原理，两个光子的能量和，应当等于 $2s^2S_{1/2}$ 与 $1s^2S_{1/2}$ 的能级差。

发射两个光子的电偶极跃迁，其中一个光子的角频率在 ω_1 到 $\omega_1+d\omega_1$ 之间的自发辐射几率由下式决定[4][5]

$$dA_{\omega_1\omega_2}=\frac{8e^2}{(4\pi\varepsilon_0)^2\pi\hbar^2c^6}\omega_1^3\omega_2^3|\vec{M}_{ik}|^2_{AV}d\omega_1$$

其中矩阵元 $\vec{M}_{ik}$ 为

$$\vec{M}_{ik}=\sum_j\left\{\frac{\langle i|\vec{\varepsilon}_1\cdot\vec{r}|j\rangle\langle j|\vec{\varepsilon}_2\cdot\vec{r}|k\rangle}{\omega_2+\omega_{ik}}+\frac{\langle i|\vec{\varepsilon}_2\cdot\vec{r}|j\rangle\langle j|\vec{\varepsilon}_1\cdot\vec{r}|k\rangle}{\omega_1+\omega_{ik}}\right\}$$

这里 j 是中间态，而上式中 $|\vec{M}_{ik}|^2_{AV}$ 的求平均，是对光子的传播方向及对光子的偏振矢量 $\vec{\varepsilon}_1$，$\vec{\varepsilon}_2$ 相互独立地求平均。

将此式应用于氢原子的 $2s_{1/2}\longrightarrow1s^2S_{1/2}$ 跃迁，这时初态末态及中间态的波函数分别为

$$\psi_i(r)=\frac{1}{\sqrt{4\pi}}R_{20}$$

$$\psi_f(r)=\frac{1}{\sqrt{4\pi}}R_{10}$$

$$\psi_j(r)=R_{n1}Y_1^m$$

以此算出矩阵元，求得 $dA_{\omega_1\omega_2}$ 再对 ω_1 从 $\omega_1=0$ 到 $\omega_1=E_i-E_f$ 积分可得

$$A=\int_{\omega_1=0}^{\omega_1=E_i-E_f}dA_{\omega_1\omega_2}\approx7\text{ 秒}^{-1}$$

这就是电偶极双光子辐射的几率，可见是不能忽略的。

双光子发射有两个性质是值得注意的，一是光子的角关联。由于双光子发射中，原子——光子系统的角动量是守恒的，这就影响到它们的发射方向之间也是相关联的，可以证明两个光子的角分布桉 $(1+\cos^2\theta)$ 的规律变化，其中 θ 是两个光子的传播方向之间的夹角。双光子的这种角关联已为实验所证实[6]。

其次是发射的两个光子的光谱分布是连续的[6]，且对两个光子是对称的，所以两个光子有同一形式的分布。这种分布如图 8 所示，其中纵座标是一个光子（角频率为 ω_1）的跃迁几率，它是 ω_1 的函数，而横座标则是 ω_1 与 ω_{ki} 之比。实际观测中，已在星云光谱的 L_α 线附近测到了这种连续谱。

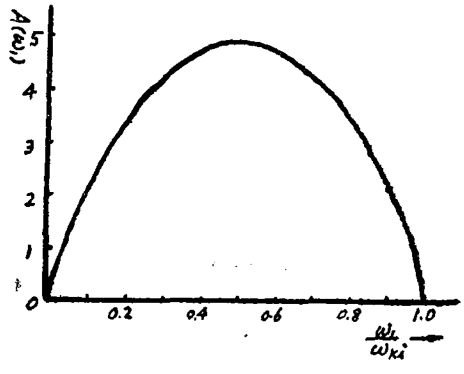

图 8

参 考 文 献

[1] I. I. Sobelmen: "Atomic Spectra and Radiative Transitions" (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1979)

[2] J. D. Garcia and J. E. Mak: J. Opt. Soc. Amer. 55, 654, (1965).

[3] B. N. Taylor, W. H. Parker D. N. Langenberg: Rev. Mod, Phys, 41 (1969)

[4] A. Ahieser, V. Berestetsky: "Quantum Electrodynamics" (Physmathagiz, Moscow 1959)

[5] G. Breit. and E. Teller: Astrophys. J. 91, 215, (1940)

[6] R. Novick: "Physics of the One-and Two-electron Atoms" (North Holland, Amsterdam 1969)

The Spontaneous Emission of Hydrogen Atom

Ding Yuan

Abstract

There are four subjects reviewed in this paper, that is, the energy level of hydrogen, the spectral series of hydrogen, the radio emission from hydrogen and the two-photon emission of hydrogen. Also the radio emission of levels labeled by $n=2$ of hydrogen is calculated in detail.

"假肢温度反馈仪"的研究取得阶段成果

由民政部城福司委托我院生物系研究的"假肢温度反馈仪"课题，一年来取得可喜的进展。

目前各国在研究"假肢"中均致全力于探索力量感觉反馈，而对温度感觉反馈的研究很少。我院的"假肢温度反馈"的研究，提供了"假手"以温度感觉，并通过反馈控制"假手"动作。

在"足下垂矫正器"鉴定会上，该项研究成果也向到会专家、教授、代表作了汇报，并向代表们进行了现场演示，获得了与会专家教授的好评。

此项研究取得的成果，尽管其分辨的温度还只能在三个分级段（<10℃，10～60℃，>60℃ 三级）的实验室阶段，但其为继续研究更理想型的"假肢反馈装置"奠定了良好的基础。

科 研 处 供 稿