

铀原子 591.5 nm 谱线的塞曼分裂

潘文杰 邱 成 徐品方 罗万象

(天津理化工工程研究院)

Zeeman splitting of atomic uranium spectral line at 591.5nm

Pan Wenjie, Qiu Cheng, Xu Pinfang, Luo Wanxiang

(Research Institute of Physical and Chemical Engineering, Tianjin)

摘要: 本工作用原子束激光感应荧光法测量了铀原子 591.5nm 谱线在外磁场中的塞曼分裂, 给出了磁场强度 B 为 200~400 G 的测量谱图, 并对测量结果做了计算模拟, 给出了较好的吻合结果。

关键词: 铀, 塞曼效应, 激光光谱

一、引言

众所周知, 采用原子蒸汽激光分离铀同位素, 需要对铀原子的光谱数据, 例如超精细结构、同位素位移、能级寿命以及谱线强度等具有全面了解。除此之外, 由于在分离过程中需施加离子收集电磁场, 因此了解电磁场对铀原子谱线的影响也很必要。

对铀原子的光谱数据, 国外文献中已有一些报道^[1], 目前国内也做了一些研究, 尤其对铀原子 591.5nm 谱线的超精细结构和同位素位移等国内外都做了详细研究^[2]。但电磁场对铀原子谱线影响的研究工作至今未见报道。本文着重研究了外磁场对铀原子的 591.5nm 谱线的影响, 给出了实验测量和计算模拟的结果。

二、实验装置和实验过程

实验装置及其布置如图 1 所示, 主要由

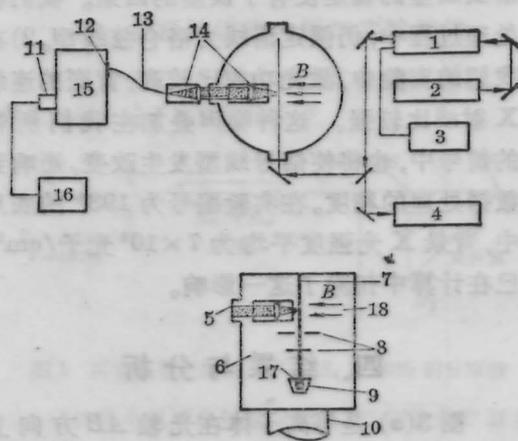


图 1 实验装置示意图

- 1—染料激光器; 2—Ar⁺激光器; 3—扫描控制;
- 4—波长计; 5—石英窗; 6—真空罩; 7—原子束;
- 8—准直狭缝; 9—堆砌; 10—抽空管; 11—光电倍增管;
- 12—入口狭缝; 13—传光束; 14—透镜组;
- 15—单色仪; 16—记录仪; 17—e型电子枪; 18—磁场

激光光源、原子束发生装置、荧光探测和记录部分组成。

收稿日期: 1987年11月13日。

实验进行时,铀原子束由e型电子枪轰击放置在坩埚中的铀金属表面加热产生,为减小原子热运动而引起的多普勒加宽,在坩埚的上方设置了二个准直狭缝 C_1 、 C_2 。经准直狭缝后形成的原子束经在平行荧光探测方向且与原子束垂直的磁场作用下产生能级分裂。

将氩离子激光器泵浦的连续环形染料激光器的输出波长调至激发波长591.54 nm。驱动扫描控制器,使其自动在20 GHz范围内连续扫描。其输出光经反射镜分光,一束光送到波长计进行监测,另一束主光束再经另外的反射镜引入到反应区与垂直交叉的铀原子束作用,使原子共振激发后发出衰变荧光。衰变荧光经传光系统进入单色仪分光后,再经光电倍增管放大,最后用记录仪记录下来。

三、实验结果及分析

铀原子 $5f^36d7s^2$ 6个价电子作轨道和自旋运动,则相应存在着磁矩,该磁矩在外磁场作用下致使能级发生分裂,产生塞曼效应。

我们对591.5 nm线在不同磁场强度($B=200$ 、 300 、 400 G)下的分裂性质做了测量,其结果示于图2。图中纵坐标均为相对强度。可见,在无磁场时, U^{238} 原子只有一个谱峰, U^{235} 原子的每一个超精细结构谱峰都清晰可辨。当施加磁场后, U^{238} 原子由原来的一个谱峰被分裂加宽成4个包络峰,而 U^{235} 原子的每个超精细结构均在磁场中被分裂加宽而重迭,已无法辨认,随着磁场强度的增加,分裂的程度加剧, U^{238} 与 U^{235} 原子谱峰之间的间距减小。当磁场强度增至400 G时, U^{238} 与 U^{235} 的谱峰已彼此相接。

由于 U^{235} 原子591.5 nm,谱线的每一个超精细结构分量均在磁场中分裂加宽使处理复杂,因此,只对 U^{238} 原子谱峰的分裂性质作理论分析。

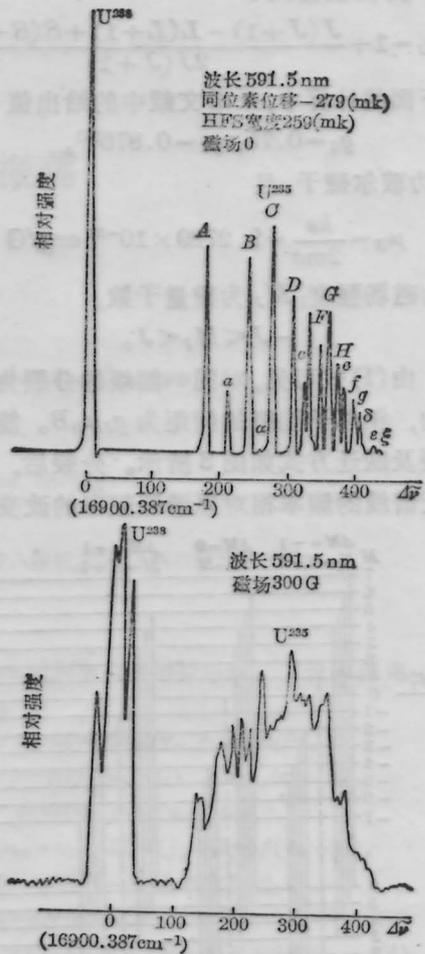


图2 591.5 nm谱线的超精细结构及磁场作用下的分裂谱图

根据原子物理, U^{238} 原子的核自旋角动量为零,因此 U^{238} 原子的总角动量即为核外价电子的角动量 J 。在无外磁场时,其能量为 E 、角动量为 J 的能级存在 $2J+1$ 重简并;当有外磁场作用时,角动量为 J 的能级解除简并而产生分裂。在本实验中,由于这种分裂远小于铀原子相邻能级之间的间距,因而属弱场作用。此时,铀原子基态 5L_6 能级由于角动量 $J=6$,则分裂成13个磁子能级,而激发态 7M_7 能级 $J=7$,则分裂成15个磁子能级,每个磁子能级相对原简并能级的移动量为^[3]

$$\Delta E = g_J \mu_B M_J B \quad (1)$$

式中 g_J 为朗德因子

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$$

在下面的计算中, 采用文献中的给出值

$$g_6 = 0.75, g_7 = 0.875^{[4]}$$

μ_B 为玻尔磁子, 且

$$\mu_B = \frac{he}{2mc} = 9.2729 \times 10^{-21} \text{ erg/G}$$

B 为磁场强度; M_J 为磁量子数,

$$-J \leq M_J \leq J.$$

由(1)式可见, 对同一能级的分裂为等间隔的, 相邻子能级的间距为 $g_J \mu_B B$ 。能级的分裂及跃迁方式如图 3 所示。分裂后, 每个跃迁谱线的频率相对原谱线频率的改变为

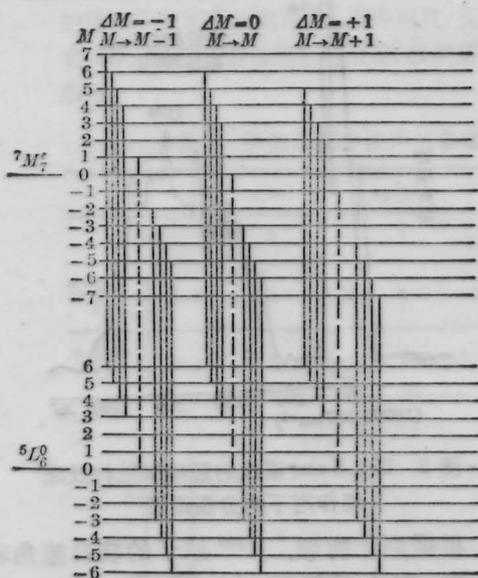


图 3 铀-238 ${}^7M_7 \rightarrow {}^6L_6$ 谱线在外磁场中能级分裂, 跃迁示意图

$$\nu - \nu' = (M_J g_7 - M_{J'} g_6) \mu_B B / h \quad (2)$$

式中 M_J 为上能级磁量子数, $M_{J'}$ 为下能级磁量子数。由(2)式可算出每个分裂谱线的频率值。对应每个谱线的强度可由(3)式算出:

$$\begin{aligned} M_J \rightarrow M_{J'} & \quad I_0 = C(J^2 - M_J^2) \\ J \rightarrow J' & \quad M_J \rightarrow M_{J'} - 1 \quad I_0 = \frac{1}{2} C(J + M_J)(J + M_{J'} - 1) \\ & \quad M_J \rightarrow M_{J'} + 1 \quad I_0 = \frac{1}{2} C(J - M_J)(J - M_{J'} - 1) \end{aligned} \quad (3)$$

$J' = J - 1$ 为下能级总角动量子数, C 正常数。在利用上式计算谱线强度时, 根据实际测量情况作了如下考虑: (1) 施加的磁场方向大致与探测方向相同, 因此对 $\Delta M = 0$ 的 π 光探测不到, 测到只有 $\Delta M = 1$ 的右旋光和 $\Delta M = -1$ 的左旋光; (2) 激光线宽为 20 MHz, 当激光扫描选择性激发到某个分量时, 按跃迁选择定则, 同时要发出一至三个衰变荧光, 但对探测系统, 这样微小的能量差别是无法分辨的, 因此测到的是这几束光合成的强度。另外, 当激光扫描选择性激发到某个分量时, 同时也会对具有相同跃迁频率的分量 (包括 $\Delta M = 0$ 的跃迁) 产生共振跃迁, 而发出衰变荧光。在实验中, 这两种激发所产生的衰变荧光也是不能分辨的, 因此总的荧光强度为两者之和。

由(3)式得到 27 条谱线及其相应的强度, 如图 4 所示。可见, 强度为对称分布。且有 4 个包络峰。

在测量中, 测到的并不是一条条分辨很好的线, 而是具有一定分布的谱。因此假设

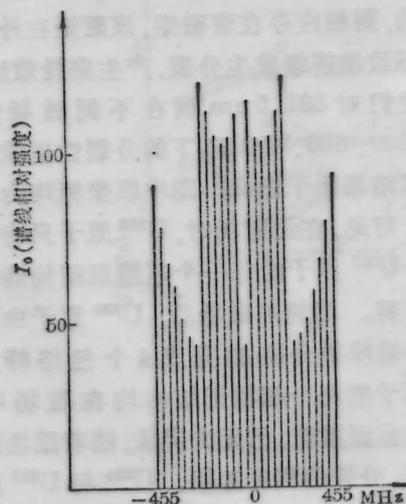


图 4 谱线强度计算值 ($B = 200\text{G}$)

每条线都具有一个因多普勒效应引起的谱线强度分布^[5]:

$$I(\nu) = I_0 \exp[-(\nu - \nu_0)/0.36\delta\nu_D]^2] \quad (4)$$

实际测量的结果,应是在这个分布下 27 条谱线强度的迭加结果

$$I = \sum_{i=1}^{27} I_i(\nu) \quad (5)$$

(4)式中, I_0 、 ν_0 为(2)、(3)式计算出的谱线频率和强度。 $\delta\nu_D$ 为多普勒宽度, 由于每条谱线都是在相同实验条件下测得, 因此多普勒宽度相同。在该实验中, 原子束的准直因子 $C=10$ 左右, 原子束的多普勒宽度为

$$\Gamma = \Gamma_0/C = \delta\nu_D$$

$$\Gamma_0 = 7.16 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{T/M}$$

由此得到 $\delta\nu_D \approx 100 \text{ MHz} = 0.1 \text{ GHz}$ 。由上考虑, 从(5)式计算得到的谱图示于图 5, 从该图可见, U^{238} 原子 591.5 nm 谱线的分裂为对称分布, 具有 4 个包络峰, 与测量结果吻合。

另外, 也选择了不同的多普勒宽度(150、100、50 MHz)做了计算。对不同选择, 峰的形状差别较大。若选择过大则 4 个包络峰不明显(被多普勒线宽湮没), 选择小, 则 4 个包

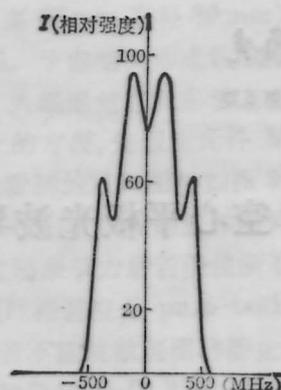


图 5 U^{238} 磁分裂的理论计算结果
络峰变形较大。由此可知, 测量中的谱线加宽为 100 MHz 左右。

参 考 文 献

- 1 D. W. Steinhaus *et al.*, LOS Alamos Scientific Laboratory, Report LA-4501, Oct. 1971
- 2 B. A. Palmer *et al.*, LOS Alamos Scientific Laboratory, Report LA-8251, July. 1980
- 3 H. D. V. Bohn *et al.*, *Opt. Commun.*, 23(2), 1978
- 4 Dwight E. Gray, "American Institute of Physics Handbook" p. 7~179
- 5 Jean, Blaise, *J. Opt. Soc. Am.*, (7), (1976)
- 6 Wolfgang Demtrode "laser Spectroscopy", p. 86

(上接第288页)

重铬酸盐明胶经曝光处理后得到的是不随时间变化的位相体。我们对曝光后的重铬酸盐明胶进行了检测。为了明显起见, 用强度非均匀的面光源对重铬酸盐明胶进行曝光, 因为在一定曝光范围内, 重铬酸盐明胶的折射率随着曝光量的增大而增大^[4]。对它进行位相体微量移动的两次曝光全息记录。然后, 用普通底片拍摄了重现时 +1 级两个不同方向分布的情况(见图 3)。

四、讨 论

1. 在原理中, 曾讨论到只有当

$$\Delta\delta = \frac{\partial\delta}{\partial\rho} \Delta\rho \ll \frac{\lambda}{2\pi}$$

时, 才有

$$I \approx 4a^2 \left[1 - \left(\frac{\pi\Delta\rho}{\lambda} \frac{\partial\delta}{\partial\rho} \right)^2 \right]$$

设 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, 移动量 $\Delta\rho = 0.01 \text{ mm}$, 则所得的梯度变化 $\frac{\partial\delta}{\partial\rho}$ 远小于 10^{-2} 的数量级。

因此, 要测量梯度变化较大的位相体, 移动量必须非常小。移动量越小, 梯度变化越明显。

2. 本方法可应用于显示各种位相体的非均匀性。如果对移动量进行精确控制, 通过条纹的测量计算, 可以得到位相体内光学非均匀性的具体值。

参 考 文 献

- 1 Y. I. Oatrovsky *et al.*, "Interferometry for holography" (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1980), p. 141
- 2 李锡善 *et al.*, 中国激光, 11(2), 100(1984)
- 3 O. Eyringdahl *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, 58, 141 (1968)
- 4 H. M. 史密斯, 全息记录材料(科学出版社, 1984), p. 96