

# 钶系核的电偶极矩

石宗仁 万淑颖

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1993-12-23 收稿

## 摘 要

理论和实验上证明了电偶极矩  $D$  同角动量  $I$  近似满足线性关系, 说明了 Coriolis 力和离心力对  $D$  的作用. 第一次借权重线性最小二乘法拟合得到 31 个核实验的基态电偶极矩  $D_0$ . 比较了宏观-微观方法, 平均场理论, 分子偶极集团模型和实验的  $D_0$ .

**关键词** 钶系核, 电偶极矩, 角动量, 宏观-微观方法, 平均场理论, 分子偶极集团模型.

## 1 引 言

在核的体坐标系 (body frame), 如果坐标反演算符  $P$  和绕垂直于主轴转动  $180^\circ$  算符  $R$  都是不对称的, 但它们的积  $P \cdot R$  是对称的, 则称为 Simplex 对称性<sup>[1,2]</sup>. 它的几何意义是相对含主轴平面的镜像对称性, 轴对称的八极形变或奇多极形变的核一定具有 Simplex 对称性. 偶偶核的 Simplex 量子数  $s = +1$ , 奇偶核的  $s = \pm i$ .

在核谱方面, Simplex 对称性的核具有三个突出的特征: 低激发能的负宇称态, 交替的正负宇称态及增强的电偶极跃迁等. 钶系核, 特别是 Th 有明显的 Simplex 对称性<sup>[2,3]</sup>. 宇称破缺的静态电偶极矩  $D$  是一个结构灵敏的物理量, 它可以从约化的电偶极跃迁几率  $B(E1)$  导出. 对于大多数钶系核  $D \approx 0.1-0.4 e \cdot \text{fm}$ .

理论上, 宏观-微观方法 (MMM) 和平均场理论 (MFT) 均可以计算  $D$ , 但大多数的理论容易计算基态电偶极矩  $D_0$ . 相反, 实验上容易从电偶极  $E1$  和电四极  $E2$  跃迁的分支比及基态电四极矩  $Q_0$  推导出较高角动量的  $D$ . 所以, 比较理论的  $D_0$  与实验的  $D$  是很难确切地对理论进行检验.

众所周知, 由于 Coriolis 力和离心力的作用, 核集体的转动与核的内禀运动发生耦合, 结果是与内禀运动相关的物理量将与集体转动角动量  $I$  或转动频率  $\omega$  有关. 电偶极矩也一定与集体转动角动量有关.

本工作的目的有两个方面: 第一, 研究 Coriolis 力和离心力对电偶极矩的影响, 即从理论和实验上找出  $D$  同  $I$  的关系; 第二, 从  $D$  同  $I$  的关系中推导出基态  $D_0$ , 然后与 MMM、MFT 及分子偶极集团模型 (MDC) 等理论计算的  $D_0$  相比较, 检验理论的可靠

性.

本工作的具体步骤如下:从考虑 Coriolis 力和离心力的  $B(E1)$  和  $B(E2)$  的 Mikhailov 规律导出  $D$  同  $I$  的线性关系;系统分析铀系核的  $E1$  和  $E2$  跃迁分支比及用基态电四极矩  $Q_0$  得到实验上的  $D$  同  $I$  的关系;对实验上的  $D$  同  $I$  的关系作权重线性最小二乘拟合得到斜率和截距,即基态电偶极矩  $D_0$ ;最后比较理论和实验的  $D_0$ , 检验理论模型.

## 2 基本理论

### 2.1 理论的 $D$ 同 $I$ 的关系

电偶极或电四极约化跃迁几率  $B(E1: I_i \rightarrow I_f)$  和  $B(E2: I_i \rightarrow I_f)$  与电偶极和电四极矩  $D$  和  $Q$  分别有如下的关系:

$$B(E1: I_i \rightarrow I_f) = (3/4\pi) \cdot D^2 \langle I_i K_i 10 | I_f K_f \rangle^2, \quad (1)$$

$$B(E2: I_i \rightarrow I_f) = (5/16\pi) \cdot Q^2 \langle I_i K_i 20 | I_f K_f \rangle^2. \quad (2)$$

当  $K_i \neq 0$   $K_f \neq 0$  时,还存在  $(-1)^{i+K_i}$  的符号相关项. 本文利用考虑 Coriolis 力和离心力的 Mikhailov 规律<sup>[4]</sup>,  $B(E1)$  和  $B(E2)$  又可以写成

$$B(E1: I_i \rightarrow I_f) = \langle I_i K_i 10 | I_f K_f \rangle^2 \{M_1 + M_2 [I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1)]\}^2, \quad (3)$$

$$B(E2: I_i \rightarrow I_f) = \langle I_i K_i 20 | I_f K_f \rangle^2 \{M'_1 + M'_2 [I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1)]\}^2. \quad (4)$$

如果分别采用  $I_f = I_i - 1$  和  $I_f = I_i - 2$  的  $E1$  和  $E2$  跃迁,比较(1)和(3)以及(2)和(4)式可以得出

$$D = \sqrt{4\pi/3} \cdot (M_1 - 2M_2 I_i), \quad (5)$$

$$Q = \sqrt{16\pi/5} \cdot (M'_1 + 2M'_2 - 4M'_2 I_i), \quad (6)$$

由(5)和(6)得出  $D$  和  $Q$  随  $I$  呈线性关系.

如果,实验上知道了正负宇称态间的  $E1$  跃迁的  $B(E1)$ , 从(5)式即可得到  $D$  同  $I$  的关系. 事实上,实验上的  $B(E1)$  数据很少,特别是  $1^- \rightarrow 0^+$  跃迁的  $B(E1)$ .

本文从一个角动量  $I$  的态分别到正和负宇称态的  $E1$  和  $E2$  相对跃迁强度比及电四极矩导出  $D$  同  $I$  的关系. 从(5)和(6)式可以近似得到

$$(D/Q) \cdot Q_0 = D_0(1 + \alpha(I - I_0)), \quad (7)$$

$$D/Q = \sqrt{5/12} \cdot \langle I_i K_i 20 | I_f K_f \rangle / \langle I_i K_i 10 | I_f K_f \rangle \cdot \sqrt{B(E1)/B(E2)},$$

$$B(E1)/B(E2) = A \cdot [I_\tau(E1)/E_\tau^3] / [I_\tau(E2)/E_\tau^2],$$

$$\alpha = -2M_2 / (M_1 - 2M_2 I_0) + 4M'_2 / (M'_1 + 2M'_2 - 4M'_2 I_0),$$

其中  $A = 0.767 \cdot 10^{-12}$ ;  $E_\tau$  和  $E_{\tau'}$  分别为  $E1$  和  $E2$  的跃迁能,单位是 keV;  $I_\tau$  是跃迁强度;  $I_0$  是基态角动量;  $D$  的单位是  $e \cdot \text{fm}$ , 一般  $K_i = K_f = K$ . 如果,  $Q$  随  $I$  变化小,近似取  $Q = Q_0$ , 则

$$D = D_0 + \kappa(I - I_0), \quad (8)$$

在后面的计算中采用了(8)式.

## 2.2 计算电偶极矩的理论

宏观-微观方法是一种好的描述  $D$  的方法。早期, Strutinsky(1956)<sup>[5]</sup> 及 Bohr 和 Mottelson (1959)<sup>[6]</sup> 利用液滴模型 (LD) 计算了  $D$  的宏观项, Leander (1985)<sup>[7]</sup> 又引入壳修正计算微观项, 从而计算  $D$  的 MMM 得以确立。  $D$  可以写为

$$D = D^{\text{macr}} + D^{\text{shell}}. \quad (9)$$

Butler 和 Nazarewicz (1991)<sup>[8]</sup> 利用小液滴模型 (DM) 计算  $D$  的宏观项及在下述公式(10)中用到高多极形变参数  $\beta_4, \beta_5, \beta_6, \beta_7$  和  $\beta_8$ 。在 DM 中, 宏观项又可以分为两部分

$$D^{\text{macr}} = D^{\text{LD}} + D^{\text{NS}}, \quad (10)$$

$$D^{\text{LD}} = C_r A Z e \sum_{\lambda=2}^{\lambda_{\text{max}}-1} \frac{49}{3 \sqrt{35}} \times \frac{(\lambda^2 - 1)(8\lambda + 9)}{[(2\lambda + 1)(2\lambda + 3)]^{3/2}} \beta_\lambda \beta_{\lambda+1},$$

$$D^{\text{NS}} = -C_s e \sum_{\lambda=2}^{\lambda_{\text{max}}-1} \frac{\sqrt{35}}{15} \times \frac{(\lambda^2 - 1)(\lambda + 3)}{\sqrt{(2\lambda + 1)(2\lambda + 3)}} \beta_\lambda \beta_{\lambda+1}.$$

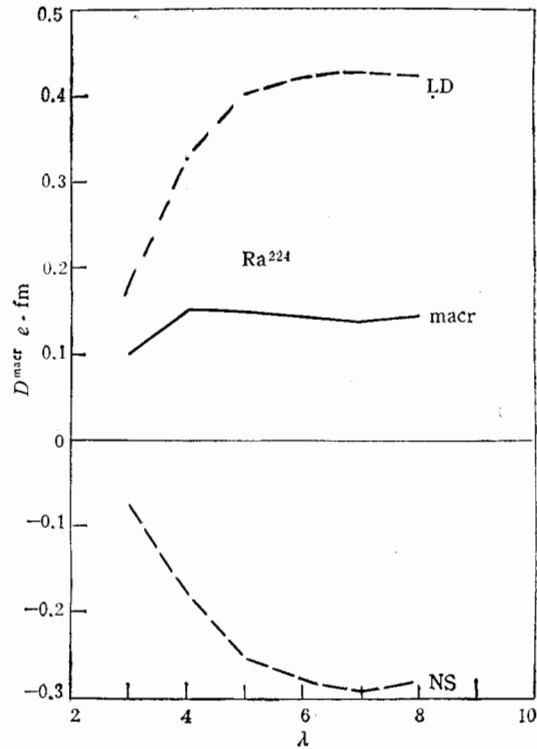


图 1  $D^{\text{macr}}$  同多极形变参数阶数  $\lambda$  的关系

其中  $D^{\text{LD}}$  为液滴模型的电荷重分布项,  $D^{\text{NS}}$  为小液滴模型引入的中子皮项,  $\lambda$  为形变参数  $\beta$  的阶数,  $C_r$  和  $C_s$  为可计算的常数。  $D^{\text{NS}}$  始终是负的, 它将减少  $D^{\text{LD}}$  的贡献。本文利用 Butler 的高多极形变参数  $\beta_2 - \beta_8$  计算了  $D^{\text{macr}}$  数值同多极形变参数阶数  $\lambda$  的关系, 对所有的核, 都有类似的变化规律,  $^{224}\text{Ra}$  的  $D^{\text{macr}}$  同  $\lambda$  的关系表示在图 1。

从图 1 可以看出,  $\beta_2, \beta_3$  和  $\beta_4$  对  $D^{\text{LD}}$  和  $D^{\text{NS}}$  的影响大,  $\beta_5 - \beta_8$  影响小, 所以  $\beta_2, \beta_3$  和  $\beta_4$  的数值大小对计算  $D^{\text{macr}}$  十分重要。这与经验的  $D^{\text{macr}} = C_{\text{LD}} A Z \{\beta_2 \beta_3 + [88 / (27 \sqrt{5})] \beta_3 \beta_4\}$ <sup>[9]</sup> 结果一致, 由于中子皮项的作用, 系数  $C_{\text{LD}}$  为中子-质子对称能推导值 0.00069 fm 的一半。壳修正项  $D^{\text{shell}}$  可用变形的单粒子模型, 即 Nilsson 模型和 Strutinsky 方法计算, 简称 Nilsson-Strutinsky 方法。另外, 应注意到, 在势能面的计算中, 引入高多极形变参数  $\beta_5 - \beta_8$  会影响  $\beta_2 - \beta_4$  的数值。

如果在获得形变参数  $\beta_\lambda$  的势能面和壳修正计算中, 引入推转项 (Cranking), 即考虑转动的作用, 也可以得到  $D$  同  $I$  的关系。

Egido 和 Robledo<sup>[10]</sup> 用 Gogny 相互作用力的 HF 加 BCS 及带八极和偶极算符

$Q_{30}$  和  $Q_{10}$  约束的, 以及其它形变的多极算符是自由的平均场理论计算了 Ra 和 Th 的  $B(E1)$  及  $D_0$ .

为了计算铀系核的  $D_0$ , 本文引用了 Butler 文章中表 5、6 和 7  $I=0$  的多极形变参数  $\beta_2-\beta_8$ , 利用上述(10)式分别计算了  $D^{LD}$  和  $D^{NS}$ , 以及引用了 Butler 的壳修正计算结果, 最后得到了 MMM 的  $D_0$ . 从 Egido 文章中的图 1, 找到最小位垒  $E_B$  所对应的约束八极矩  $q_3$ , 然后在图 5 中找到  $q_3$  所对应的  $D_0$ , 从而得到 MFT 的  $D_0$ . 本文也利用 Iachello<sup>[11]</sup> 文章中  $\alpha$  分子偶极集团模型公式计算了  $D_0$ .

### 3 铀系核实验数据的系统性及讨论

#### 3.1 实验上的 $D$ 同 $I$ 的关系

实验数据是取自 Nuclear Data Sheets 及各种 1985 年以来的杂志. 利用  $E1$  和  $E2$  跃迁分支比及  $Q_0$  得到了从 Fr、Ra、Ac 和 Th 等 31 个核的  $D$  同  $I$  的关系, 并利用带权重的线性最小二乘法对实验数据做拟合, 它们中的一部分结果表示在图 2.

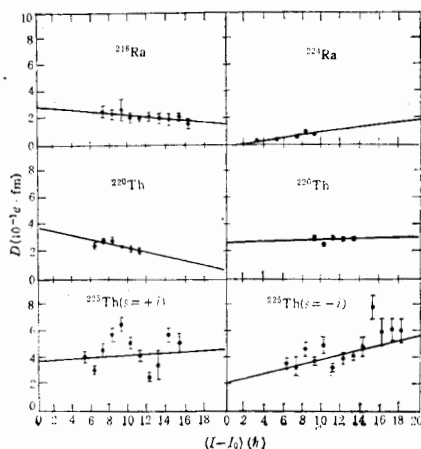


图 2  $D$  同  $I$  的关系

除少数奇偶核, 例如  $^{225}\text{Th}(s = +i)$   $D$  同  $I$  有显著的涨落外, 大多数  $D$  同  $I$  呈线性关系. 它说明  $D$  同  $I$  是相关的, 也说明 Mikhailov 规律基本是正确的.  $D$  同  $I$  线性关系的斜率  $\kappa$ 、截距  $D_0^{exp}$  及奇偶核的正负宇称带的  $K$  值以及 Simplex 量子数在表 1 中给出, 奇奇核的  $s$  量子数是尝试值.

从表 1 和图 2 可以看出  $D$  同  $I$  关系中的几个特点: 有些核的斜率很小, 例如  $^{221}\text{Ra}(s = +i)$ ,  $^{229}\text{Ac}$ ,  $^{226}\text{Th}$  等, 有些核的斜率很大, 例如  $^{223}\text{Th}(s = -i)$  和  $^{224}\text{Th}$  等, 对于斜率大的核,  $D$  同  $D_0$  显著的不同; 有些核的斜率是负值, 即  $D$  随  $I$  的增加而减少, 如  $^{218}\text{Ra}$ ,  $^{220}\text{Th}$  等; 对于奇偶核,  $s = \pm i$  的两个带的斜率和  $D_0$  都有显著的差异, 例如  $^{223}, ^{225}\text{Th}$  (目前, 理论计算还不能区分  $s = \pm i$  的  $D_0$ , 这种差别对理论是有意义的); Ra 和 Th 的斜率同质量数  $A$  有明显的涨落, 特别是 Ra 的斜率. 这些都是值得研究的, 特别是负斜率.

#### 3.2 理论的基态电偶极矩 $D_0$

铀系核  $D_0$  的 MMM、MFT 和 MDC 等理论计算的结果在表 2 中列出. MMM 的  $D_0$  中又分别列出了  $D^{LD}$ 、 $D^{NS}$ 、 $D^{macr}$  及  $D^{shell}$  值.

从表 2 可知, 液滴模型的电荷重分布项  $D^{LD}$  与中子皮项  $D^{NS}$  的符号总是相反的, 后者总是减少宏观项. 宏观项与壳修正项的符号可相同, 也可相反,  $^{224}\text{Ra}$  的  $D_0$  很小就是由于二者符号相反. 图 3 画出了 Ra 和 Th 的 MMM, MFT 的  $D_0$  绝对值及实验的

$D_0^{exp}$  同质量数  $A$  的关系。

表 1  $D$  同  $I$  线性关系的斜率  $\kappa$  及  $D_0^{exp}$

核	$\kappa$	$D_0^{exp}$	备 注
$^{216}\text{Fr}$	0.042(33)	0.075(23)	
$^{217}\text{Fr}$	0.020(126)	0.138(121)	
$^{221}\text{Fr}$	-0.125(89)	0.104(9)	
$^{223}\text{Fr}$	0.260(22)	-0.011(3)	
$^{217}\text{Ra}$	0.026(85)	0.120(85)	$s = +i$ $K = 9/2$
$^{218}\text{Ra}$	-0.064(41)	0.291(51)	
$^{219}\text{Ra}$	0.056(17)	0.230(19)	$s = -i$ $K = 1/2$
$^{220}\text{Ra}$	0.102(24)	0.158(26)	
$^{221}\text{Ra}$	-0.011(31)	0.300(26)	$s = +i$ $K = 5/2$
	0.065(36)	0.253(28)	$s = -i$ $K = 5/2$
$^{222}\text{Ra}$	-0.138(23)	0.085(11)	
$^{223}\text{Ra}$	0.300(125)	0.040(33)	$s = -i$ $K = 3/2$
$^{224}\text{Ra}$	0.101(3)	-0.007(2)	
$^{225}\text{Ra}$	-0.202(74)	0.182(26)	$s = +i$ $K = 1/2$
$^{226}\text{Ra}$	0.133(78)	0.050(52)	
$^{227}\text{Ra}$	-0.510(186)	0.124(15)	$s = -i$ $K = 3/2$
$^{219}\text{Ac}$	0.729(42)	-0.327(26)	$s = +i$ $K = 1/2$
	-0.443(46)	0.631(34)	$s = -i$ $K = 1/2$
$^{220}\text{Ac}$	0.067(95)	0.276(109)	$(s = +1$ $K = 1)^*$
	0.008(84)	0.320(92)	$(s = -1$ $K = 1)^*$
$^{223}\text{Ac}$	-0.102(19)	0.024(4)	$s = -i$ $K = 5/2$
$^{227}\text{Ac}$	-0.010(14)	0.031(4)	$s = +i$ $K = 3/2$
$^{220}\text{Th}$	-0.159(41)	0.389(34)	
$^{221}\text{Th}$	-0.059(26)	0.408(23)	$s = -i$ $K = 1/2$
$^{222}\text{Th}$	-0.005(24)	0.375(29)	
$^{223}\text{Th}$	0.149(53)	0.296(42)	$s = +i$ $K = 5/2$
	0.532(71)	-0.050(46)	$s = -i$ $K = 5/2$
$^{224}\text{Th}$	0.500(112)	0.120(72)	
$^{225}\text{Th}$	0.045(43)	0.380(42)	$s = +i$ $K = 3/2$
	0.181(45)	0.219(50)	$s = -i$ $K = 3/2$
$^{226}\text{Th}$	0.020(32)	0.274(35)	

\* 奇奇核的  $s$  量子数是尝试值

对于 Ra, 除 $^{221}\text{Ra}$  和 $^{225}\text{Ra}$  外, 无论数量还是变化规律, MMM 的  $|D_0|$  与实验值相当吻合。对于 Th 元素, MMM 的  $|D_0|$  与实验值的一致性不如 Ra 好, 特别是 $^{224}\text{Th}$  明显的低于 MMM 的  $|D_0|$ , 在偶偶核中, 它是极小值。理论上有待进一步研究, 特别是实验上有待丰富 $^{224}\text{Th}$  的  $E1$  和  $E2$  跃迁数据。

Egido 和 Robledo 的 MFT 的  $D_0$  随  $A$  的变化与 MMM 的一致, 但数值上系统地偏高, 除少数核很好符合外, 是实验值的两倍。与 MMM 的计算相比, 高的原因可能是 MFT 计算中只约束八极形变参数  $\beta_3$ , 为此得到的  $\beta_2$  和  $\beta_4$  等参数明显地高于 Butler

的,以致于  $D^{\text{mac}}$  显著地大,正如前面 2.2 中谈到的,  $\beta_2$ 、 $\beta_3$ 、 $\beta_4$  对  $D$  的计算起重要的作用,它说明了在 MFT 计算中约束高多极形变参数可能是必要的。准确计算形变参数仍然是重要的。

表 2 MMM、MDC 和 MFT 等理论计算的  $D_0$ 。

核	$D_0(\text{MMM})$					$D_0$ (MDC)	$D_0$ (MFT)
	L. D.	N. S.	Macro	Shell	$D_0$		
$^{216}\text{Ra}$	0.29	-0.20	0.09	0.16	0.25	3.50	0.31
$^{219}\text{Ra}$	0.30	-0.22	0.08	0.10	0.18	3.57	
$^{220}\text{Ra}$	0.35	-0.26	0.09	0.08	0.17	3.64	0.40
$^{221}\text{Ra}$	0.38	-0.28	0.11	0.02	0.13	3.71	
$^{222}\text{Ra}$	0.39	-0.28	0.12	-0.03	0.09	3.78	0.19
$^{223}\text{Ra}$	0.41	-0.28	0.13	-0.10	0.03	3.85	
$^{224}\text{Ra}$	0.42	-0.28	0.14	-0.13	0.01	3.92	-0.05
$^{225}\text{Ra}$	0.43	-0.29	0.14	-0.20	-0.06	3.99	
$^{226}\text{Ra}$	0.44	-0.28	0.15	-0.24	-0.09	4.06	-0.30
$^{227}\text{Ra}$	0.41	-0.26	0.15	-0.22	-0.07	4.13	
$^{228}\text{Ra}$							-0.40
$^{223}\text{Ac}$	0.40	-0.26	0.14	0.08	0.22	3.69	
$^{227}\text{Ac}$	0.41	-0.26	0.15	-0.15	0.00	3.96	
$^{220}\text{Th}$	0.29	-0.18	0.11	0.23	0.34	3.31	
$^{221}\text{Th}$	0.32	-0.21	0.11	0.20	0.31	3.38	
$^{222}\text{Th}$	0.36	-0.23	0.13	0.17	0.30	3.45	0.56
$^{223}\text{Th}$	0.41	-0.25	0.16	0.14	0.29	3.52	
$^{224}\text{Th}$	0.43	-0.27	0.17	0.10	0.27	3.59	0.49
$^{225}\text{Th}$	0.45	-0.27	0.18	0.04	0.22	3.66	
$^{226}\text{Th}$	0.45	-0.27	0.17	-0.01	0.16	3.73	0.29

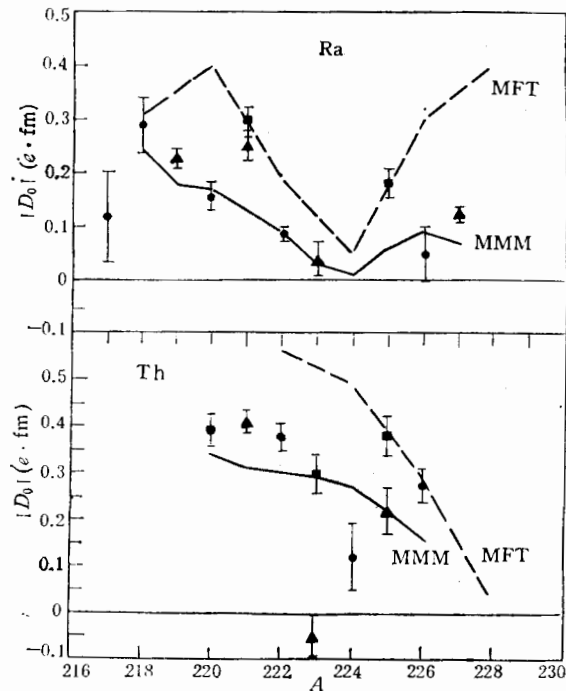
$\alpha$  分子偶极集团模型计算的  $D_0$  高于实验值一个数量级,它说明在铀系核的基态波函数中  $\alpha$  分子偶极集团的幅度  $\eta$  小于 10%。

## 4 结 论

无论理论和实验电偶极矩  $D$  同角动量  $I$  都近似满足线性关系,说明了 Coriolis 力和离心力对  $D$  的作用。

用实验高角动量的  $D$  与理论  $|D_0|$  相比不能很好地验证理论的可靠性,见参考文献 [8] 中的图 4。例如,在这个图内 Ra 元素实验的  $D$  与理论的  $|D_0|$  有明显的差异;对于 Th, 理论上没有预言  $^{224}\text{Th}$  的  $D_0$  呈极小值等。通过实验的  $D$  同  $I$  的关系,找到  $D_0^{\text{exp}}$ , 再与理论  $|D_0|$  比较能够确切地表明理论的可靠性及适用性。

Butler 和 Nazarewicz 用小液滴模型引入中子皮项,及考虑高多极形变参数计算  $D^{\text{mac}}$  是合适的。他们的结果极好地符合 Ra 的  $D_0^{\text{exp}}$ , 但与 Th 的有差异。理论和实

图 3  $|D_0|$  同质量数  $A$  的关系

● 偶偶核; 奇偶核, ■  $s = +i$ , ▲  $s = -i$ .

验上,都有待进一步研究 $^{224}\text{Th}$ 的 $D_0$ 极小值。

Egido 和 Robledo 的 MFT 计算也是成功的,但系统地偏高。在 MFT 中考虑高多极形变参数的约束是必要的。从他们文章的图 3 中  $\beta_2$  同八极矩  $q_3$  的关系可见,  $\beta_3$ 、 $\beta_4$  等明显地高于 Butler 文章中的  $\beta_3$  和  $\beta_4$ 。

## 参 考 文 献

- [1] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nucl. Structure*, 2 (1975) 16.
- [2] M. Dahlinger et al., *Nucl. Phys.*, **A484** (1988) 337.
- [3] J. R. Hughes et al., *Nucl. Phys.*, **A512** (1990) 275.
- [4] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nucl. Structure*, 2(1975) 60.
- [5] V. M. Strutinsky, *Atomnaya Energiya*, (1956) 150; *J. Nucl. Energy*, **4** (1957) 523.
- [6] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nucl. Phys.*, **9** (1959) 687.
- [7] G. A. Leander, AIP conf. Proc., 125 (American Institute of Physics, New York 1985) p125.
- [8] P. A. Butler, W. Nazarewicz, *Nucl. Phys.*, **A533** (1991) 249.
- [9] G. A. Leander, "Nucl. Structure", editors R. Broglia et al., (Elsevier Science Publishers B. V. 1985) p248.
- [10] J. L. Egido, L. M. Robledo, *Nucl. Phys.*, **A494** (1989) 85.
- [11] F. Iachello, *Phys. Lett.*, **B160** (1985) 1.

## Electric Dipole Moments of Actinide Region

Shi Zongren    Wan Shuying

(*Institute of Atomic Energy, Beijing 102413*)

Received 23 December 1993

### Abstract

Theoretically and experimentally, the relation between electric dipole moment  $D$  and rotation angular momentum  $I$  is linear approximately. It shows the effects to  $D$  from Coriolis and centrifugal force. Therefore, the experimental ground state electric dipole moment  $D_0^{\text{exp}}$  of 31 actinide nuclei have been obtained and compared with the theoretical  $D_0$  calculated by macro-micro method, mean-field theory and  $\alpha$ -molecular dipole cluster model.

**Key words** actinide nuclei, electric dipole moment, angular momentum, macro-micro method, mean-field theory, molecular dipole cluster model.