П. Э. 湼米罗夫斯基

現代原子核模型

科学出版社

现代原子核模型

現代原子核模型

П. Э. 涅米罗夫斯基 著

王义民 譯

科学出版社

1962

П. Э. НЕМИРОВСКИЙ

СОВРЕМЕННЫЕ МОДЕЛИ АТОМНОГО ЯДРА

Атомиздат, 1960

內容簡介

本书是作者在总結自己多年来的工作及各国研究者发表的大量論文的基础上写成的．书中詳尽地討論了近年来发展起来的几种最新的原子核模型：壳层模型、綜合模型、光学模型和氘核剝裂反应理論等．全书共分六章．第一章比較一般地介紹原子核的主要特性，为全书的討論作了准备；从第二章起开始专門討論各种核模型，指出它們所依据的原理及与实验資料符合的情况，以及它們各自的优缺点．虽然书中所引用的資料的来源各不相同，但全书的分析討論始終貫穿着統一的观点．

本书可供原子核物理科学研究工作者及大学师生参閱．

現代原子核模型

П. Э. 湼米罗夫斯基 著
王 义 民 譯

*

科学出版社出版（北京朝阳門大街 117 号）
北京市书刊出版业营业許可証出字第 061 号
中国科学院印刷厂印刷　新华书店总經售

*

1962年10月第一版　书号：2622　字数：262,000
1962年10月第一次印刷　开本：850×1168 1/32
（京）0001—2,000　印张：10

定价：1.80 元

作 者 序

本书向讀者介紹了某些与原子核的結构和性質有关的問題。

原子核理論在苏联以及其他国家的許多书籍中都有过闡述，但是有些問題闡述得不够充分。

本书完全不論及已經成为原子核物理“經典問題”的那些問題，象氘核理論、核的液滴模型以及它在裂变理論上的应用等；而侧重于更现代的問題，例如核的光学模型、綜合模型、氘核的剝裂反应等等。

第一、二、三和六等章是根据近年来苏联和其他国家的科学家所发表的論文編写的。第四章和第五章的一部分則出于本书作者自己的論文。全书各章都尽力保持統一的观点。

作者深深感謝所有参与討論过本书中个别問題的同志們，特别是 Д. П. 格萊丘欣(Гречухин)，С. И. 德罗兹道夫(Дроздов)，Д. Ф. 扎列茨基 (Зарецкий)，他們閱讀了本书个别章节的原稿，并提出了許多宝貴的意見。

П. 涅米罗夫斯基

目　录

緒　論

在最近二十五年中原子核物理学以飞跃的速度向前发展. 知识首先是依靠方法不断改进的实验研究积累起来的. 在概括和綜合实驗事实的基础上产生了理論概念，因而它們具有純粹唯象的性质. 所以,在最近几年中所提出的核模型也具有唯象的性质.

这些模型目前还不能通过解决多体問題的办法由已知的双核子基元相互作用中得出. 虽然双核子相互作用已經研究得十分完全,但是它不能够作为具有确定的势的問題来表述.

有关双核子碰撞的实驗数据,可以用相分析来表示. 如果确信对偶力在三体作用下不会改变，则原则上这种表述已足以描述原子核中的相互作用了. 但是关于三体相互作用的情况还不清楚;此外,多体問題的一般解还未能得到. 因此,目前只能在对核力作一定假設的条件下来确定核子系統的某些性质. 这时所得到的結果通常是属于核物质,即属于无限的核子介质的. 这种近似对于重核具有一定的意义. 但是即使在最重的核中,表面的作用也很重大，因此对于无限介质所得到的結果仅可用来定性地了解某些規律. 利用这种理論不能够得到定量的結果.

但是,从另一方面說,唯象模型使我們有可能将大量不同的現象联系起来,并以統一的观点来研究它們.特别重要的是实驗所提示的关于原子核中自洽場的概念. 自洽場的存在允許将許多問題看作单粒子問題. 能够以統一的观点解释許多在原子核中观察到的規律的壳层模型[1],就是建立在这个假設之上的. 与壳层模型同时提出的核光学模型[2,3]也利用到单粒子势. 但是与壳层模型的势不同，光学势是一种复势，因为它考虑到原子核对核子的吸收. 关于在重核中发現的轉动譜的問題,实质上可以归結为只有一个变量的簡单問題. A. 玻尔(Bohr)等人[4,5]曾指出,重核并不是

球形的．这些核具有有限的轉动慣量，并且它們的运动可以象分子一样当作陀螺的量子化运动来討論．

这样，在近年来出現了三种核模型：壳层模型、光学模型和 A. 玻尔的集体模型（或称綜合模型）．現在在它們之間已經沒有明显的界限．然而，由这些模型得出的許多結論却与复核模型相矛盾，复核模型对于解释大量的实驗事实是不够的，因而它的应用范围极其狹小．上述各种新理論也不能够解释所有的（甚至仅属于低能量范围的）事实，因而它們也仅具有有限的适用性．但是由于各种模型本身不断地发展，所以被解释了的事实的数目也逐年增加．

本书叙述低能核过程的現代理論概念，这些概念的基础就是上述各种模型．由于实驗事实非常丰富，不可能討論所有的工作結果，所以作者仅限于研究基本規律，同时着重指出那些可由之看出上述模型的局限性的要点．

本书中还尝試用比較小的篇幅論証单粒子模型和自洽場的概念．如前面已經指出的，这些对无限介質进行的尝試目前还沒有得到成功，而計算方法常常如此之复杂，以致所得到的簡单結果与所花費的巨大努力相比是很不相称的．

第一章　原子核的基本性質

§1. 原子核的自旋和字称

在我們开始討論核模型之前，必須知道表征原子核量子态的基本物理量．运动积分就是这种物理量，对于稳定态而言，它們可以用实験方法測量出来． 在稳定态中原子核显然具有一定的能量．不过，原子核的能級譜的理論解释是一个极其困难的問題．

如所周知，在有心場中动量矩是运动积分，在原子核中总动量矩是运动积分（总动量矩是所有粒子的軌道矩与自旋矩之和）．在非球形核中动量矩在核对称軸上的投影是守恆的（詳細情况見后文）．

对于核相互作用过程和电磁相互作用过程而言，宇称是守恆的*，所以核的稳定态具有一定的宇称．这样，除了測量能量外，研究稳定态的基本任务就是确定它們的自旋和宇称．

由于原子核有磁偶极矩，所以可以直接測定自旋，其他間接方法是从独一 β 譜的性質和 γ 射綫角关联的研究出发的．研究 γ 射綫的內轉换和測定 γ 跃迁的多极性，可以得到可靠性較小的数据．

原子核的自旋是由組成原子核的各核子的自旋之和与它們的軌道矩之和迭加而成的：

$$\mathbf{J} = \sum_n \mathbf{l}_n + \sum_n \mathbf{s}_n. \tag{1.1}$$

如果在自旋和軌道矩之間沒有耦合，即如果核子間的相互作用是

---

* 在 1960 年 8 月召开的第十屆国际高能物理会議上，联合原子核研究所的科学家們宣称，在有奇异粒子参加的強相互作用中宇称可能不守恆——譯者注．

純有心的，則单独地存在着总軌道矩 $\mathbf{L}=\sum_n \mathbf{l}_n$ 和总自旋矩 $\mathbf{S}=$ $=\sum_n \mathbf{s}_n$，因此

$$\mathbf{J}=\mathbf{L}+\mathbf{S}. \tag{1.2}$$

实际上核力不是有心力；存在着由核子自旋和軌道矩的相互取向、即标积($\mathbf{ls}$)所决定的相互作用．

容易証明，算符 $\mathbf{L}$ 和 $\mathbf{S}$ 不能单独地同($\mathbf{ls}$)项对易，只有总动量矩 $\mathbf{J}$ 才能同系統的哈密頓量中的($\mathbf{ls}$)項对易，所以总动量矩 $\mathbf{J}$ 是运动积分．当然，每个核子的軌道矩和自旋幷不是运动积分．

应当指出，量 $\sum_n l_n$ 决定了态的宇称，此处 l_n 是核子的軌道量子数．事实上，当 l_n 为偶数时，波函数是此核子的坐标的偶函数，相反地，当 l_n 为奇数时，波函数是奇函数．这是很容易看出的，因为軌道矩的本征函数是这样一种球函数 Y_{lm}，它对偶数 l 是偶函数，对奇数 l 是奇函数．所以量 $\sum_n l_n$ 满足下列条件：此量在給定状态中或者仅取偶数值，或者仅取奇数値．这可以証明如下．設 $\psi(x_1\cdots x_m)$ 是 m 个核子系統的偶数波函数．将它展开为各个核子(具有一定的 l_n 值)的波函数．于是在和式中只含有这样一些項，它們是所有核子坐标的偶函数，即当把所有的 x 同时换成 $-x$ 时这些項不改变符号．奇数項将不存在，因为它們与 $\psi(x_1\cdots x_m)$ 正交．由此可見，对于所有的展开項講来，量 $\sum_n l_n$ 都将是偶数的．

应該強調指出，确定宇称的絕对符号是不可能的．我們規定核子具有正宇称，而核的宇称则相对于邻近的各原子核利用不同的核反应来測定．

例如，在氘核中中子和質子处在 s 态；所以軌道矩等于零，而系統的宇称是正的．氘核同原子核的碰撞是測定宇称的最可靠的方法之一[6,7]．通常在此过程中原子核只俘获氘核中的一个核子，

即发生(d, p)或(d, n)反应. 这时第二个核子不射入原子核中,因为氘核的分裂是在原子核的边緣处发生的. 飞行的核子携有当俘获第一个核子时在耦合能級上释出的多余能量, 因此放出的核子具有不連續的能譜. 飞出的核子的动量矩同入射氘核的动量矩和被原子核俘获的核子的軌道矩有着极其簡单的关系. 这时按照飞出的粒子的角分布可以测定被俘获的核子的軌道矩之值, 因而也就可測出系統宇称的改变. 最大能量的核子羣与終核之基态的形成相应. 利用剝裂反应来测定宇称的方法将在下面比較詳細地討論.

其他测定宇称的方法是从独一β衰变时宇称的变化出发的. 激发态的宇称可以由跃迁的多极性按照內轉换系数得到. 原子核的磁矩也提供了测定态的宇称的可能性, 不过这时要利用某些模型的表象.

§2. 核的磁矩和电矩

核的磁矩和电矩的测定在原子核的研究中起着极重要的作用.

在核的稳定态中沒有电偶极矩. 因为稳定态具有一定的宇称,所以几率密度是坐标的偶函数, 因此 $\int \varrho(r) z dv = 0$. 一般講来,在具有一定宇称的态中所有奇数阶电矩都等于零,因为它們用坐标的奇次冪表示,并在将 $\mathbf{r}$ 换成 $-\mathbf{r}$ 时改变符号. 在稳定态中只有偶数阶电矩不等于零.

如所周知,磁偶极矩是軸矢量,因此当将 $\mathbf{r}$ 换成 $-\mathbf{r}$ 时它不改变符号. 所以在原子核中只有磁偶极矩和所有奇数阶磁矩不等于零. 在稳定态中偶数阶磁矩等于零.

磁偶极矩与机械矩之比称为迴轉磁比率. 核子的迴轉磁比率已很好地知道,質子的此比率是

$$g_p = \frac{\mu}{j} = 5.58 \frac{e}{2Mc}; \tag{2.1}$$

中子的此比率是

$$g_n = -3.82\frac{e}{2Mc}, \tag{2.2}$$

式中M是核子的質量.

量$\frac{e}{Mc}\frac{\hbar}{2}=\mu_0$称为核磁子. 遵循狄拉克方程并具有核子質量的带电粒子的正常磁矩等于一个核磁子. 公式(2.1)和(2.2)表明了这样一个事实,即自由核子具有反常磁矩. 磁矩理論就是用質子和中子的磁矩以及用与核中質子的軌道运动有关的磁矩来解释核的迴轉磁比率. 曾提出了几种不同的核磁矩模型. 我們先討論最簡单的单粒子模型,而后討論其他理論表象.

具有偶数質子和偶数中子的偶-偶核,其基态自旋等于零. 这一規則是由經驗确定的,并且对于所有的偶-偶核都証明是正确的. 旣然偶-偶核的自旋等于零,磁矩便也等于零,因为在系統中沒有特定的方向. 因此,只有在奇A核以及具有奇Z和奇N的核(A为偶数)中基态磁矩才不等于零. 具有奇Z和奇N的核通常称为奇-奇核.

核磁矩的最簡单的模型基于下述假設,即在奇核中只有一个奇数核子具有磁矩和机械矩. 其余的核子形成对于核矩沒有任何貢献的偶-偶核心. 核磁矩的这种单粒子模型是施密特(Schmidt)在1937年首先提出的[8,9].

对于奇数質子講来,它的固有磁矩和軌道磁矩对核磁矩有貢献. 对中子而言,軌道磁矩等于零. 核子的自旋矢量以及它的軌道矩矢量围繞着总动量矩的方向进动. 总有可能計算这些量沿总动量矩的方向的平均值. 实际上,如果

$$\mathbf{J}=\mathbf{L}+\mathbf{S}, \tag{2.3}$$

则

$$\bar{\mathbf{J}}=\bar{\mathbf{L}}+\bar{\mathbf{S}}. \tag{2.4}$$

显然,式(2.4)对于动量矩的三个分量中的每一个都是正确的,$\mathbf{J}_z$和$\bar{\mathbf{J}}_z$相等,因而

$$J_z = \bar{L}_z + \bar{S}_z. \tag{2.5}$$

如所周知，磁矩由下列方程确定：

$$E = -(\mu\mathbf{H}), \tag{2.6}$$

式中 E 是能量，$\mathbf{H}$ 是磁場.

如果磁場的方向沿着 z 軸，则当 J_z 的数值为最大时，相互作用能量将为最大(絕对值). 在这种情况下 μ_z 被定义为自旋磁矩和軌道磁矩之和：

$$\bar{\mu}_z = \bar{\mu}_S + \bar{\mu}_L. \tag{2.7}$$

显然，自旋磁矩的平均值 $\bar{\mu}_S$ 等于

$$\bar{\mu}_S = g_N \bar{S}, \tag{2.8}$$

式中 g_N 是核子的迴轉磁比率. 另一方面，軌道磁矩的平均值 $\bar{\mu}_L$ 等于

$$\bar{\mu}_L = g_L \bar{L}, \tag{2.9}$$

式中 $g_L = \dfrac{e}{2Mc}$ (质子)和 $g_L = 0$ (中子). 显然，在 J 方向上 L 的分量等于

$$\bar{\mathbf{L}} = \frac{(\mathbf{JL})}{J^2}\mathbf{J}. \tag{2.10}$$

其次，利用

$$(\mathbf{JL}) = J^2 + L^2 - S^2 = \frac{1}{2}[J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)]$$

(設 $\hbar$ 等于 1)，我們得到

$$\bar{L}_z = \frac{J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2J(J+1)} J_z. \tag{2.11}$$[1]

代入 $S = \frac{1}{2}$ 之后，得到

$$\text{当 } J = L + S \text{ 时} \qquad \bar{L}_z = J - \frac{1}{2},$$

$$\text{当 } J = L - S \text{ 时} \qquad \bar{L}_z = \frac{\left(J + \frac{3}{2}\right)J}{J+1}. \tag{2.12}$$

---

1) 公式(2.11)在两个任意的动量矩相加时也是正确的，所以它可以用于奇-奇核中中子和质子的动量矩的相加，这将在第二章中利用.

对 S_z 作类似計算,得到

$$
\begin{aligned}
&\text{当 } J = L + S \text{ 时} \quad \bar{S}_z = \frac{J+1}{2(J+1)} = \frac{1}{2}, \\
&\text{当 } J = L - S \text{ 时} \quad \bar{S}_z = -\frac{J}{2(J+1)}.
\end{aligned}
\tag{2.13}
$$

由此可見,对于具有奇数質子的核講来,

$$
\left.
\begin{aligned}
&\text{当 } J = L + S \text{ 时} \quad \mu = \frac{g_p}{2} + g_L\left(J - \frac{1}{2}\right), \\
&\text{当 } J = L - S \text{ 时} \quad \mu = -\frac{J}{2(J+1)} g_p + g_L \frac{J(J+3/2)}{J+1}.
\end{aligned}
\right\}
\tag{2.14}
$$

对于具有奇数中子的核講来軌道項等于零,所以

$$
\left.
\begin{aligned}
&\text{当 } J = L + S \text{ 时} \quad \mu = \frac{g_n}{2}, \\
&\text{当 } J = L - S \text{ 时} \quad \mu = -\frac{J}{2(J+1)} g_n.
\end{aligned}
\right\}
\tag{2.15}
$$

这些公式可以与实驗相比較.

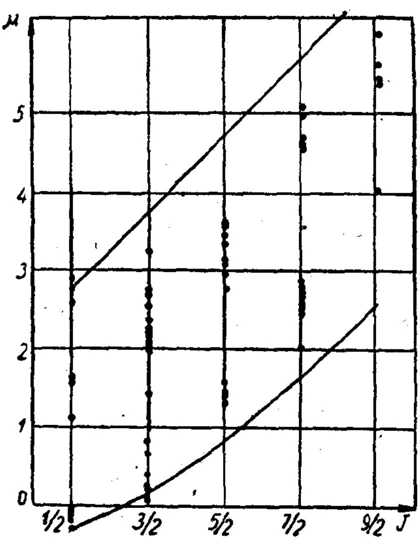

图 1. 具有奇数質子的原子核之磁矩(单位是核磁子). 图中表出了施密特綫.

在图 1 中表明了奇数質子的磁矩 μ 与 J 的函数关系, 图 2 表明了奇数中子的这种关系. 如果磁矩精确地是单粒子型的, 則所有的实驗点都将处在两根曲綫中的一根上. 然而实际上实驗点处在两根曲綫之間, 而在此区域外部只有少数几个直接散布在曲綫附近的点. 如果磁矩能够总是属于上曲綫或者下曲綫, 那末这就可以用来确定核的宇称和軌道矩.

我們簡单地将单粒子模型同实驗来比較一下. 自旋为 1/2 的

N^{15}、Y^{89}、Ag^{107}、Ag^{109}、Rh^{103}，自旋为 3/2 的Cl^{35}、Cl^{37}、K^{39}、K^{41}、Ir^{191}、Ir^{193}、Au^{197} 以及自旋为 5/2 的 Rb^{85} 等核的磁矩处在下曲綫的附近；由磁矩的数据可以单值地确定这些核的軌道矩和宇称。自旋为

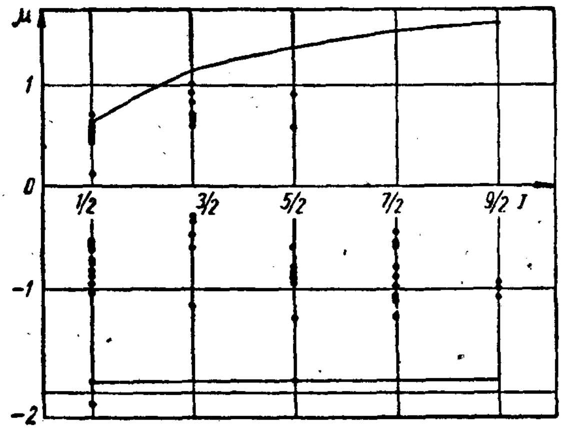

图 2. 具有奇数中子的原子核之磁矩(单位是核磁子). 图中表出了施密特綫.

1/2 的 H^3 和 F^{19}，自旋为 3/2 的 Li^7，自旋为 5/2 的 Pr^{141}，自旋为7/2 的 Sc^{45}、V^{51}、Mn^{53}、Co^{57}、Co^{59} 以及自旋为 9/2 的 Nb^{93}、Tc^{99}、In^{113} 和 In^{115} 等核的磁矩处在上曲綫附近。这些核的軌道矩无疑地等于 $J-1/2$，而宇称也可以单值地确定。在許多其他情况中（P^{31}，Cu^{63}，Cu^{65} 等），实驗点远离两根曲綫，因而从磁矩的数据还不能确定核的宇称。在这些情况下，或者是对于单粒子模型所作的修正超过一个核磁子，或者单粒子模型根本不能用。

現在来討論图 2，我們看到，此时許多原子核都很好地与单粒子模型相符合。例如，在曲綫 $L=J-1/2$ 附近有 He^3($J-1/2$)，O^{17} 和 Zr^{91}($J=5/2$)，Ca^{43}($J=7/2$)的磁矩点，在曲綫 $L=J+1/2$ 附近有 C^{13}，Pt^{195}，Pb^{207}，Se^{77}，Hg^{197} 和 Hg^{199}（$J=1/2$），S^{35}，Xe^{131}，Ba^{135}，Ba^{137}（$J=3/2$）的磁矩点。当与单粒子模型相差很大时，有其他一些测定宇称的方法，这些方法允許我們将磁矩同系統的眞正状态相比較。

在許多情况中，更彻底地应用单粒子模型，可以改善磁矩理論

值与实驗数据的符合．这种例子将在以后研究． 考虑自旋-軌道相互作用的影响，也可以改善与实驗的符合[10]． 对于許多原子核講来必須应用集体模型． 此外，还有超出了自洽場模型的范围的理論．本书对于这种特别研究磁矩的介子修正[11-13]的理論将不予以討論．

在比較少的場合下，也知道了奇-奇核的磁矩．按照单粒子模型，这种核的磁矩可以定义为奇数質子和奇数中子的磁矩之和。不过，相加規則由核子的軌道矩和自旋之間的耦合的性質来决定．

如已經講过的，原子核不可能具有电偶极矩． 因此我們来研究核的四极矩． 我們記得，在經典电动力学中四极矩被定义为具有下列分量的二秩张量：

$$Q_{ik}=\sum_{m} e_m(3x_i^m x_k^m - r_m^2\delta_{ik}). \qquad (2.15a)$$

由公式（2.15a）可以看出，这个张量是对称的，即 $Q_{ik}=Q_{ki}$，并且这个张量的迹 $\sum_i Q_{ii}=0$． 由此可見，四极矩具有五个独立分量，它們在球坐标中可以表示成 $a_m Y_{2m}$，此处 Y_{2m} 是 $l=2$ 的球函数．在量子力学中四极矩由五个独立算符来表征．

电荷系統的靜四极矩通常由分量 $Q_{33}=\sum_m e_m(3z_m^2-r_m^2)$ 来表征．

我們可以証明四极矩只在 $J\geqslant 1$ 的核中出現．在自旋等于零的核中显然沒有特定的方向，因而甚至当原子核不是球形而是橢球形的时候也沒有四极矩． 在这种情况下，核中任何軸在外場方向上的投影都等于零；而对于外部观察者講来，形变的影响仅仅是改变球的半径和核边緣附近的密度变化情况．这种原子核同原子壳层沒有四极相互作用．自旋为1/2的核也沒有四极矩．实际上，核的四极矩可以写成

$$Q=\int\psi^*(\mathbf{r}_1\cdots\mathbf{r}_n)\sum_m(3z_m^2-r_m^2)\psi(\mathbf{r}_1\cdots\mathbf{r}_n)d\tau_1\cdots d\tau_n, \qquad (2.16)$$