

原子核结构

第一卷 第三分册

A. 玻尔 B. R. 莫特逊 著

科学出版社

Q. L. 8 120

原子核结构

第一卷 第三分册

A. 玻尔
B. R. 莫特逊 著

钟丹译

科学出版社

1977

内 容 简 介

这一分册是 A. 玻尔和 B. R. 莫特逊所著《原子核结构》第一卷的第三章。第一卷的主题是单粒子运动。第三章主要阐述单粒子组态的量子数与波函数、粒子-空穴对称、能谱、电磁矩矩阵元、 β 衰变矩矩阵元、反应过程及亲系数等。在附录中扼要介绍单粒子波函数和矩矩阵元、粒子-空穴共轭、电磁相互作用矩矩阵元、 β 相互作用、核子转移反应和共振反应等。

本书可供核物理工作者及大学有关专业的高年级学生参考。

Aage Bohr, Ben R. Mottelson
NUCLEAR STRUCTURE
W. A. Benjamin, Inc., 1969

原 子 核 结 构

第一卷 第三分册

A. 玻尔, B. R. 莫特逊 著
钟 丹 译

*

科学出版社出版

北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1977 年 10 月第 一 版	开本: 850 × 1168 1/32
1977 年 10 月第一次印刷	印张: 5 1/2
道精: 1—620	插页: 精 3 平 1
印数: 报平: 1—4,400	字数: 146,000

统一书号: 13031 · 544

本社书号: 797 · 13—3

定价: 布面精装本 1.80 元
报纸平装本 0.72 元

目 录

第三章 单粒子组态	339
§ 3-1 量子数与波函数 粒子-空穴对称	339
3-1a. 单粒子态	339
3-1b. 空穴态. 粒子-空穴共轭	341
3-1c. 粒子和空穴态的同位旋	343
§ 3-1 的示例	344
§ 3-2 能谱	347
§ 3-2 的示例	352
§ 3-3 电磁矩的矩阵元	363
3-3a. 四极矩及 E2 跃迁几率	363
3-3b. 磁矩	366
3-3c. 其他电磁矩	371
§ 3-3 的示例	372
§ 3-4 β 衰变矩阵元	377
3-4a. 允许跃迁	377
3-4b. 禁戒跃迁	381
§ 3-4 的示例	381
§ 3-5 反应过程 亲系数	386
3-5a. 单粒子转移反应	386
3-5b. 共振反应	388
§ 3-5 的示例	388
附录 3A 单粒子波函数和矩阵元	393
3A-1 自旋和轨道耦合	393
3A-2 单粒子算符的矩阵元计算	396
附录 3B 粒子-空穴共轭	402
3B-1 费密子体系的粒子和空穴描述	402
3B-2 单粒子算符的矩阵元	406
3B-3 二粒子算符的矩阵元	409

附录 3C	电磁相互作用矩阵元	416
3C-1	场与流的耦合	416
3C-2	辐射过程	417
3C-3	与带电粒子的相互作用	420
3C-4	自由核子的电荷密度和流密度	422
3C-5	单粒子矩阵元	425
3C-6	流中的相互作用效应	428
附录 3D	β 相互作用	436
3D-1	弱相互作用过程和弱流	436
3D-2	β 流的对称性质	440
3D-3	β 流的非相对论形式	445
3D-4	多极矩	449
3D-5	f_t 值	455
附录 3D	的例证	459
附录 3E	核子转移反应	466
3E-1	单核子转移	466
3E-2	两个粒子转移	472
附录 3F	共振反应	474
3F-1	共振散射的一般特性	474
3F-2	单粒子运动共振参数的计算	485
参考文献		497

第三章 单粒子组态

满壳层外有一个单粒子,或满壳层内有一个空穴的原子核的能谱,为原子核独立粒子运动提供特别详尽而定量的证据.

一个满壳层含有 $2j + 1$ 个粒子,每个粒子的角动量为 j . 这样一种组态,只形成一个单一反对称态 (Slater 行列式). 此状态的总角动量就必须是 $J = 0$, 因为,总角动量为 J 的任何状态都有 $2J + 1$ 个简并子态. 此外,满壳层的宇称是偶的.

这样,对于在满壳层上加一个单粒子的组态,我们可以预料将有若干低激发态,这些状态的角动量和宇称由单粒子可占有的轨道的量子数所决定. 另外的性质,诸如在电磁和 β 跃迁中涉及到的矩,以及表征各种核反应过程的矩阵元,都对这些状态的单粒子描述的适宜性提供了进一步证据.

从满壳层移去一个粒子而产生的组态(单空穴组态)所具有的性质,可以期望,能由一种简单方式与单粒子组态的性质联系起来.

§ 3-1 量子数与波函数 粒子-空穴对称

3-1a. 单粒子态

满壳层形成一球对称的密度分布,从而产生一个各向同性的核位势. 在这种位势内的粒子运动,可由量子数 $nljm$ 来表征(见 § 2-4), 其宇称为

$$\pi = (-1)^l. \quad (3-1)$$

粒子运动分解为径向分量与涉及角变量及自旋变量的分量,后面二个变量由自旋-轨道力相耦合[见 2-132 式]. 这样,波函数就是径向部分 $\mathcal{R}$ 和自旋-角度部分 ζ 的乘积

$$\psi_{nljm}(\mathbf{r}, m_s(h)) = \mathcal{R}_{nlj}(r) \zeta_{ljm}(\vartheta, \varphi, m_s(h)), \quad (3-2)$$

式中 $m_s(h)$ 是代表自旋变量的符号, 表示波函数 (3-2) 对自旋依赖关系有两种不同方式.

在 m_s 表象里, 自旋取向由沿着固定轴 Z 的分量 S_z 所表征. 运动分解为轨道和自旋分量, 每个分量各由一个 m 量子数表示: $m_l = l_z$ 和 $m_s = S_z$. 这样, 代表角自由度和自旋自由度的态矢量部分就变成

$$|ljm\rangle = \left| \left(lS = \frac{1}{2} \right) jm \right\rangle = \sum_{m_l m_s} \left| l m_l \frac{1}{2} m_s \right\rangle \left\langle l m_l \frac{1}{2} m_s \middle| jm \right\rangle, \quad (3-3)$$

这里, $\left\langle l m_l \frac{1}{2} m_s \middle| jm \right\rangle$ 是矢量相加系数 (见 1A-2). 与轨道状态 lm 相联系的角度波函数是球谐函数 Y_{lm_l} .

自旋取向也可以由它沿着粒子径矢量方向的分量 h (螺旋度) 表示,

$$h = \frac{1}{r} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}) \quad (3-4)$$

(对算符及其本征值, 我们使用相同的符号 $\hat{h}$). 在碰撞问题中, 用一个表示 $\mathbf{s}$ 在动量矢量 $\mathbf{p}$ 方向上的投影的螺旋度, 常常是方便的 (见附录 3F). 这两个螺旋度代表自旋取向的不同特征.

螺旋度是一个转动不变量, 因此, 它与总角动量 j 相对易. 一个粒子状态的自旋-角度部分, 就可以用量子数 hjm 所标记的分量来表达

$$|ljm\rangle = \sum_{h=\pm\frac{1}{2}} |hjm\rangle \langle hjm | lj m \rangle. \quad (3-5)$$

在空间反射下, 螺旋度改变符号 [$\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$, $\mathbf{s} \rightarrow \mathbf{s}$; 见 (1-22) 式], 同时 $\mathcal{P}$ 作用于 $|hjm\rangle$ 上而产生态 $|-hjm\rangle$, 这里还会有一个依赖于螺旋度状态相对位相的选择而出现的相因子. 这样, 具有一定宇称的各状态 $|ljm\rangle$ 就含有强度相同的 $h = +\frac{1}{2}$ 和 $h = -\frac{1}{2}$

两个分量,而在 $l = j \pm \frac{1}{2}$ 状态中,自旋-角度波函数相差的只是两个螺旋度分量的相对位相.螺旋度状态 hjm 的角度波函数涉及 $\mathcal{D}_{mh}^j$ 函数,即转动矩阵元.在(3A-1)节中,将给出在 m_s 和 h 表象中波函数(3-1)的详细形式,并对位相约定作一讨论.

相应于满壳层外一个单粒子的总状态,常方便地用下式表示:

$$|J = j, M = m\rangle = a^\dagger(jm)|\hat{0}\rangle, \quad (3-6)$$

式中, $a^\dagger(jm)$ 是在轨道 $(nl)jm$ 上产生一个粒子的算符(产生和湮没算符的性质,在附录 2A 中讨论).由 $|\hat{0}\rangle$ 表示的满壳层态,起着广义真空态的作用.

3-1b. 空穴态. 粒子-空穴共轭

从满壳层中移去一个角动量为 j 的粒子而得到的状态,可以用 $2j$ 个角动量为 j 的粒子的组态 $(j)^{2j}$ 来描写.由于不相容原理,在这一组态的各状态(空穴态)与角动量为 j 的单粒子的各状态之间,存在一一对应的关系.而且,可以用一个对称变换,把空穴态之间的矩阵元与相应的粒子态之间的矩阵元相联系起来.下面,我们就考虑粒子-空穴对称的几个简单的特点;在附录 3B 中,将给出较详细的讨论(原子核组态的粒子-空穴共轭,与原子壳层模型中曾用的是相似的;见 Condon and Shortley, 1935; Racah, 1942).

基于产生和湮没算符的表达方式,特别适宜于用来表达粒子和空穴之间的对称性(Bell, 1959).产生一个量子数为 $nljm$ 的空穴态,等价于湮没一个处于量子数为 $nlj - m$ 状态(共轭态)的粒子.选择空穴态的位相,使两共轭态可用时间反演运算相联系,是方便的.对于产生一个单空穴的算符 $b^\dagger(jm)$,我们就有

$$b^\dagger(jm) \equiv a(\overline{jm}) = (-1)^{j+m} a(j-m), \quad (3-7)$$

式中, $\overline{jm}$ 态是由 jm 态经时间反演而得到[见(1-40)式],

$$|\overline{jm}\rangle \equiv \mathcal{T} |jm\rangle = (-1)^{j+m} |j-m\rangle. \quad (3-8)$$

在(3-7)式中有一个相因子 $(-1)^m$,这意味着:具有不同 m 的各个算符 $b^\dagger(jm)$ 形成一个 j 阶球张量的各个分量(见 1A-5e).

这样,单空穴态

$$|j^{-1}m\rangle = b^\dagger(jm)|\hat{0}\rangle = a(\overline{j\bar{m}})|\hat{0}\rangle \quad (3-9)$$

就具有角动量态的标准位相关系.

空穴态的矩阵元由下式与单粒子态的矩阵元相联系

$$\begin{aligned} \langle j_2^{-1}m_2|F|j_1^{-1}m_1\rangle &= -\langle \overline{j_1m_1}|F|\overline{j_2m_2}\rangle \\ &+ \langle \hat{0}|F|\hat{0}\rangle \delta((n_1l_1)j_1m_1, (n_2l_2)j_2m_2), \end{aligned} \quad (3-10)$$

式中, F 是任意的单粒子算符. 除非 F 转动不变(或含有标量分量), 否则, 对满壳层来说, 期待值 $\langle \hat{0}|F|\hat{0}\rangle$ 为零. 关系式(3-10), 可利用 Slater 行列式描述空穴态, 通过简单的运算就能求得, 此外, 假如我们用产生和湮没算符表达 F , 并引入(3-7)式, 则也可直接得出; (见 3B-2).

(3-10) 式中的第一项可以变换如下[见(1-34 式)]

$$\begin{aligned} -\langle \overline{j_1m_1}|F|\overline{j_2m_2}\rangle &= -\langle j_1m_1|\mathcal{T}^{-1}F\mathcal{T}|j_2m_2\rangle^* \\ &= -\langle j_2m_2|(\mathcal{T}^{-1}F\mathcal{T})^\dagger|j_1m_1\rangle = \langle j_2m_2|F_c|j_1m_1\rangle, \end{aligned} \quad (3-11)$$

这里, 共轭算符 F_c 的定义为

$$F_c = -(\mathcal{T}^{-1}F\mathcal{T})^\dagger. \quad (3-12)$$

因此, 假如我们略去满壳层的期待值, 那末, 在空穴态中 F 的矩阵元就等于在相应粒子态中 F_c 的矩阵元.

满足关系式

$$F_c = cF, \quad c = \pm 1 \quad (3-13)$$

的算符, 称为在粒子-空穴共轭下的偶算符 ($c = +1$) 或奇算符 ($c = -1$). (单粒子变量的任何函数, 皆可分为偶的部分和奇的部分) 奇、偶算符的例子有:

$$\left. \begin{aligned} F(\mathbf{r}) \\ (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) F(\mathbf{r}) \end{aligned} \right\} c = -1, \quad \left. \begin{aligned} \mathbf{s} F(\mathbf{r}) \\ \mathbf{p} \\ \mathbf{l} \end{aligned} \right\} c = +1. \quad (3-14)$$

粒子-空穴共轭也能用么正算符 $\mathcal{U}_h$ 来表达, 对于满壳层所含单粒子轨道, 这一算符把 $a^\dagger(jm)$ 变换为 $b^\dagger(jm)$ (见附录 3B).

3-1c. 粒子和空穴态的同位旋

假如原子核含有的质子和中子填充相同的壳层,那末,满壳层的总同位旋为 $T_0=0$,加入一个粒子而形成的状态具有 $T=t=\frac{1}{2}$,

$$|jm, T=t=\frac{1}{2}, M_T=m_t\rangle = a^\dagger(jm, m_t)|\hat{0}\rangle, \quad (3-15)$$

对于中子,式中的 $m_t = +\frac{1}{2}$,对于质子, $m_t = -\frac{1}{2}$.

单空穴态也具有 $T=\frac{1}{2}$;对质子空穴, $M_T=\frac{1}{2}$,对 neutron 空穴, $M_T=-\frac{1}{2}$. 然而,由质子空穴算符 $b^\dagger(j_p m) = a(\overline{j_p m}) = a\left(\overline{j m, m_t = -\frac{1}{2}}\right)$ 及相应的中子空穴算符作用而形成的各状态,对于同位旋双重态并不具有约定的位相关系. 对于角动量,在(3-7)式中的相因子 $(-1)^{l+m}$ 确保了各空穴态具有合适的位相. 我们能够以类似的方式,在同位旋空间中,构成具有如下标准变换性质的空穴态:

$$\begin{aligned} |j^{-1}m, m_t\rangle &= b^\dagger(jm, m_t)|\hat{0}\rangle \\ &= \begin{cases} -b^\dagger(j_p m)|\hat{0}\rangle = -|j_p^{-1}m\rangle & m_t = +\frac{1}{2} \\ +b^\dagger(j_n m)|\hat{0}\rangle = +|j_n^{-1}m\rangle & m_t = -\frac{1}{2} \end{cases} \quad (3-16) \end{aligned}$$

在某些情况下,我们将发现,用 j_p^{-1} 和 j_n^{-1} 标记空穴态是方便的. 然而,当涉及到同位旋耦合及同位旋变换性质时,用 m_t 标记空穴态就显出优越性.

空穴态算符 $b^\dagger(jm, m_t)$ 与 a 算符由下式相联系:

$$\begin{aligned} b^\dagger(jm, m_t) &= a(\widetilde{jm, m_t}) = (-1)^{j+m+\frac{1}{2}+m_t} a(j-m, -m_t), \\ |\widetilde{jm, m_t}\rangle &\equiv \mathcal{F} |jm, m_t\rangle, \end{aligned} \quad (3-17)$$

式中的变换 $\mathcal{F}$ 除了时间反演外,还包含(1-59)式所给出的电荷对称性运算 $\mathcal{R}_t$,

$$\mathcal{F} = \mathcal{R}_T^{-1} \mathcal{F} = \exp\{i\pi T_Y\} \mathcal{F}. \quad (3-18)$$

在 $\mathcal{F}$ 型粒子-空穴共轭下算符的变换将在附录 3B 中加以考虑。

假如在原子核中,填充的中子壳层多于质子壳层,那末,满壳层的总同位旋为 $T_0 = (M_T)_0 = \frac{1}{2}(N - Z)$. 单粒子和单空穴组态就能形成 $T = T_0 \pm \frac{1}{2}$ 的状态. 在 345 页图 3-1 中,说明了各种可能的组态的 T 结构,与此相关的态矢量则在邻近的正文中给出. 可以看出,低组态只含有一单值 T (对于 n 或 p^{-1} , $T = T_0 + \frac{1}{2}$; 对于 p 或 n^{-1} , $T = T_0 - \frac{1}{2}$). p 和 n^{-1} 型的较高组态,给出一个 T 双重态 ($T = T_0 \pm \frac{1}{2}$), 这些状态含有标志满壳层在同位旋空间作了转动的分量,其 $M_T = T_0 - 1^*$.

§ 3-1 的 示 例

单粒子和单空穴组态的总的核同位旋 (图 3-1)

在图 3-1 中,说明了 $N > Z$ 的原子核的基态组态. 阴影面积代表已被填充的轨道,包括 N 个最低的中子能级和 Z 个最低的质子能级. 各轨道用一组量子数 ν (例如, $\nu = nljm$) 来标记,并依照其能量排列. 所填充的最后一个轨道 (费密能级), 对中子与质子分别用 $(\nu_F)_n$ 及 $(\nu_F)_p$ 来标记.

对于任何一个组态,譬如像基态组态,其中质子所占的全部轨道也为中子所占有,总同位旋 T 就等于超额中子的总同位旋, $T = T_0 = M_T = \frac{1}{2}(N - Z)$. 事实上,这种状态当由总同位旋分量 $T_+ = \sum_k (t_x + it_y)_k$ 作用后,就等于零 (T_+ 使 M_T 增加一个单位). 因此,这一状态在同位旋空间是完全顺排的, $M_T = T_0$ (在这里,我们忽略了质子和中子轨道之间因库仑势而引起的微小差别; 所

* 参看 (3-19c) 式.

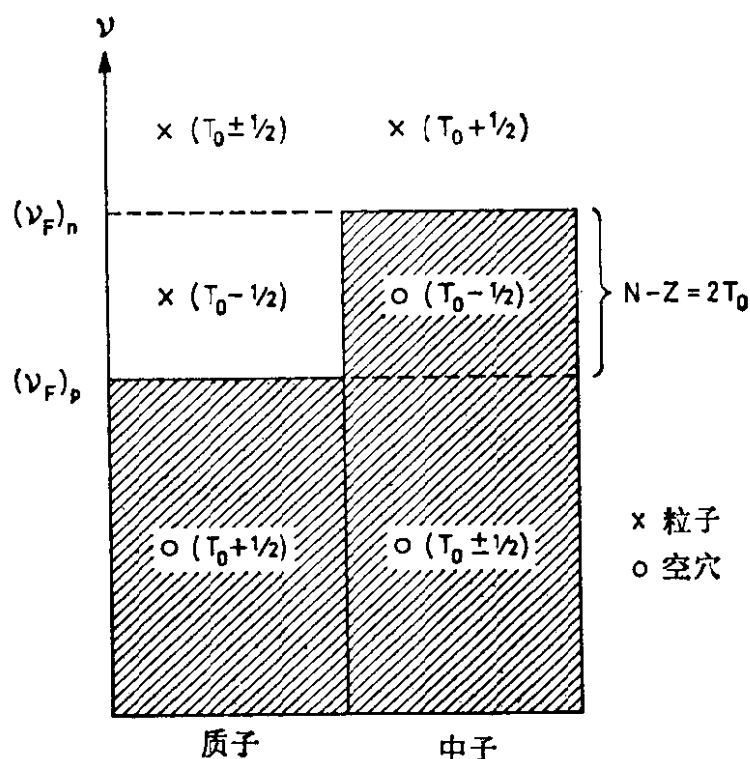


图3-1 满壳层 ($T = T_0$) 外有一个单粒子或一个单空穴的组态的总同位旋。

产生的同位旋混合已在第 174 页上与图 2-6 联系起来作了讨论)。

在图 3-1 上, 表明了与一个粒子和一个空穴组态相关的同位旋量子数。相应的态矢量具有下列形式:

(a) 对于 $\nu > (\nu_F)_n$ 的 n , 或者, 对于 $\nu \leq (\nu_F)_p$ 的 p^{-1} :

$$\begin{aligned}
 T = M_T &= T_0 + \frac{1}{2}, \\
 \left| \nu; T = T_0 + \frac{1}{2}, M_T = T_0 + \frac{1}{2} \right\rangle \\
 &= a^\dagger \left(\nu, m_t = \frac{1}{2} \right) \left| T = T_0, M_T = T_0 \right\rangle, \\
 \left| \nu^{-1}; T_0 + \frac{1}{2}, T_0 + \frac{1}{2} \right\rangle &= b^\dagger \left(\nu, m_t = \frac{1}{2} \right) \left| T_0, T_0 \right\rangle. \quad (3-19a)
 \end{aligned}$$

(b) 对于 $(\nu_F)_p < \nu \leq (\nu_F)_n$ 的 n^{-1} 或 p :

$$\begin{aligned}
 T = M_T &= T_0 - \frac{1}{2}, \\
 \left| \nu; T = T_0 - \frac{1}{2}, M_T = T_0 - \frac{1}{2} \right\rangle
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= a^\dagger\left(\nu, m_t = -\frac{1}{2}\right) \left| T = T_0, M_T = T_0 \right\rangle, \\
\left| \nu^{-1}; T_0 - \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2} \right\rangle &= b^\dagger\left(\nu, m_t = -\frac{1}{2}\right) \left| T_0, T_0 \right\rangle.
\end{aligned}
\tag{3-19b}$$

(c) 对于 $\nu > (\nu_F)_n$ 的 p , 或者, 对于 $\nu \leq (\nu_F)_p$ 的 n^{-1} :

$$\begin{aligned}
&T = T_0 \pm \frac{1}{2}, \quad M_T = T_0 - \frac{1}{2}, \\
&\left| \nu; T = T_0 - \frac{1}{2}, M_T = T_0 - \frac{1}{2} \right\rangle \\
&= \left(\frac{2T_0}{2T_0 + 1} \right)^{1/2} a^\dagger\left(\nu, m_t = -\frac{1}{2}\right) \left| T_0, T_0 \right\rangle \\
&\quad - \left(\frac{1}{2T_0 + 1} \right)^{1/2} a^\dagger\left(\nu, m_t = \frac{1}{2}\right) \left| T_0, T_0 - 1 \right\rangle, \\
&\left| \nu; T_0 + \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2} \right\rangle \\
&= \left(\frac{1}{2T_0 + 1} \right)^{1/2} a^\dagger\left(\nu, m_t = -\frac{1}{2}\right) \left| T_0, T_0 \right\rangle \\
&\quad + \left(\frac{2T_0}{2T_0 + 1} \right)^{1/2} a^\dagger\left(\nu, m_t = \frac{1}{2}\right) \left| T_0, T_0 - 1 \right\rangle, \tag{3-19c}
\end{aligned}$$

$\left| \nu^{-1}; T_0 \pm \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2} \right\rangle$, 与 $\left| \nu; T = T_0 \pm \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2} \right\rangle$ 相同, 只要把 $a^\dagger(\nu, m_t) \rightarrow b^\dagger(\nu, m_t)$.

态矢量的表达, 用了 (3-15) 和 (3-16) 式所定义的粒子和空穴的产生算符. 状态 (3-19c) 包含有涉及满壳层同位旋相似态的诸分量:

$$\begin{aligned}
|T_0, T_0 - 1\rangle &= (2T_0)^{-1/2} (T_x - iT_y) |T_0, T_0\rangle \\
&= \sum_{(\nu_F)_p < \nu \leq (\nu_F)_n} (2T_0)^{-1/2} a^\dagger(\nu_p) a(\nu_n) |T_0, T_0\rangle, \tag{3-20}
\end{aligned}$$

状态 (3-20) 是把 $2T_0$ 个超额中子中的一个中子转变为一个质子而得到的各分量的相干叠加.

通过形成上面考虑的那些态的同位旋相似态, 能够得到具有

单粒子或单空穴组态的一些附加状态。然而,这些附加状态,不能从同位旋空间中完全顺排 ($M_T = T_0$) 的原子核上,加一个或减一个核子而得到。

§ 3-2 能 谱

在第 347 页到第 352 页的图 3-2 (a-f) 上,举例说明了现有的关于单粒子或单空穴组态的核能级的实验数据。可以看出,已经很好地研究过的所有原子核确实具有一些低激发能级,它们正好与单粒子能谱所预期的相对应 (见图 2-23 和 2-30)。这一事实,

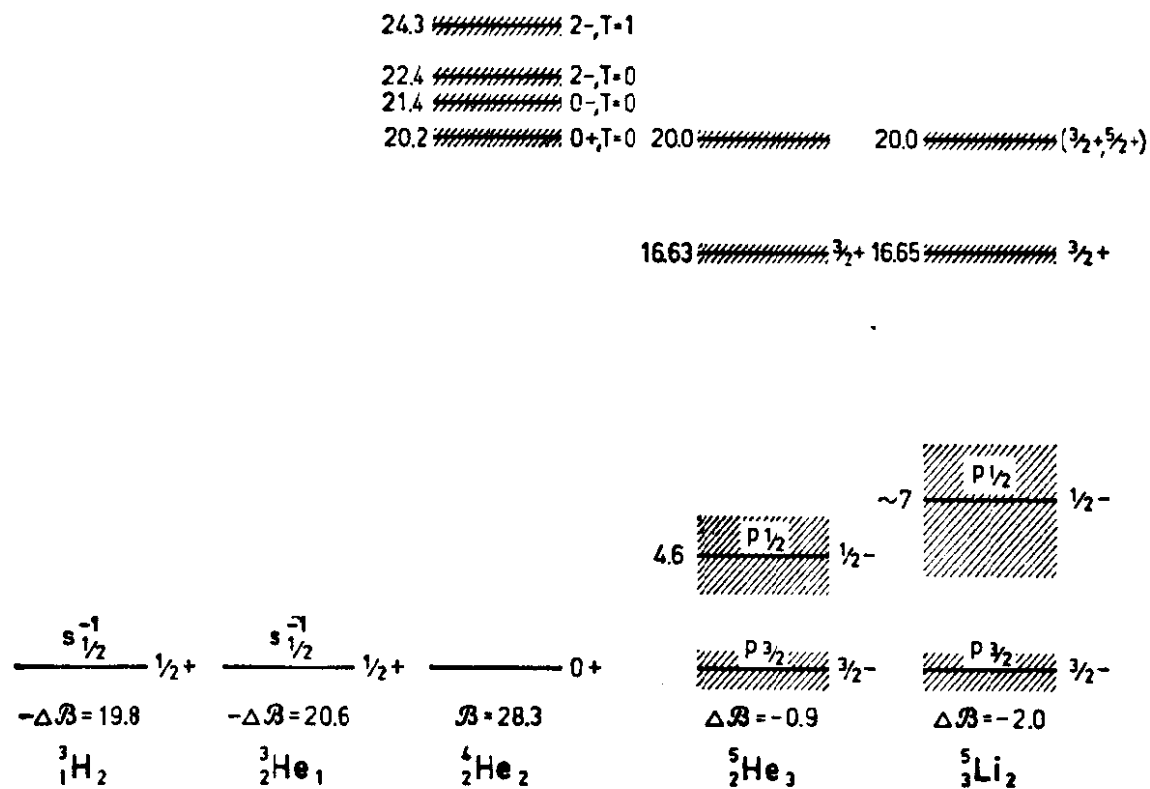


图 3-2a 有关 ${}^5\text{He}$ 和 ${}^5\text{Li}$ 能谱的实验数据已由 T. Lauritsen 和 R. Ajzenberg-Selove 作了总结: Nuclear Phys. **78**, 1 (1966). 关于 ${}^4\text{He}$ 激发态的证据,取自评论性文章: W. E. Meyerhof 和 T. A. Tombrello, Nuclear Phys. **A109** (1968). 在图 3-2a 到 3-2f 上列出的结合能数据,取自: J. H. E. Mattauch, W. Thiele 和 A. H. Wapstra 所作的汇编: Nuclear Phys. **67**, 1 (1965). 图中所有的激发态相对于粒子发射都是不稳定的,并具有颇大的宽度,如交叉的影线所示。对于单粒子能级 $p_{3/2}$ 和 $p_{1/2}$, 影线面积近似地代表共振宽度。

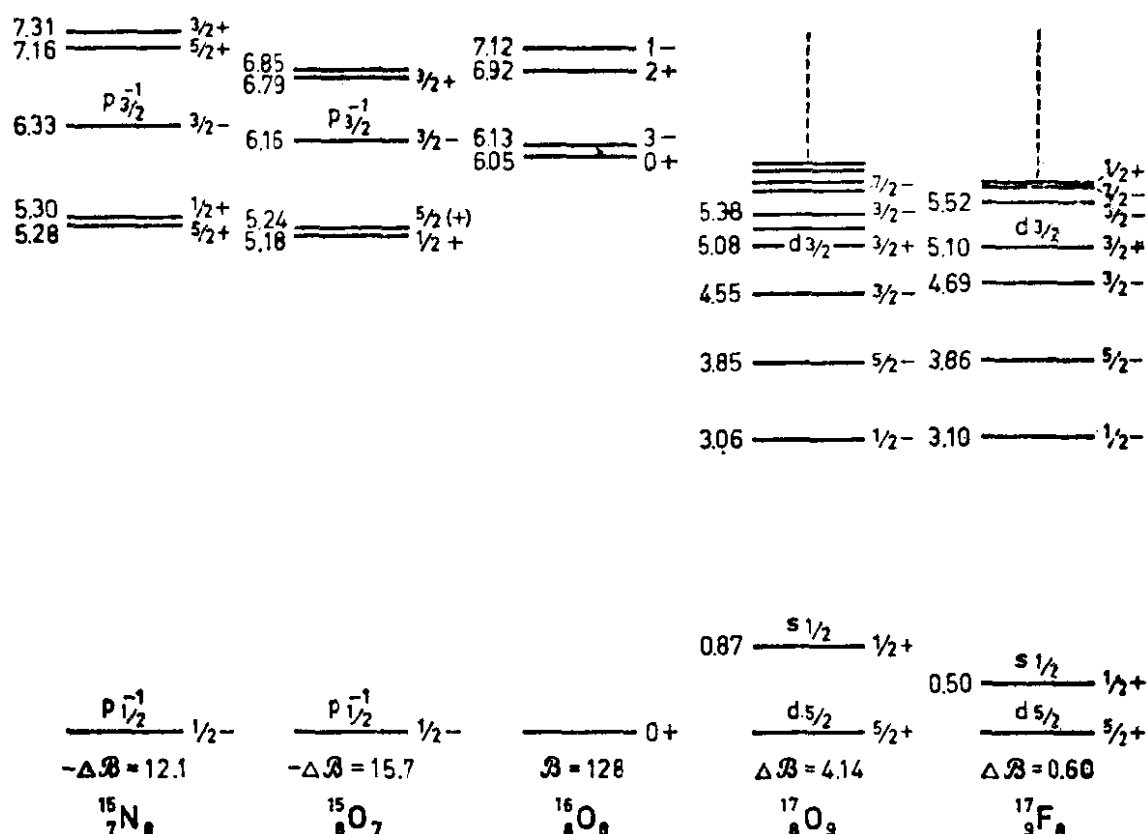


图 3-2b 本图是根据下述资料所给出的数据加以综合的结果: T. Lauritsen and F. Ajzenberg-Selove in Landolt-Börnstein, Neue Serie, Band 1, Springer Verlag 1961, and in *Nuclear Data Sheets*, 1962. 但对 ^{17}O 和 ^{17}F 的 3.8 MeV. 能级的自旋值已作了修正 (见 R. E. Segel, P. P. Singh, R. G. Allas, and S. S. Hanna, *Phys. Rev. Letters* 13, 345, 1963). 在 ^{17}O 中高于 4 MeV 的能级以及在 ^{17}F 中高于 0.6 MeV 的能级, 相对于粒子发射是不稳定的, 因此, 这些能级具有较大的自然宽度 (见表 3-8).

对于用壳层结构描述原子核所依据的一般观念, 是一个决定性的支持.

在第 356 页的图 3-3 及第 358 页的图 3-5 上, 把观察到的结合能与计算值作了比较; 计算中用了—个计入自旋-轨道耦合的静位势. 位势的强度和半径参量与从散射实验导出的结果相—致. 这样的计算, 能够相当好地重复出靠近费密表面的能级; 但是, 从观察到的那些较深处的空穴态, 却证实位势内应含有与速度相关的项, 其大小与光学势中的相类似.

用一个位势, 其参量随 A 和 Z 光滑变化, 就可颇好地说明观察到的单粒子谱的主要特征, 但与此同时, 我们还观察到能级位置有较小的变动, 其中有一些可能是起因于平均势径向形状的细致结

构——这是核壳层结构的反映，或者可能起因于平均势对更特定状态的依赖性。而且还发现粒子与空穴之间的能量间距，比根据一个势所作的计算要稍大一些，特别是对轻核。这种效应可能是由于核结合能与同位旋有关，这意味着满壳层态 ($T = 0$) 相对于一个粒子和一个空穴的组态 ($T = \frac{1}{2}$) 有所降低 (在第 360 页及其后数页，对这一效应以及可能对增大粒子与空穴态间距有贡献的其他一些效应作了讨论)。

对于 $T_0 \neq 0$ 的满壳层，处于较高位置的质子和中子空穴组态会引起 $T = T_0 \pm \frac{1}{2}$ 的同位旋双重态 (见图 3-1)。在一级近似下，可利用方程 (2-29) 中的同位旋矢量势 $V_1(r)$ 的径向矩阵元，把能量间距表示为：

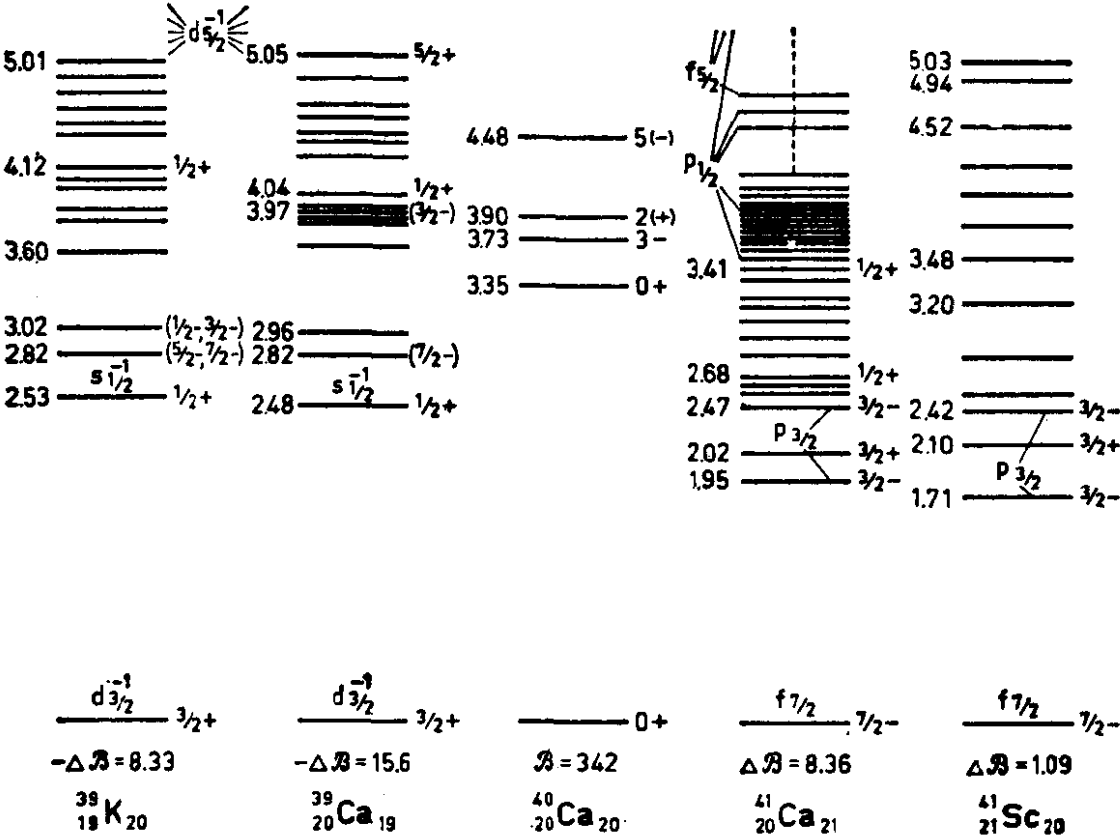


图 3-2c 所示能级图根据 *Nuclear Data Sheets* 及 Chen and Hurley (1966) 所引的参考文献。补充资料取自反应 $^{40}\text{Ca}(t, \alpha)^{39}\text{K}$ (S. Hinds and R. Middleton, *Nuclear Phys.* **84**, 651, 1966) 和 $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d)^{40}\text{Ca}$ (J. R. Erskine, *Phys. Rev.* **149**, 854, 1966) 的研究结果。

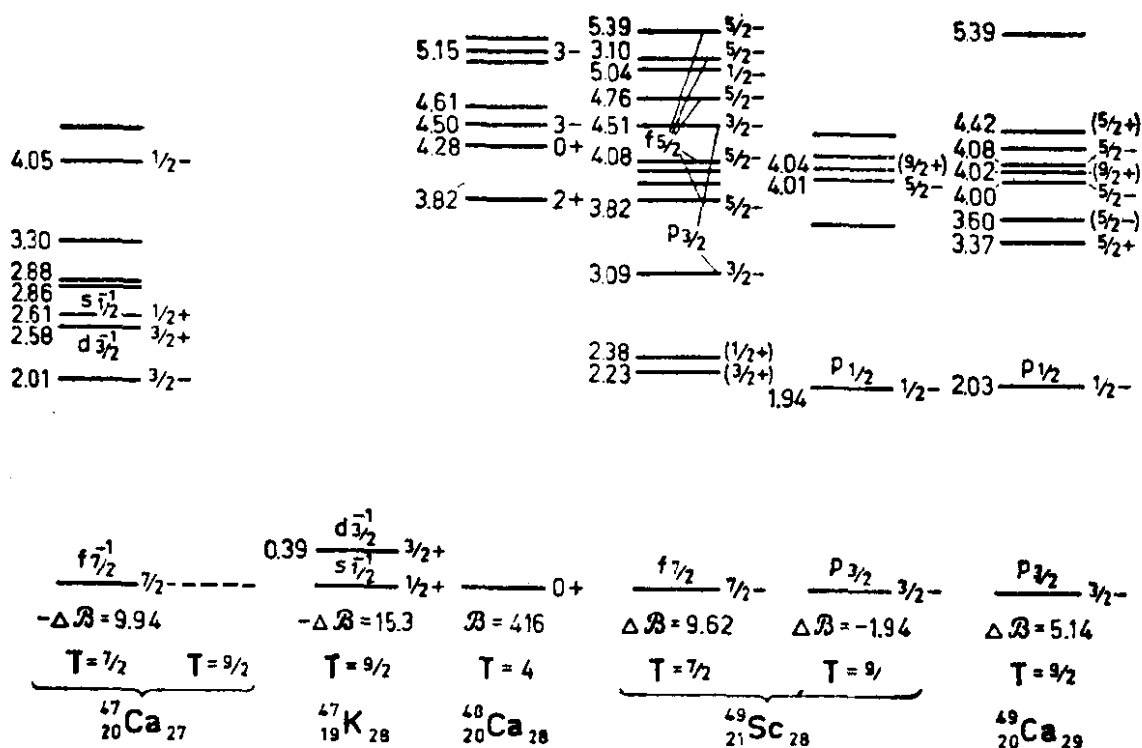


图 3-2d 所示能级图基于 *Nuclear Data Sheets* 和 Chen and Hurley (1966) 所引的参考文献. 补充资料取自对下列反应的研究: $^{48}\text{Ca}(d, ^3\text{He})^{47}\text{K}$ (E. Newman, J. C. Hiebert, and B. Zeidman, *Phys. Rev. Letters* **16**, 28, 1966), $^{48}\text{Ca}(p, d)^{47}\text{Ca}$ (T. W. Coulon, B. F. Bayman, and E. Kashy, *Phys. Rev.* **144**, 941, 1966), $^{48}\text{Ca}(p, p)$ (K. W. Jones, J. P. Schiffer, L. L. Lee Jr., A. Marinov, and J. L. Lerner, *Phys. Rev.* **145**, 894, 1966), 及 $^{48}\text{Ca}(t, \alpha)^{47}\text{K}$ (J. H. Bjerregaard, O. Hansen, O. Nathan, R. Stock, R. Chapman, and S. Hinds, *Phys. Letters* **21B**, 568 1967).

$$\Delta E = E\left(T = T_0 + \frac{1}{2}\right) - E\left(T = T_0 - \frac{1}{2}\right)$$

$$= \frac{T_0 + \frac{1}{2}}{A} \langle l_j | V_l(r) | l_j \rangle. \quad (3-21)$$

核位势中的自旋-轨道耦合的同位旋矢量部分, 可能引起一个附加效应. 对于单粒子组态, 同位旋双重态之间的能量间距的经验证据, 已列于第 361 页的表 3-1 中, 从此可发现, 其中隐含的同位旋矢量势的强度与从其他证据得到的是相一致的.

利用单粒子或单空穴来描述在满壳层外加上一个或从中移去一个粒子而形成的原子核的能谱, 只能用于最低的一些能级. 当能