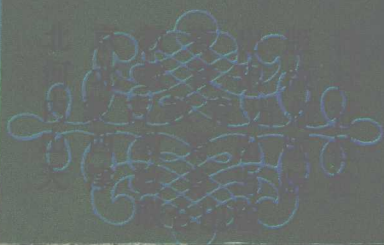
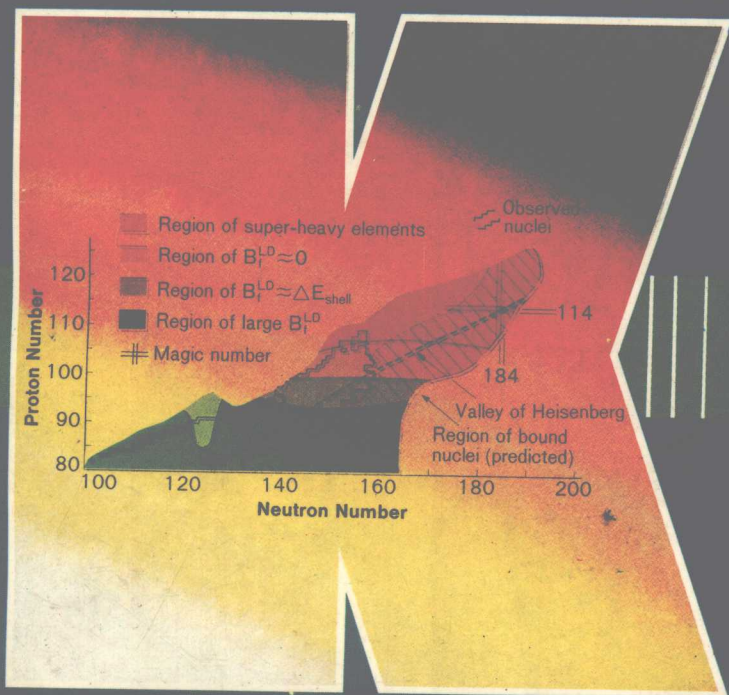




原子核物理

—— 它的成就、问题和发展

张启仁 著



原子核物理

—— 它的成就、问题和发展

张启仁 著

高科技教育丛书



gaokejijiao
yu congshu

山西教育出版社

〔晋〕新登字 3 号

社 长 任兆文

总 编 左执中

责任编辑 徐亚东

装帧设计 王引之

版式设计 荷 屏

书名 高科技教育丛书·原子核物理

——它的成就、问题和发展

编著 张启仁

出版 山西教育出版社

发行 新华书店总店北京发行所

版次 1995 年 2 月第 1 版 1995 年 2 月山西第 1 次印刷

开本 大 32 印张 9.875 字数 242 千字

印刷 晋中地区印刷厂印刷 印数 1500 册

书号 ISBN7-5440-0553-4/G·554

定价 8.90 元

谨以本书敬祝恩师
吴式枢教授七十大寿

序

原子核物理是物理学中成绩卓著,内容丰富,充满活力,而且正在发展的一支。原子弹、氢弹,以及原子能的和平应用,曾经并正在影响人类历史的进程。从原子到原子核,进而深入核子内部,到达夸克—胶子层次;从空间和时间的各种对称到粒子内部的固有对称;从对称到对称的破缺,从规范对称到规范场,进而到各种作用的统一理论;……人类认识物质基本规律的一系列重大进展,几乎都与对原子核的研究有关。近年来,关于高温高密条件下核物质相变,关于核物质内新运动形态和新的核应用可能性的理论探讨,和高能重离子碰撞中可能出现的新现象的实验研究,以及今后十年在这一领域内开展深入的实验研究,特别是模拟宇宙早期状态恢复被破缺了的对称性的宏伟计划,为核物理的发展勾勒出一幅诱人的前景。

诚然,原子核物理研究的现状不尽令人满意。问题很多,有些是带根本性的。例如,至今尚未能建立起关于原子核的统的基本理论,仍停留在分片建立模型的阶段。这就严重损害了它的预言能力,使现已作出的一些重大预言的可信度受到质疑。然而,审视一下核物理发展的历史就会发现,这种状况也从一个角度反映了核物理内容的丰富,深邃。五、六十年代,人们曾努力建立原子核的基本理论,想把它建立在以二体核力作用的核子系的非相对论性量子力学基础上。然而后来发现,核子自由度不足

以说明核现象,核内介子自由度和其它强子自由度也应予以考虑。于是人们尝试把原子核的基本理论建立在相对论性定域强子场论的基础上。接着又发现这还不够。强子,特别是重子的扩张结构也是必须考虑的。夸克自由度也应当考虑。可见,正是核物理的丰富内涵和不断发展迫使人们一再推迟建立它的基本理论的日程。而这一基本理论比原来人们的设想要丰富,深入得多。问题在发展中产生、深化,又进一步推动核物理的发展。

可见,学习核物理和研究核物理都应取发展的观点。这不仅对新领域,例如高温、高密条件下以及非核子自由度的问题中应如此,即使在常规条件下,在单纯核子自由度的问题中也应如此。例如壳效应的物理基础被认为是早已明确解决了的问题。那就是由于泡利原理的作用核子在核内的运动可相当好地当作独立粒子运动,于是就像单电子态在原子内排出壳层结构那样,单核子态也在核内排出壳层结构。然而现在看来核子并非点粒子,而是有有限体积的,并且在核内很可能已拥挤。在这种情况下仍坚持核子在核内作独立粒子运动似嫌勉强。一种可能的替代是将原子核看作一粒固体。从几何上看,晶粒本来就是一层层的。有人分析了这种壳层结构,发现若采取面心立方晶格结构则已观察到的原子核的壳效应同样可以说明。当然这种理论尚在原始阶段,远不如独立粒子模型成熟。不过切莫渺视不成熟的理论,许多重要理论当初都是不成熟的。就原子核的壳效应而言,何种解释正确,是独立粒子模型还是晶粒模型,应作为一个开放的问题来研究。

除向纵深发展外,原子核物理也在向广的方面扩充。至少含奇异重子的奇异核已成为核物理的研究对象。核素图也从电荷数 Z 和质量数 A 的二维平面图向 Z 、 A 和奇异数 S 的三维立体图扩充。由于泡利原理的作用,奇异核物质在高压情况下将成为

能量上更有利的。有人甚至预言存在质量数很大的稳定的奇异核。奇异物质的研究成了现代原子核物理诱人的一支。基于以上认识,原子核物理应作为一门发展中的学科而不是定型的学科来介绍。这就是写作本书的指导思想。

本书内容安排:前七章以核物理的传统内容为主,也包含了一些一般核物理书不曾介绍的内容。例如近几年发展起来的原子核的固粒模型, μ 子触发核聚变的研究成果和核天体物理的若干内容等。其中固粒模型尚不成熟,却有值得进一步研究的理由。 μ 子触发核聚变是冷聚变的一种,已有相当深入的理论和实验研究,对理解近年关于固体内吸附的重氢发生了冷聚变的指称是否正确,应如何对待,有参考价值。核天体物理是交叉学科,既有赖于核物理与天体物理又促进着这两方面的发展。这些内容对开阔视界,活跃思想和拓宽研究领域都有好处。前七章内容也是了解后续内容的基础。后三章集中介绍核内介子与夸克自由度问题。它们已成为核物理与强子物理关注的一个焦点,并与基本粒子和宇宙的最根本的问题密切相关。在这个领域中已取得了令人鼓舞的理论和实验的进展,也包含着发展核物理的巨大希望与动力,还预示着可能的重大应用。如能促进更多的年轻学子投入这方面充满机会的研究,我将感到很大的满足。

作者识。

1994年7月于

北京大学承泽园

目 录

第一章 原子核的静态性质

- § 1.1 原子核的大小、电荷与质量..... (1)
- § 1.2 原子核的自旋与统计性,原子核的成份..... (4)
- § 1.3 原子核的磁矩 (9)
- § 1.4 原子核的电四极矩与原子核的形状..... (12)
- § 1.5 原子核的宇称..... (17)

第二章 核结合与常规核能

- § 2.1 核结合与质量亏损,裂变能与聚变能 (21)
- § 2.2 结合能随质量数 A 和电荷数 Z 变化的
平均趋势及其解释,液滴模型 (25)
- § 2.3 结合能相对于平均变化趋势的涨落,对
效应、集团效应与壳效应 (29)
- § 2.4 壳效应的传统解释,独立粒子运动模型 (32)
- § 2.5 壳效应的非传统解释,固粒模型 (41)

第三章 核聚合与核分解

- § 3.1 核力与氘核性质,核力电荷无关与同位
旋..... (44)
- § 3.2 核聚变,聚变能的控制与应用 (56)
- § 3.3 冷聚变的可能性..... (60)

§ 3.4	自然界的核聚变, 恒星能源与元素合成	(67)
§ 3.5	α 衰变	(70)
§ 3.6	质子放射性与集团放射性	(75)
§ 3.7	裂变, 链锁反应, 裂变能的控制与应用	(77)

第四章 核反应

§ 4.1	核反应的分类, 描述与近阈规律	(84)
§ 4.2	弹性散射与吸收, 光学模型	(90)
§ 4.3	直接反应	(92)
§ 4.4	共振反应与复合核, 布莱特—维格纳公 式	(96)
§ 4.5	重离子核反应	(102)

第五章 原子核与电磁作用

§ 5.1	γ 衰变及其多极分类, 同质异能素	(110)
§ 5.2	γ 衰变中的方向角关联	(116)
§ 5.3	穆斯鲍尔效应与穆斯鲍尔谱学, γ 激光及 其它	(118)
§ 5.4	内转换	(124)
§ 5.5	光核反应	(127)

第六章 原子核与弱作用

§ 6.1	β 衰变与弱作用, 中微子、 $W^\pm$ 与 Z^0 粒子 ...	(133)
§ 6.2	β 衰变的有效理论与多极分类	(139)
§ 6.3	β 电子谱, 居里描绘与可比跃迁几率	(145)
§ 6.4	轨道电子俘获	(152)
§ 6.5	弱作用中的宇称不守恒与左右不对称	(155)

第七章 核内的单粒子运动与集体运动

§ 7.1 壳效应与核形变的关系, 形变核与形状同 质异能素	(159)
§ 7.2 原子核的转动	(165)
§ 7.3 原子核的高自旋态, 核相变的一例	(172)
§ 7.4 原子核的振动	(175)
§ 7.5 核单极振动与核物质的压缩模数	(180)

第八章 强子谱与强子结构

§ 8.1 π 介子的预言与发现	(182)
§ 8.2 介子谱与核力的介子理论	(186)
§ 8.3 强子的味 SU(3) 对称, 奇异数与超荷; 粲 与底	(191)
§ 8.4 夸克与色自由度的预言与实验证实	(199)
§ 8.5 强子结构的口袋模型	(207)

第九章 核内介子自由度

§ 9.1 标量介子凝聚与核结合, 零温核物态方 程	(216)
§ 9.2 有限核, 表面能与标量介子质量的关系, 小液滴模型结合能公式的推导	(227)
§ 9.3 反常核态与有限反常核	(233)
§ 9.4 核内 π 介子凝聚的可能性, π 凝聚机制 的相对论表述	(237)
§ 9.5 高能重离子碰撞中的介子场响应	(242)

第十章 核内味自由度与夸克自由度

- § 10.1 奇异核与三维核素图, 奇异物质 (245)
- § 10.2 双重子, 氘与味 $SU(3)$ 反十重态, H 粒子
与味 $SU(3)$ 独态, 存在味 $SU(3)$ 二十七重
态的实验证据 (249)
- § 10.3 EMC—SLAC 效应与核内夸克自由度 ... (256)
- § 10.4 核物质的口袋晶体模型 (259)
- § 10.5 超相对论性重离子碰撞与极端状态下
的核物质, 夸克—胶子等离子体与宇
宙早期状态 (265)

附录一 角动量运算

- § A1.1 算符, 对易关系, 本征值与本征矢 (273)
- § A1.2 角动量相加, CG 系数与拉卡系数 (278)
- § A1.3 不可约张量及其矩阵元, 维格纳—艾卡
定理 (283)

附录二 线性非齐次方程的格林函数解法 (290)

附录三 狄喇克量在罗伦兹变换下的变换性质

- § A3.1 狄喇克双旋量的变换性质与狄喇克方
程的罗伦兹不变性 (292)
- § A3.2 狄喇克双旋量的五种二次型, 标量、赝
标量、矢量、赝矢量和张量 (295)

习题 (298)

最新物理常数 (305)

第一章 原子核的静态性质

§ 1.1 原子核的大小、电荷与质量

大约一百年前,贝克勒发现放射性^①,这是人类首次看到直接从原子核内发出的信息。其中的 α —粒子后来被认定为氦原子核。这是人类第一次看到一个没有被电子遮掩的原子核。1911年卢瑟福^②分析 α 粒子在原子上散射的实验,发现原子的全部正电荷和绝大部分质量都集中在一个尺度为 10^{-13} 厘米的小范围内。这个尺度仅为原子尺度十万分之一,体积仅占原子体积千万亿分之一,却集中了原子的全部正电荷和百分之九十九点九以上质量的微小粒子就是原子核。它和绕它运行的电子一起组成原子。

基本电荷 $e = 1.602 \times 10^{-19}$ 库仑。以此为单位的核电荷 Z 是一整数,称为原子核的电荷数。它等于

① H. Becquerel, Comptes Rendus 122(1896)501.

② E. Rutherford, Phil, Mag. 21(1911)669.

由它组成的中性原子中电子的数目,也就是这一原子的原子序数。原子序数原来是从原子的标志 x 射线频率的规律性中定义的并且与原子的化学性质有密切联系,因此可准确定出。原子核的质量被当作原子质量与原子中电子总质量的差。照理还应加上原子中电子电离能按质能关系

$$E = mc^2 \quad (1.1)$$

相当的质量。由于这一质量比电子静止质量小得多,比起原子的质量就更小得多,因而忽略不计。可见要测原子核的质量只需测原子质量。早期测原子质量用化学方法,即测得原子量后用克原子量除以阿佛加德罗常数即得以克为单位的原子质量。原子质量的精确测量需用物理方法,通常用质谱仪测量。将原子电离成具电荷 q 的离子,加电压 V 使质量为 M 的离子获得速度 v 从而获得能量

$$\frac{1}{2} Mv^2 = qV \quad (1.2)$$

再将这束离子注入垂直方向的磁场 B 。它将受一方向垂直于 v 和 B , 大小为^① qvB 的洛伦兹力作用而作半径为 r 的圆周运动。按牛顿方程

$$qvB = \frac{Mv^2}{r} \quad (1.3)$$

(1.2) 与 (1.3) 式联立,消去 v 得 $M = \frac{qr^2B^2}{2V}$ 。 q 、 B 和 V 已知,量出轨道半径 r 就可定出离子质量 M 。再由它的电离度就可算出

① 本书采用标准单位制。若用高斯单位制洛伦兹力大小为 $\frac{qvB}{c}$ 。

中性原子的质量。

如果以氢原子的质量为单位,所有原子的质量都与一个整数很接近。这个整数就称为这个原子或相应原子核的质量数,记作 A 。现在有了两个标记原子核性质的整数: Z 和 A , 电荷数决定了这种原子核组成的原子的原子序数从而决定了它的化学性质。 Z 相同 A 不同的原子化学性质相同,称为同位素。这里的位是指它在周期表中的位置。同一种元素可包含不同的同位素。为了区分不同同位素,在化学元素符号的左上角标出同位素的质量数。例如氧元素中质量数分别为 16、17 和 18 的三种同位素记作 ^{16}O 、 ^{17}O 、 ^{18}O , 读作氧十六、氧十七和氧十八。原子质量的单位几经变化,现已确定用 ^{12}C 原子质量的十二分之一为原子质量单位,记作 u 。

$$1u = 1.6605402 \times 10^{-27} \text{ 千克} \quad (1.4)$$

用 α —粒子、电子……等撞击原子核,观察它们相互作用产生的结果,是探测核性质的基本手段。综合各种实验结果可以看出,原子核有一比较明确的边界。原子核占据的体积很好地与质量数 A 成比例。这表明原子核内物质分布的密度基本上是均匀的。中心部分的密度是一常数。如果核是球形,它的半径

$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (1.5)$$

一个带 Z 个基本电荷,半径为 R 的均匀球有静电能(亦称库仑能)^①

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{\hbar c \alpha Z^2}{r_0 A^{1/3}} \quad (1.6)$$

① $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.05 \times 10^{-34}$ 焦耳·秒, $h = 6.626 \times 10^{-34}$ 焦耳·秒为普朗克常数。 $c = 3 \times 10^8$ 米/秒为光速。

其中
$$\alpha = \frac{1}{137.0} \quad (1.7)$$

为精细结构常数,它的表达式在标准单位制中为 $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$,在高斯单位制中为 $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$. (1.6) 式本身则与单位制无关,而 α 的值则是一无量纲常数.通过与实测库仑能的比较定得

$$r_0 = 1.175 \times 10^{-15} \text{ 米} = 1.175 \times 10^{-13} \text{ 厘米}. \quad (1.8)$$

定义核物理中的长度单位

$$1 \text{ 费米} = 10^{-15} \text{ 米} = 10^{-13} \text{ 厘米} \quad (1.9)$$

(1.8) 式可表为

$$r_0 = 1.175 \text{ 费米} \quad (1.10)$$

它表示出原子核的大小。

§ 1.2 原子核的自旋与统计性,原子核的成份

原子核绕自身质心的总角动量称为它的自旋.它是组成原子核的各粒子自旋和绕质心转动的轨道角动量的和.通过分析原子光谱的超精细结构可确定该原子中原子核的自旋.设核自旋角动量为 $\hat{I}$,核外电子总角动量为 $\hat{J}$,这两种转动的耦合能

$$\hat{H} = a \hat{I} \cdot \hat{J} \quad (1.11)$$

引起原子能级的进一步劈裂.由于耦合常数 a 很小,这种劈裂比电子的自旋—轨道耦合引起的精细结构劈裂还小,故称为超精细结构.在耦合(1.11)作用下, $\hat{I}$ 和 $\hat{J}$ 在给定方向上的投影不再是好量子数.而它们的平方 $I(I+1)\hbar^2$ 和 $J(J+1)\hbar^2$ 的量子数 I 和 J 仍是好量子数.耦合使它们组成总角动量

$$\hat{F} = \hat{I} + \hat{J}. \quad (1.12)$$

$\hat{F}$ 的平方 $F(F+1)\hbar^2$ 的量子数 F 和它在给定方向上的投影量

子数 $M_F = F, F-1, \dots, -F$ 为好量子数。将(1.12)式平方后经过整理得

$$\hat{I} \cdot \hat{J} = \frac{\hat{F}^2 - \hat{I}^2 - \hat{J}^2}{2} \quad (1.13)$$

原子定态为 $\hat{F}^2$ 、 $\hat{I}^2$ 和 $\hat{J}^2$ 的共同本征态，因而必是 $\hat{I} \cdot \hat{J}$ 的本征态。(1.11)式右边可用它的本征值代入。可见原子的定态同时是耦合能(1.11)式的本征态，它引起的能量修正就是它的本征值

$$\Delta E = [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \frac{a\hbar^2}{2} \quad (1.14)$$

对一定的 I 和 J , F 可取 $I+J, I+J-1, \dots, |I-J|$ 。当 $I < J$ 时 F 可取 $2I+1$ 个不同值，如 $I \geq J$ 则 F 可取 $2J+1$ 个不同值。可见在前一种情形下从超精细结构中的能级个数即可定得核自旋 I 。特别如果已知 $J \neq 0$ 而又没有超精细结构的劈裂就说明 $I = 0$ 。稀土元素原子内正在填充 $4f$ 子壳层。在此层上每个电子轨道角动量都是 3，在这些电子之间相互耦合时又倾向于形成大角动量，因此原子内电子的角动量量子数 J 很大。它们又比较靠近原子内层，有利于与核作用。用数超精细结构能级数来确定核自旋的办法对这类原子特别适用。例如镨 (Pr) 分辨出的超精细结构均含六条谱线，表明镨核自旋为 $\frac{5}{2}$ 。

由(1.14)式推知，总角动量为 F 和 $F-1$ 的两能级间距为

$$\delta E_F = Fa\hbar^2 \quad (1.15)$$

可见超精细结构能级间距之比为

$$\delta E_{I+J} : \delta E_{I+J-1} : \delta E_{I+J-2} \cdots = \\ (I+J) : (I+J-1) : (I+J-2) \cdots \quad (1.16)$$

在 $J \leq I$ 的情形下可利用这个间距比来定 I 。例如铋 (Bi) 的 $^2D_{\frac{5}{2}}$

光谱项超精细结构劈裂间距用波数表示为

$$\delta\nu = 0.563, 0.491, 0.385, 0.312 \text{ 和 } 0.256 \text{ 厘米}^{-1}$$

接近 $7:6:5:4:3$, 故可定得 $I+J=7$. 由于 $J=\frac{5}{2}$, 得 $I=\frac{9}{2}$. 这一推断又由 $D_{3/2}$ 光谱项超精细结构劈裂间距接近 $6:5:4$ 所印证、核实. 在这里, $I+J=6$ 而 $J=\frac{3}{2}$ 故也得到 $I=\frac{9}{2}$.

如果超精细结构只有一个谱线间距, 这一方法也失效. 为测 I 就要进一步利用超精细结构谱的强度规律. 用 $\hat{P}_\mu$ 表示偏振为 μ 的电子电偶极矩算符, 分别用 M_I, M_J 和 M 表示 $\hat{I}, \hat{J}$ 和 $\hat{F}$ 在给定方向上的投影量子数, 原子从 $|IJFM\rangle$ 态跃迁到 $|IJ'F'M'\rangle$ 态并发出一个偏振为 μ 的光子的几率振幅正比于

$$\begin{aligned} & \langle IJ'F'M' | \hat{P}_\mu | IJFM \rangle \\ &= \sum_{M_I M_J M_J'} C_{IM_I J M_J}^{FM} \hat{C}_{IM_I J' M_J'}^{F'M'} \langle J' M_J | P_\mu | J M_J \rangle \delta_{M_I M_I'} \\ &= A(J'J) \sum_{M_I M_J M_J'} C_{IM_I J M_J}^{FM} \hat{C}_{IM_I J' M_J'}^{F'M'} C_{1\mu J M_J}^{J' M_J'} \\ &= (-1)^{F+F'-2I-J-J'} A(J'J) \times \\ & \quad \langle 1J(J')IF'M' | 1JI(F)F'M' \rangle C_{1\mu FM}^{F' M'} \end{aligned} \quad (1.17)$$

在第二个等号处用了维格纳(Wigner)—艾卡(Eckart)定理^①, 第三等号处用了CG系数的对称性质和三个角动量 $1\mu', JM_J$ 和 IM_I 按不同次序相加得到的两个态的标量积

$$\begin{aligned} & \langle 1J(J')IF'M' | 1JI(F)F'M' \rangle \delta_{F' F} \\ &= \sum_{\mu' M_J M_J' M_I} C_{1\mu' J M_J}^{J' M_J'} C_{J' M_J' M_I}^{F' M'} C_{1\mu' F M}^{F' M'} C_{J M_J M_I}^{FM} \end{aligned} \quad (1.18)$$

和在此式两边同乘 $C_{1\mu FM}^{F' M'}$ 对 F'' 求和并利用正交归一关系

① 此处用到的角动量性质见附录一。