

I. 绪论

中子的发现是 20 世纪物理学发展中一个极重要的事件，它与核反应诱发人工放射性、发明带电粒子加速技术并列为 20 世纪 30 年代原子核研究发展中的三个里程碑。

把中子应用于研究物质结构的各门学科中，不仅引起原子核物理研究质的飞跃，而且因建立原子核是由质子与中子通过强相互作用构成的量子多体体系的认识，以及对介子场理论研究和实验研究的深入而促成粒子物理学的发展。把中子应用于研究内容广袤的复杂结构物质，则促进了一系列交叉学科的发展。30 年代后期划时代的核裂变现象的发现，不仅为核物理研究开辟了一个重要的分支领域，而且进一步促进核物理与化学的紧密结合，形成核化学这一交叉学科。至于核裂变的应用已成为众所周知的对社会及经济发展具有深远影响的核能发展的基础。

在对中子的基本性质尚未了解清楚之前，它巨大的科学价值与社会影响就已广泛地显示出来。

有关中子的基本性质及中子与原子核相互作用的部分知识，在 1939 年前主要是属英国剑桥大学 Cavendish 实验室及罗马大学 Fermi 研究组的贡献。在 E. Amaldi 的专著中对发现中子的有趣的历程及随后若干年内对中子性质、中子与原子核相互作用及中子的运输研究作了很详细的介绍^[1]，在下面将介绍的关于中子的粒子性中的部分数据所依据的实验方法基本上仍然是以这些早期工作所确立的方法为基础的改进与发展。Fermi 研究组早期所发展的研究中子运输的方法——后来被称为年龄-扩散方法——亦被证明在一些应用中是有成效的。

本章的阐述将以此为线索结合近几十年的发展展开。

I.1 中子的粒子性与波动性

I.1.1 中子的粒子性

质量 Chadwick 发现中子的工作，实质上是通过测量 α 粒子轰击 Be 核所发射的“未知”射线与 H, Li, Be, B, C 及 N 等轻原子核碰撞所产生的反冲核能量，通过能量、动量守恒规律推算该射线粒子质量的实验完成的。通过某些有中子产生

(或吸收)的核反应,根据运动学关系求出中子质量或中子质子质量差值,是确定中子质量的基本方法。现有中子质量的数据中,最精确的数值是通过慢中子 $n+p \rightarrow D+\gamma$ 反应中 γ 射线能量的精确测量所定出的氘核结合能,再结合质谱法测定的 $H_2^+-D^+$ 的质量差中求出的中子与氢原子质量差的方法求出的, $m_n - m_p = (1\ 293.331 \pm 0.017)\text{keV}$ 。

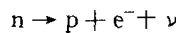
自旋 根据所有奇质量数原子核均服从 Fermi-Dirac 统计及慢中子在仲氢上相干散射实验结果 表明中子的自旋为 $\frac{1}{2}\hbar^{[2]}$ 。

磁矩 氘核的磁矩小于质子磁矩,表明中子具有与质子反号的磁矩。利用核磁共振谱仪,测量中子束通过时的共振谱,以与中子束交替通过的水流(质子)共振谱作为校准磁场的基准,由此推算出中子磁矩为

$$\mu_n = -1.913\ 043\ 01(54)\mu_N^{[3]}$$

电中性的中子有磁矩表明中子内部有结构。在夸克模型中,中子是由 u, d, d 三个夸克组成的,分别具有 $\frac{2}{3}e$ 及 $-\frac{1}{3}e$ 电荷。假定中子磁矩由其组成夸克的磁矩合成,且夸克的磁矩正比于其电荷。据此简单的模型,得到 $\frac{\mu_p}{\mu_n} = -\frac{3}{2}^{[4]}$ 此值与实验值 -1.46 相符合。

中子寿命 中子的质量大于质子与电子的质量和, Chadwick 在 1935 年即指出,在自由状态下中子是不稳定的^[5] 其衰变式为:



根据中子与氢原子的质量差,可以推断衰变电子能谱的端点为 $(782.318 \pm 0.017)\text{keV}$,实验上观察到中子衰变是通过从反应堆中子束经电偏转引出正离子,并鉴定正离子为质子而被确认的。实验估算出中子衰变的半衰期在 $10 \sim 25\text{min}$ 之间^[6]。

因为中子寿命值对于天体物理及导出弱相互作用基本常数的重要性,所以对中子寿命的测量工作几十年来一直未间断过,并不断改进。图 I.1 上表示测量数据的变迁。现在的评价值为 $\tau_n = (896 \pm 10)\text{s}$ 。

测量中子寿命的方法有两种。根据中子衰变规律 $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_n)$ 第一种方法是测量在已知注量 N 中子束的一定体积内的衰变率 \dot{N} , $\tau_n = \frac{N}{\dot{N}}$;第二种方法是在中子瓶中贮存 N_0 个中子,测量剩余中子数 $N(t)$ 随贮存时间的关系 $\tau_{st} = \frac{t}{\ln \frac{N_0}{N(t)}}$, 而 $\frac{1}{\tau_{st}} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{los}}$ 此处 τ_{los} 为贮存中子的漏失时间常数,例如被瓶壁所吸

收。第一种方法需对中子束注量及衰变中子数(通过测衰变质子或电子)作绝对计

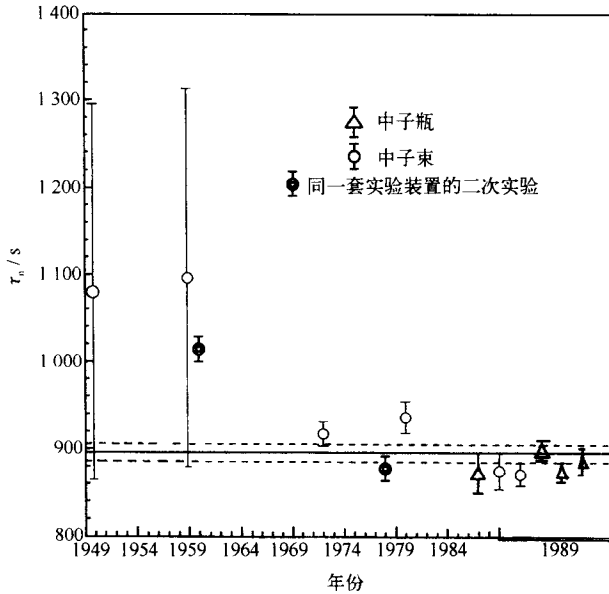


图 I.1 中子寿命 (τ_n) 测量结果

数。因此，确定质子（或电子）探测器的立体角、它所对应的中子束体积与中子注量的测量等均会引入系统误差。从 20 世纪 50 年代到 80 年代，通过实验方法的改进，使中子寿命误差从 $\pm 20\%$ 减少到 $\pm 2\%$ [7~10]。第二种方法是测 $N(t)$ 与 N_0 的相对值 因此在保证实验条件恒定 并使 τ_{los} 比 τ_n 大几十乃至几百倍，则 $\tau_{\text{st}} \approx \tau_n$ ；中子瓶法至少可给出 τ_n 下限的精确值。80 年代以后，不同实验组采用不同的中子贮存方法及瓶内壁的表面处理，以尽量增大 τ_{los} ，所得到的结果误差在 $\pm 1\%$ 范围内 [11~14]。

我们从图 I.1 上可以看到，1980 年以前，中子束方法所得的结果都系统地高于中子瓶方法。后来一些改进的中子束方法得到与中子瓶法相近的结果，但误差一般为 $\pm 3\%$ [15,16]。

表 I.1 中，我们列出了中子性质的参数表，表中一些数据是若干独立测量的评价值。其中给出上限值的量，例如中子电荷、中子电偶极矩等，我们将在 I.4.1 中再讨论。

表 I.1 中子性质参数表

量	数值
质量	$m_n = 1.008\ 664\ 924(14)u$
自旋	$\sigma = 1/2$
磁矩	$\mu_n = -1.913\ 043\ 01(54)\mu_N$
寿命	$\tau_n = (896 \pm 10)s$
电荷	$q_n = (-0.4 \pm 1.1) \times 10^{-21}e$
电荷均方根半径	$r_n = (0.11 \pm 0.02)fm$
电偶极矩	$d_n < 2.6 \times 10^{-25}e \cdot cm$
电极化率	$\alpha = (1.2 \pm 1.0) \times 10^{-3}fm^3$
同位旋	$T = \frac{1}{2}, T_3 = -\frac{1}{2}$

I.1.2 中子的波动性

在 20 世纪 20 年代中期, de Broglie 提出了关于微观粒子运动的波-粒二象的革命性概念, 并导出粒子运动的动量与其对应的波长的关系式。自 Chadwick 发现中子后, 很快即观察到热能化中子在多晶铁样品上的类似于衍射图像的散射角分布^[17]。尽管这实验很粗糙, 但中子波动性的确认对于“中子波”在物质结构研究的不同领域中的应用具有深远的意义。

图 I.2 表示利用波长约 2 nm 的冷中子通过一 15 μm 的“源”狭缝, 并经 5 m 飞行距离后, 用相隔 100 μm 的一对 22 μm 试验“狭缝”测试, 在 5 m 外测得的干涉图像。用常规的光学方法计算的干涉纹, 理论曲线与实验点极好相符^[18]。这是中子波动性完美的演示。

根据 de Broglie 给出的关系式

$$\lambda_n = \frac{2\pi\hbar}{p}$$

在非相对论能区, 可把 λ_n 与中子动能 E_n 联系为

$$\lambda_n = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_n E_n}}$$

图 I.3(a) 上标明了中子能量与波长的关系, 同时也列出了相同波长所对应的电磁辐射的能量 (E_x)。一些与中子波数值有关的关系式如下:

$$E_n (\text{eV}) = 8.617 \times 10^{-5} T (\text{K}) \quad (\text{I.1a})$$

$$v_n (\text{ms}^{-1}) = 1.285 \times 10^2 T^{\frac{1}{2}} (\text{K}) \quad (\text{I.1b})$$

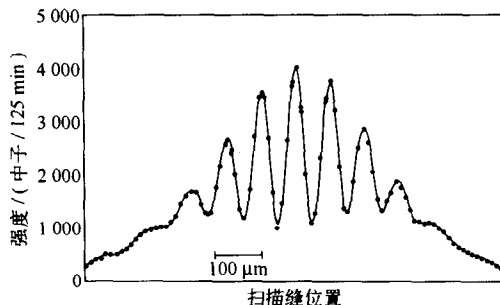


图 I . 2 中子波干涉条纹

(曲线根据光学衍射理论计算 双缝:22,104,22 μm)

$$\lambda_n (\text{nm}) = \frac{395.6}{v_n (\text{ms}^{-1})} \quad (\text{I.1c})$$

在本书所讨论的中子能量范围内，波长相应跨越七个量级，从 10 nm 到 10^{-6} nm，即小至小于原子核的半径，大至几百个晶格原子间距。对于研究凝聚态物质结构而言，中子波长在 0.1~1 nm(即从 300 K 的热中子到 30 K 的冷中子能

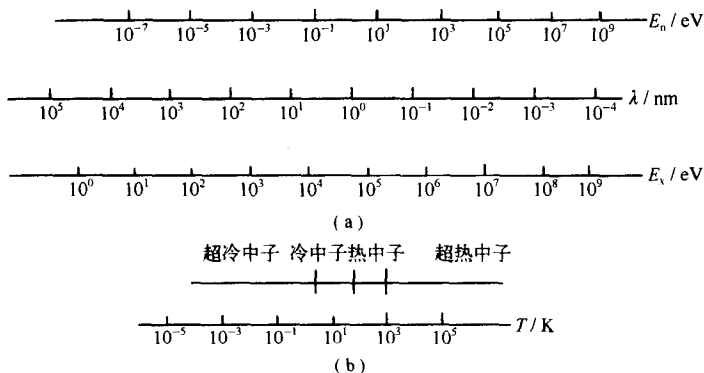


图 I . 3 (a)中子能量与波长的关系；

(b) 中子温度的划分

区)为最常用的。如图 I . 3(b)所示，当中子能量低于相当 3 K 以下，波长大于 2 nm 的甚冷中子 (VCN) 区以及中子能量更低，波长达 10 nm 量级的超冷中子 (UCN) 区 则如图 I . 2 所示，中子波的干涉条纹与光学理论相符。在此极低能量的中子能区，将开拓“中子光学”或文献上所称“中子干涉学”的新的应用领域。

电子或电磁辐射 (X射线、激光、同步辐射等) 与介质通过电磁相互作用而观察

介质的电子密度结构及其运动；而中子与介质的作用是同原子核的强相互作用，用中子波观察的是介质中原子的结构及其运动。利用“超冷中子光学”技术作为研究物质结构的一种新工具还有待于开发。参考文献 [19] 对此问题有很好的讨论。

I.2 中子作为认识自然界的探针

I.2.1 中子核物理

利用中子及各种粒子作为探针研究原子核，揭示核结构与核反应规律的各个侧面，并归纳这些知识，以构建我们对原子核认识的范式是原子核物理研究的基本方式。在 20 世纪 60 年代以前，中子核物理的研究为这范式的奠基起了独特的作用。它为我们建立了对原子核认识的两个基本点：从中子诱发人工放射性的研究中，发现慢中子共振吸收导致原子核液滴模型及核反应复合核模型的建立和统计概念的导入；从快中子核反应全截面的系统研究中，导致单粒子运动和平均场概念的导入和光学模型的建立。

从 50 年代到 70 年代，在不断改进中子源技术的基础上，特别是一些高分辨白光中子源的应用（例如 Columbia 大学的回旋加速器和 ORELA、GELINA 电子直线加速器）对于中子共振谱学进行了细致的研究，在许多核的全截面、中子发射道及 γ 发射道测量中定出几十乃至一二百个 s 波或 p 波共振峰。这些共振峰对应于复合核在中子结合能以上非束缚态的能级结构。

描写核反应共振截面的公式是众所周知的 Breit-Wigner 公式，其单能级表达式为

$$\sigma_{cc'} = \pi \lambda^2 \frac{g\Gamma_{\lambda c}\Gamma_{\lambda c'}}{(E_{\lambda} - E)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{\lambda}^2} \quad (I.2)$$

表征共振的特征量是共振能量 E_{λ} 及各反应道的概率 $\Gamma_{\lambda c}$ 或约化宽度 $\gamma_{\lambda c}$ ($\Gamma_{\lambda} = \sum \Gamma_{\lambda c}$)。为对共振反应的性质有真切的了解，必须研究这些量的基本性质。对于一个核的一系列共振应弄清楚：

能级间隔 $D = E_{\lambda+1} - E_{\lambda}$ 的分布；

约化宽度的分布；

平均约化宽度（或强度函数 $S = \frac{\overline{\gamma_{\lambda c}^2}}{D_{\lambda}}$ ）的数值；

不同反应道间 $\gamma_{\lambda c}$ 的关联。

对于前两点，我们有熟知的 Wigner 分布及 Porter-Thomas 分布。这反映了

核反应的统计概念及性质。

在了解这些性质的基础上，可以求出在共振峰密集、互相重叠能区的平均截面为

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle = \frac{\langle \sigma_c \rangle \langle \sigma_{c'} \rangle^{[20]}}{\sum_c \langle \sigma_c \rangle} \quad (1.3)$$

此公式是核反应复合核统计理论的基本公式，其后通过对截面涨落及关联修正后的理论^[21,22]均是从此基本公式出发的。由此可以导出复合核统计理论的若干基本特征：

复合核的形成与入射道无关， $\langle \sigma_{cc'} \rangle / \langle \sigma_{c'c} \rangle$ 与能量是无关的；

$\langle \sigma_{cc'} \rangle$ 随中子能量的上升因开放道增加而很快下降；

出射粒子的能谱由剩余核的能级密度决定，按指数下降；

出射粒子的角分布应为前后对称的。

但 50 年代在快中子能区（对应于密集的重叠共振峰有足够好平均的能区）几个关键性的实验显示与复合核统计理论有明显的矛盾：Barschall 的全截面研究^[23]，Gugelot^[24]的能谱实验，Rosen 等人的角分布测量^[25]分别与上述 ③、④三点特征不同。这导致了单粒子在平均场中运动概念的确立和光学模型及直接相互作用理论的建立^[26,27]。

强度函数作为某一核共振性质的平均值的度量与光学模型理论预示符合得很好。图 1.4 表示原子核的 s 波强度函数与 A 的关系^[28]，显示原子核平均场的效应尤其在 A ≈ 160 核区，极好地表现了核形变的效应。

即使在有明显共振峰的 eV 能区，在远离共振或两共振间的截面也显示了直接相互作用的存在^[29]。

在不同反应道中，研究这两个过程适用的范围并正确地定量描写核反应过程是 60 年代以后中子核反应研究的热点之一。

核反应复合核统计理论及单粒子平均场运动所描写的直接相互作用，是入射中子与原子核相互作用中能量耗散机制两种极端的情况，对应于不同的时间标度。

如果我们把中子穿越原子核的时间定为 $t_{tr} = \frac{2R}{v_n}$ ；中子在核场中作用时间定义为

$t_{in} = \frac{\hbar}{W}$ ，此处 W 为对应于吸收势深度，一般为几 MeV 量级；复合核存在的时间为

$t_{comp} = \frac{\hbar}{\Gamma}$ ，Γ 为共振峰宽度在 eV ~ keV 之间。则我们有

$$t_{in} \approx 10^{-22} \text{ s}$$

$$t_{comp} \approx 10^{-16} \sim 10^{-19} \text{ s}$$

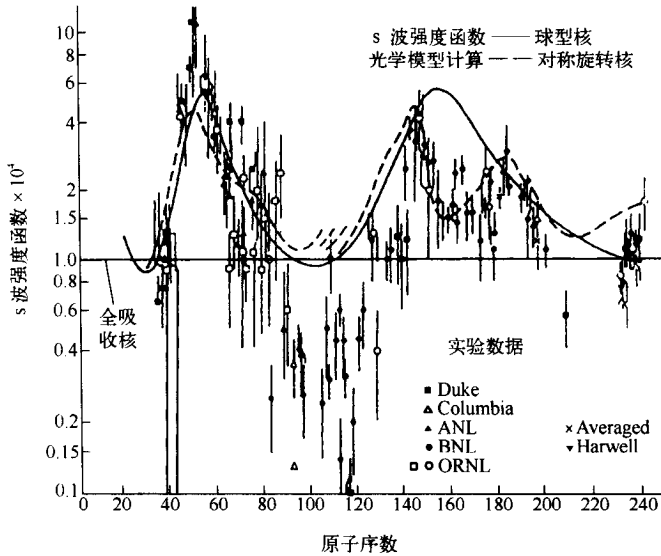


图 I.4 s 波强度函数

而 t_{tr} 则随不同中子能量而不同，在 eV~keV 区及 MeV 区分别为

$$t_{tr} \approx 10^{-18} \text{ s 及 } t_{tr} \approx 10^{-21} \text{ s}$$

当 $t_{in} \ll t_{tr}$ 时，中子在核内经历极多次的碰撞、耗散能量而形成复合核；当 $t_{in} \leq t_{tr}$ 时，中子在核内只经历少数的作用而保持反应前的能量及动量特征，从而表现为直接相互作用过程。

在 60 年代以后，对于介于这两个极端中间的核反应过程研究，成为中子核反应的另一个热点。

我们可以列举两个实验事实导致了所谓“门态”概念的导入。从图 I.4 中可以看到 s 波强度函数的总趋势可由光学模型描写，但的确存在一些“异常”。例如在 $A \approx 100$ 核区系统偏低，相邻核的强度函数有很大差异等。Block 及 Feshbach 从对这些“异常”现象起因的探讨，提出了从核的壳结构出发的粒子-空穴组态的“门态”作定性解释^[30]。在不可分辨共振区的核反应截面的激发曲线上，发现有一系列宽度为几十 keV 到上百 keV，且在各反应道间相互关联的中间结构^[31] 这现象也可由门态来定性地解释。这样我们可从图 I.5 所示，从概念上，把直接相互作用通过门态及随后粒子-空穴组态的逐次激发而发展到形成统计平衡的复合核演化过程统一起来。

门态的概念是很合理的，但难于作定量的描述。引入“激子”的概念以描写粒子-空穴组态的预平衡理论，则是描写介于直接相互作用与复合核统计理论时标之

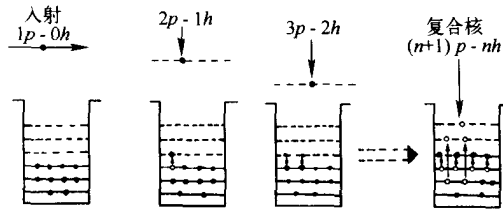


图 I.5 核反应演化图

间的中间过程的极有实用价值的一种模型 [32].

在高分辨率的裂变截面测量中,也发现了中间结构,这个实验事实与 60 年代发现的裂变同质异能态一起导致了裂变位垒双峰结构的发现 [33].这是裂变物理中里程碑性的发现。

中子核反应在核结构研究方面的贡献集中在两方面:原子核束缚态能级结构及原子核的激发模式。

热中子 (n, γ) 反应 γ 谱学研究,通过从处于中子结合能的高激发态的 γ 跃迁布居束缚态能级。除少数直接向基态跃迁的 E1 或 M1 辐射外,主要是通过自旋-宇称允许的级联跃迁退激,因此,可“无选择性”地布居所有低自旋激发态。这种非选择的布居机制有别于只激发符合于某些选择规划的其他核反应谱学。对 γ 谱的高分辨率测量是得到完整低自旋激发谱的关键。图 I.6 表示 $^{167}\text{Er}(n, \gamma)$ 反应中构建的 $E_x \leq 2 \text{ MeV}$ ^{168}Er 核 20 个转动带的能级图。如此完美的图像为低能级纲图研究中所仅见 [34]。对于 $A < 70$ 及一些满壳核等能级密度较低的核,可通过辐射俘获 γ 谱学构建近于“完整”的能级图。例如文献 [35, 36] 中对 $^{23}\text{Na}(n, \gamma)$ 反应构建的 ^{24}Na 能级纲图。

中子辐射俘获 γ 谱学研究成为 70 年代以后中子核物理中非常活跃与重要的领域。其成果对于完善、发展与验证各种核结构模型提供了依据。尤其在 80 年代,对于相互作用玻色子核结构模型 (IBA) 的研究起了重要的作用。有关的研究是 1969 年与 1974 年分别举行的两次国际中子辐射俘获谱学会议,及以后 1978 年开始每三年一次举行的系列会议中重要的议题。

通过中子辐射俘获谱学研究核的集体激发模式是另一个重要的专题。除了作为光核反应 (γ, n) 的逆过程的快中子 (n, γ) 研究 GDR 激发中,发现直接-半直接(或直接-集体激发)的核反应机制外 [37, 38] 还是研究 IVGQR 激发的“纯净”的核反应过程 [39], 所谓“纯净”是指不同于诸如 (e, e') 散射中激发多种集体激发模式的过程。但由于 γ 探测器分辨率的限制,这类研究只集中在某些轻核及满壳层核上。

关于原子核的激发模式研究,我们必须提出,在 20 世纪 60 年代初通过低能质

子(p, n)反应中子谱学研究发现的同位旋相似共振态 (IAS)^[40] 和在 80 年代初通过中能质子 (p, n) 反应中子谱学发现的 G-T 巨共振^[41]。这两种核激发模式可用图 I.7 表示。迄今对 G-T 巨共振强度缺损的根源仍是未解决的问题, 亟待通过对应的 (n, p) 反应研究来澄清^[42]。

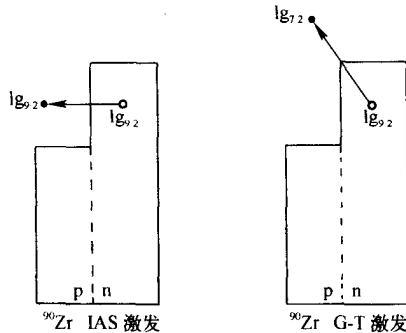


图 I.7 IAS 及 G-T 巨共振图示

图 I.8 表示 ^{116}Sn 能级间隔的分布, 以极好的统计证实了从有序向混沌的 Wigner 分布过渡。现在都承认这是原子核这个量子体系在特定激发能区显示量子混沌的有力证据^[43]。

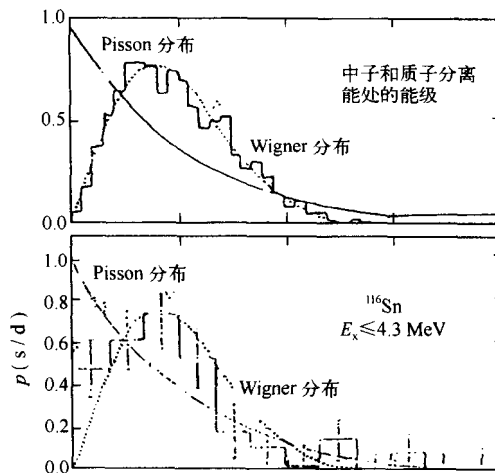


图 I.8 Wigner 分布和量子混沌

中子核反应研究受到中子源强度与能区, 中子探测效率及分辨率的限制, 其实

验复杂性比一般带电粒子核反应为多。在不断克服这些限制，例如强流高分辨的白光中子源及几十 MeV 以上能区的单色中子源的发展，极化中子源的开发以后，我们可以列举下列一些问题作为中子核物理研究的重要课题。

(1) 由于核平均场在核结构及核反应研究中具有根本的重要性，在更宽的能区确定光学位隙 (OMP) 的普适性质的研究、 $\sigma \cdot l$ 项的定量及通过比较中子、质子核反应而求出与同位旋有关项的实部与虚部的数值；平均场的相对论效应；确定电荷无关性对平均场的适用限度及可能破坏的程度等问题均要求 $E_n > 40$ MeV 以上的单色中子源。

(2) 从原则上讲，通过对两体核力的研究及多体问题的理论方法可以推导核的平均场。但实际上由于不同的核密度、动量交换及能量等核内效应，使这种想法难以实现。因此无论理论上还是实验上，均从有效相互作用出发。这类研究最适合的能区在 25~100 MeV 之间，测量那些反应机制已清楚的核反应过程，并与质子散射实验结合进行分析。为研究有效相互作用与自旋有关的部分， (p, n) 测量特别重要。

(3) 核态的同位旋结构。诸如：研究同位旋标量巨共振的同位旋结构；核的非集体激发态的同位旋结构及核态跃迁密度与其同位旋结构。对前两者 (n, γ) , (p, n) 反应及 $(n, n' \gamma)$ 反应研究均是必须进行的；对后者，则 60 MeV 以上的中子散射与非弹性散射有重要的作用，应特别指出的是中能中子散射定出的跃迁密度比通过 π 介子散射所得到的更为精确^[44]。

(4) 核的自旋激发模式。在此也包括同位旋激发模式。诸如：上面已提及的 (n, p) 反应中研究 G-T 巨共振； (p, n) 将提供自旋倒转激发态的位置与强度。由于核力中 $\frac{V_{\sigma \cdot r}}{V_r}$ 随能量的增加而增加，因此上述实验的重要能区在 50 MeV 到 200 MeV 间。

I. 2. 2 热中子散射

凝聚态物质是由一定空间结构的原子和电子云所构成，对其空间结构及动力学性质的了解是凝聚态物理研究的核心。利用可测量动量及能量的波（粒子）在样品上的散射，可以得到有关物质结构及动力学等方面的知识。

中子在样品上的散射波是由在众多原子上散射波的相干结果。在一个原子上的散射强度可表示为

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\sigma_s}{4\pi\hbar} \cdot \frac{k'}{k} S(\mathbf{Q}, \omega) \quad (\text{I. 4})$$

此处 $\mathbf{Q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, $\hbar\omega = E - E' = \frac{\hbar^2}{2m}(k^2 - k'^2)$ 分别为入射波与出射波的动量差及能

量差 σ 由中子与原子核的散射所决定； $S(Q, \omega)$ 为由样品的结构及动力学性质决定的散射函数。

此处，我们定性地考察散射函数可提供什么知识。

对于不作能量分析的散射过程，散射函数 $S(Q) = \int S(Q, \omega) d\omega$ 是样品的密度函数 $\rho(\mathbf{r}, t)$ 关联 $\langle \rho(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\rho(\mathbf{r}) \rangle$ 的 Fourier 变换 此处 $\rho(\mathbf{r}, t)$ 为假定原子核为点状时原子在空间分布的密度函数。如图 I.9(a) 所示，对于规则的晶格结构，在 Q 谱上可观察到尖锐的 Bragg 衍射峰；对于有缺陷的晶体（如间隙原子、空穴、无序等）则反映为 Bragg 峰的弥散；对于大分子（如合金团簇、高分子、生物分子等）则在小 Q 值时有结构；对于液体则反映为连续分布上的某些结构，这表明相邻原子间的关联。对于气体，则因原子间无关联而 $S(Q)=1$ 。

在物质中，原子处于运动的状态中。散射函数 $S(\omega)$ 反映密度函数的时间关联 $\langle \rho(t)\rho(0) \rangle$ 如图 I.9(b) 所示。分子振动对应于 100 meV 量级、晶格振动（声子）及自旋波为 10 meV 量级、分子转动能谱在 μeV 能区。

由此我们可以把热中子散射过程的研究分为两大类：衍射及谱学。衍射研究只对 Q 作分析而无能量交换，从中可得到有关结构的知识。谱学研究对 ω 作分析或同时对 ω 及 Q 作分析，描绘出如图 I.9(c) 的曲线族，从中得到有关动力学的知识。中子非弹性散射谱提供了系统地研究凝聚态物质的各种元激发。原则上，这些结果可用于推演原子间的相互作用力的本质和强度。测量中子非弹性散射谱最早的方法是 Brockhouse 在 60 年代初发展的三轴谱仪^[45]。

小角散射作为衍射的一个特定的方法是研究生物大分子结构的有力工具。在 $Q \rightarrow 0$ 的小角度散射极限，我们有 $Q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta$ 此处 2θ 为散射角 当 $Q = 0.0001 \sim 0.01 \text{ nm}^{-1}$ 之间 根据 Bragg 衍射关系 $n\lambda = 2d \sin \theta$ ，可以看到其结构分析的尺度相应应在 600~6 nm 之间，正好与蛋白质分子（约 5 nm）、核糖体（约 20 nm）、病毒与噬菌体（20~200 nm）乃至一些极小的细胞的尺度匹配。

如图 I.3 所示，从研究反应堆中导出的热中子相应的波长（与能量）在 0.4~0.1 nm (1~100 meV) 间，正好与所研究的样品的原子间距及典型的元激发能量相匹配。对比该图中所示 X 射线的波长与能量的对应关系，则可以看到用波长为 0.1 nm 量级的 X 射线研究结构的同时，要研究 10 meV 量级的激发模就要求谱仪具有优于 10^{-6} 分辨率，这样的要求现在还无法做到。

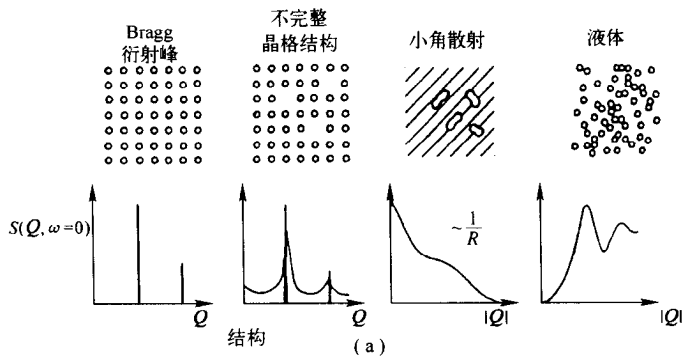


图 I.9(a) $S(Q)$ 衍射图

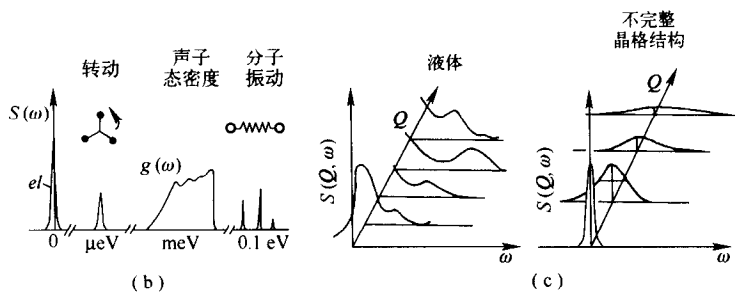


图 I.9(b) $S(\omega)$ 能谱图

图 I.9(c) $S(Q, \omega)$ 曲线图

由于中子是电中性的，它在样品中无直接的电离损耗，因此不会导致样品的热损伤。由于其穿透深度大，不仅可以用较大的样品，而且可以测试必须有包层的样品。这些特点对研究“活”的生物样品及处于极端条件（例如温度、压力）下的样品特别有利。

中子与原子核的相互作用随不同原子核（同位素）而异。如图 I.10 所示，X射线的散射吸收截面随元素的 Z 值慢变化，因此，不能区分相邻的元素，也难于作轻元素的定位。而核过程则与 Z 无关，因此，不仅可以区分相邻元素，而且可以在重元素的背景中对轻元素定位。例如在高温超导体 $\text{LaBa}_2\text{CuNbO}_8$ 中氧所处的层位及 NbO_6 八面体构型的确定^[46]。

从图 I.10 中我们可看到中子对 H 及 D 的散射截面区别很大。由于氢的位置对生物大分子的生化功能往往起重要作用，因此，在生物大分子研究中，用 D 替代 H 的反差法大大地增强了中子散射在生物大分子结构及功能研究中的能力。

中子具有磁矩，可以与样品中核磁矩及未配对电子相互作用而驱动材料的磁

性响应。材料磁性结构的研究是中子散射应用最早的例子。Shull在50年代初所做的中子衍射开创性的研究工作，即是研究不同温度下MnO晶体从顺磁性结构转化为反铁磁体^[47]。中子非弹性散射在磁学研究中重要的领域是磁介质的自旋波。

中子散射在物质结构研究中的基本原理及巨大成果，反映在众多的专著及系列会议文集中。作为基本的参考可见文献^[48~50]。

中子散射在技术上的发展可包括三方面：扩展中子的能区、提高中子束强度及提高谱仪的能量分辨率。

扩展中子能区的必要性是显而易见的。利用超热中子束(1~2 eV)将提高探索的 ω, Q 范围，可以对与氢原子有关的高频振动模进行研究；深度非弹性散射具有大的 Q 值，可用于直接测量轻原子在它们基态中的动量分布； Q 越大则为研究液体及非晶态固体结构提供更高的空间分辨率。对于研究能量高达100 meV的磁激发也有待于超热中子的应用。把中子能量向低能处扩展，使其波长达到几nm量级，不仅提供了研究大尺度分子的可能性，而且提供了 μeV 量级的非弹性散射研究的可能性，为研究聚合物小段的动力学提供基本条件。

为此，在研究堆中设置石墨热化的高温中子源和液氢或液氘的冷中子源已成为一种常规的装置。

提高中子束强度受到反应堆热工及材料的限制，很难期望在反射层内的中子注量率高于 $10^{15}\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。因此近年来，在几台已运行的散裂中子源经验的基础上，进一步开发流强为2~5 mA的强流中能加速器上的散裂中子源，成为一些先进核科学国家共同的追求^[51,52]。预期脉冲源中子注量率可达 $10^{17}\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。目前由于中子束强度比X射线、同步辐射的强度要低得多，后者数十分钟可完成的

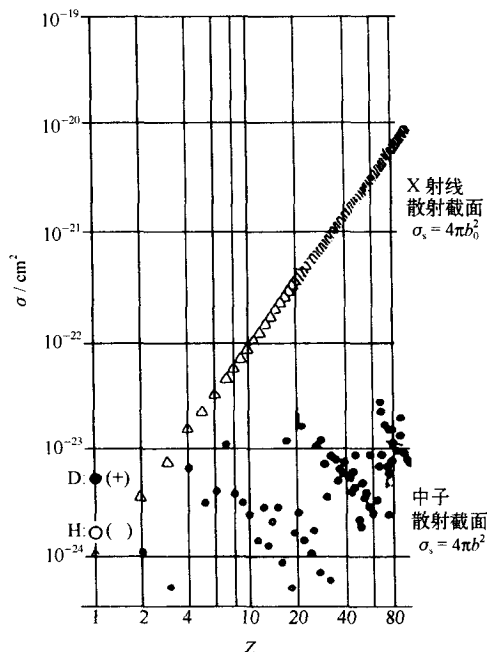


图 I.10 $\sigma_s \sim Z$, X 射线散射及中子散射的区别

实验，在前者则往往需数天的实验，而且统计精度还不够好（尤其在谱学测量中）。这几台新的强流散裂中子源的建成与运行，将使情况有很大的改观，并开拓 μs 量级的动态研究。

按常规的飞行时间法建造的热中子谱仪的典型能量分辨值在 $50\sim 100\ \mu\text{eV}$ 水平。这对于研究凝聚态的平均激发能是合适的。但是，要抽取在谱线宽度及谱形中所包含的信息，特别是低温下固态的信息，这个水平就远远不能满足要求。现在具有最高能量分辨率的谱仪是中子背散射谱仪及基于中子自旋进动的自旋回波谱仪 分别可达到 $10\ \mu\text{eV}$ 乃至 $0.1\ \mu\text{eV}$ 的能量分辨。

众所周知，中子束是无法聚焦的，这影响中子的传输效率。在冷中子能区，利用在物质表面的全反射方法构成中子导管，可以把中子束输运到数十米外，而得到比自由传输高几十到几百倍的效率。但如何构成能适用于较短波长的中子传输的聚焦系统，还是尚待研究的技术。

I.3 中子作为改造自然的工具

I.3.1 中子与核能

中子在工业、技术、材料、资源等各方面的应用，从而对社会发展、经济增长产生影响之广泛是很难列数的。但可以断言，在众多的应用中，最重要的或称对社会发展起根本作用的当属核能开发。

质-能等价关系为核能奠定了原理基础；重原子核裂变和轻原子核聚变反应为核能的释放确定了途径；中子则对实现核能的应用起决定性的作用。中子是实现重原子核裂变链式反应从而使核装置能自持地释放裂变能的媒介。轻原子核的聚变是靠创造一个持续的高温环境，从而使氘与氚聚合成氦而释放核能的过程，看来似乎与中子无关。但在自然界中并不存在氚，它要靠聚变装置内，氘-氘反应产生的中子在锂包层中通过 ${}^6\text{Li} + n \rightarrow \text{T} + \alpha$ 及 ${}^7\text{Li} + n \rightarrow {}^7\text{Li}' + \text{T} + \alpha$ 反应产生，再回输到装置中，从而维持聚变装置的运行。中子在此起生产聚变燃料的作用。因此，我们仍然可以把中子看成为聚变装置能自持运行的媒介。

我们以最简化的形式从概念上讨论中子在裂变能装置——反应堆中的作用及行为。

为达到反应堆内自持的链式反应，必须保持中子数的动态平衡，即在任何时间中子产生额与中子消耗及泄漏额相等。分析中子数平衡的关系称“中子经济学”。归一为一次裂变条件下，中子经济学的基本关系为

$$N_c = \frac{\nu}{(1+\alpha)} - C - L - 1 \geq 0 \quad (1.5)$$

此处 $\frac{\nu}{(1+\alpha)}$ 为易裂变核吸收一个中子产生的次级中子数，通常表示为 η ； C 为反应堆可裂变核转换成易裂变核所消耗的中子数； L 为包括从装置中泄漏及全部寄生吸收过程消耗的中子数； 1 则为维持链式反应所必需的一个中子； N_c 为反应堆内可能出现的中子余额。在 $N_c=0$ 时，则链式反应中各代中子数相等，中子倍增系数 $k=1$ ，反应堆在临界状态下运行。从中子经济学基本关系式中，可以看到为维持反应堆临界状态，必须满足 $\eta-1>0$ ；如果要求反应堆具有一比一的转换易裂变核的能力则必须 $\eta-2>0$ ；此时原则上反应堆所需的易裂变核燃料可自持供给。从图 1.11 可以看到，在热中子能区三种易裂变核中，只有 ^{233}U 满足此条件。对于 ^{239}Pu 在 $E_n \geq 10 \text{ keV}$ 后可满足此条件，而 ^{235}U 则需 $E_n > 100 \text{ keV}$ 。如果 $\eta-2$ 比零大很多，即相当于 $N_c > 0$ 则在扣除 L 后，仍有一定数量的中子余额，这部分中子可用于附加的易裂变核转换产额，即达到核燃料增殖的目的。通常定义增殖比 $\text{BR} = \eta - (1+L)$ ；与中子经济学基本关系式相比，可写为 $\text{BR} = N_c + C$ 。

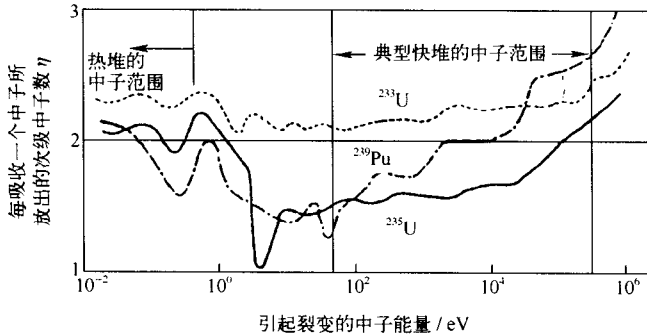


图 1.11 三种易裂变核的 η 值

利用 ^{235}U 作燃料的热中子反应堆，可在达到临界时具有 $\text{BR} < 1$ 的易裂变核转换能力； ^{239}Pu 作核燃料在中子平均能量为几百 keV 区的快中子反应堆内具有 $\text{BR} > 1$ 的增殖易裂变核的能力； ^{233}U 在热中子反应堆及快中子反应堆中均可有 $\text{BR} > 1$ 的能力，但比 ^{239}Pu 快中子反应堆低。

裂变中子具有很宽的能量分布，平均能量约 2 MeV。通过在慢化介质中的慢化及扩散过程使裂变中子在反应堆内形成特定能量分布、特定空间分布的中子场。这中子场驱动反应堆内各种核过程：裂变产物、核素转换、各种核反应产物的积累及嬗变等。这些过程决定了反应堆的静态及动态性质。