



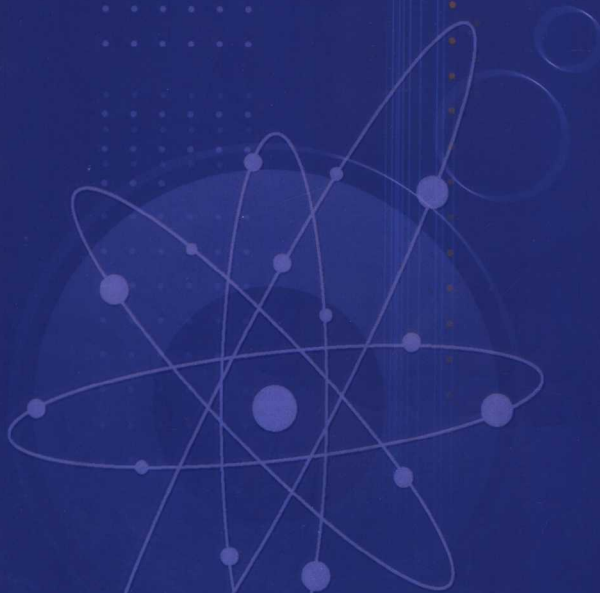
中国原子能科学研究院科学技术丛书

中子物理学

——原理、方法与应用

(下册)

丁大钊 叶春堂 赵志祥 等 编著



原子能出版社

中国原子能科学研究院科学技术丛书

中子物理学

——原理、方法与应用

(下册)

丁大钊 叶春堂 赵志祥 等 编著

原子能出版社

图书在版编目(CIP)数据

中子物理学——原理、方法与应用/丁大钊等编著. —2版. —北京:

原子能出版社, 2005. 9

(中国原子能科学研究院科学技术丛书)

ISBN 7-5022-3486-1

I. 中… II. 丁… III. 中子物理学 IV. O571.5

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2005)第 095338 号

内 容 简 介

本书以中子在有关学科中的应用为主线。全书分四篇,分别冠以基础篇、微观篇、宏观篇和应用篇等篇名,论述了有关中子学科的基本实验方法、中子与原子核的相互作用、中子在物质中输运与中子在相关学科与技术中的应用。各章、节的作者努力做到结合自身的研究工作简要而全面地论述有关专题的基础知识、已取得的成果及近期的发展方向。

本书可作为有关研究工作者、大学物理专业教师及研究生与高年级学生的参考用书。

中子物理学——原理、方法与应用

出版发行 原子能出版社(北京市海淀区阜成路 43 号 100037)

责任编辑 杨树录 张关铭 谭俊

责任校对 李建慧

责任印制 丁怀兰

印 刷 保定市印刷厂

经 销 全国新华书店

开 本 787 mm×1092 mm 1/16

印 张 46

字 数 847 千字

版 次 2005 年 9 月第 2 版 2005 年 9 月第 1 次印刷

书 号 ISBN 7-5022-3486-1

印 数 1—2500 定 价 165.00 元(上、下册)

目 录

I. 绪 论	丁大钊(1)
I.1 中子的粒子性与波动性	(1)
I.2 中子作为认识自然界的探针	(6)
I.3 中子作为改造自然界的工具	(16)
I.4 中子与自然界	(22)
参考文献	(29)

基 础 篇

第 1 章 中子的产生	包宗渝 赵志祥(35)
1.1 中子源及其主要指标	(35)
1.2 放射性核素中子源	(40)
1.3 加速器单能中子源	(43)
1.4 加速器白光中子源	(56)
1.5 裂变反应堆中子源	(72)
1.6 超冷中子源	(76)
1.7 中子源按能区分类和中子参考辐射场	(84)
参考文献	(86)
第 2 章 中子探测	唐洪庆(92)
2.1 概述	(92)
2.2 中子探测的基本原理和方法	(92)
2.3 常用中子探测器	(95)
2.4 新型中子探测器	(101)
2.5 n- γ 鉴别技术	(105)
2.6 特定对象的中子探测	(108)
参考文献	(118)
第 3 章 中子谱学	唐洪庆(123)
3.1 慢中子谱学	(123)
3.2 快中子飞行时间法	(123)

3.3	利用核反应的快中子谱仪	(138)
3.4	反冲质子谱仪	(139)
3.5	Bonner 球中子谱仪	(141)
3.6	用阈探测器测快中子能谱	(142)
3.7	其他测量中子能谱的方法	(144)
	参考文献	(145)

第 4 章 中子注量率测量 包宗渝(148)

4.1	定义、单位、计算和测量	(148)
4.2	绝对测量原理和方法(1)——标准截面法	(149)
4.3	绝对测量原理和方法(2)——伴随事件法	(161)
4.4	中子注量率绝对测量的其他方法	(170)
4.5	放射性核素中子源强度的测量	(171)
	参考文献	(172)

微 观 篇

第 5 章 中子与原子核相互作用 周祖英(177)

5.1	基本物理量	(178)
5.2	核反应机制	(182)
5.3	中子-核作用截面的实验测量	(191)
5.4	中子核数据库	(206)
	参考文献	(210)

第 6 章 原子核的统计性质及核反应统计理论 张竞上(212)

6.1	原子核的统计性质及复合核假设	(212)
6.2	能级密度	(214)
6.3	Hauser-Feshbach 平衡态统计理论模型	(217)
6.4	Hauser-Feshbach 模型的角分布公式	(221)
6.5	宽度涨落修正	(227)
	参考文献	(231)

第 7 章 核反应平衡和预平衡的理论统一描述 张竞上(233)

7.1	核反应的非平衡态特征和激子模型	(233)
7.2	统一的 Hauser-Feshbach 和激子模型理论	(239)
7.3	单粒子发射双微分截面	(247)

7.4	复杂粒子发射的双微分截面	(252)
7.5	γ 退激的级联过程及同质异能态	(268)
7.6	核反应的能量平衡	(271)
	参考文献	(283)
第8章 中子辐射俘获反应 γ谱学与核结构		
	研究	石宗仁 丁大钊(285)
8.1	(n, γ) 反应 γ 谱学的实验方法	(286)
8.2	建立原子核的能级纲图	(301)
8.3	(n, γ) 反应 γ 谱学检验核结构微观模型	(312)
8.4	原子核低激发能级纲图的统计分析	(326)
8.5	(n, γ) 反应的非复合核统计机制	(332)
	参考文献	(338)
第9章 原子核裂变		
		韩洪银(342)
9.1	引言	(342)
9.2	核裂变模型理论	(343)
9.3	裂变核从基态到断点运动	(355)
9.4	断裂后裂变现象	(361)
9.5	裂变中子和 γ 光子发射	(370)
9.6	三分裂变现象	(378)
	参考文献	(386)
宏 观 篇		
第10章 中子的输运		
		刘桂生(391)
10.1	一般分析	(391)
10.2	中子与介质相互作用的物理过程	(391)
10.3	中子输运方程	(398)
10.4	中子的扩散	(414)
10.5	微扰理论和灵敏度分析方法	(419)
	参考文献	(423)
第11章 多群常数		
		刘桂生(425)
11.1	群常数制作方法的发展过程	(425)
11.2	群常数制作过程	(427)

11.3	快堆群常数制作	(433)
11.4	热堆群常数制作	(435)
11.5	不同权重谱对积分量计算结果的影响	(438)
11.6	群常数制作的国际动态和发展趋势	(440)
	参考文献	(444)
第 12 章	宏观检验	刘桂生(447)
12.1	宏观检验工作的意义	(447)
12.2	基准实验	(447)
12.3	宏观检验的理论方法	(454)
12.4	评价核数据库的宏观检验	(457)
12.5	评价核数据库的调整	(462)
12.6	宏观检验的国际动态和发展情况	(465)
	参考文献	(467)

应 用 篇

第 13 章	中子散射技术 I ——基本原理	叶春堂(473)
13.1	引论	(473)
13.2	中子散射的基本理论	(478)
13.3	晶体对中子的散射	(483)
13.4	Van Hove 关联函数	(487)
13.5	准弹性散射	(495)
13.6	磁散射	(497)
13.7	中子光学基础	(505)
	参考文献	(509)
第 14 章	中子散射技术 II ——实验设备和实验方法	叶春堂(511)
14.1	中子源	(511)
14.2	冷中子源	(520)
14.3	高温中子源	(528)
14.4	中子导管	(532)
14.5	中子超镜	(540)
14.6	中子束的准直	(543)
14.7	中子束的单色化	(545)
14.8	中子束的过滤	(551)

14.9	位置灵敏探测器	(554)
14.10	中子衍射	(559)
14.11	液体及非晶态物质的结构测定	(569)
14.12	中子小角散射	(571)
14.13	声子色散关系的测定及三轴谱仪	(578)
14.14	飞行时间谱仪	(584)
14.15	中子反射仪	(588)
14.16	中子自旋回波谱仪	(589)
14.17	各类谱仪适用的 Q, ω 空间	(592)
	参考文献	(592)

第 15 章 中子散射技术Ⅲ——在基础研究及工业上的

	应用	叶春堂(599)
15.1	结构和磁结构研究	(599)
15.2	磁形状因子测定	(603)
15.3	磁元激发	(604)
15.4	磁临界现象及相变	(605)
15.5	晶格动力学及其相关的某些典型研究	(607)
15.6	中子分子谱学	(609)
15.7	生物分子研究	(610)
15.8	工业应用	(618)
	参考文献	(621)

第 16 章 中子活化分析 田伟之(627)

16.1	利用反应堆中子的元素分析	(628)
16.2	利用快中子的元素分析	(673)
16.3	利用同位素中子源的元素分析	(676)
	参考文献	(682)

第 17 章 中子治癌、中子测井和中子照相 朱升云(687)

17.1	中子治癌	(687)
17.2	中子测井	(693)
17.3	中子照相	(701)
	参考文献	(708)

宏 观 篇

第 10 章 中子的输运

10.1 一般分析

中子输运理论的基本假设是把中子看作一个点粒子,因此可以用其所在位置、具有的动能、飞行方向进行精确描述。该假设的合理性在于中子的约化波长比介质的宏观尺寸和中子平均自由程要小得多。从德布罗意方程出发可以得到证明^[1]。

中子的输运理论是描述大量中子与介质相互作用的规律,它是中子与核发生各种碰撞过程的综合描述。中子输运理论主要应用于核反应堆的研究和设计,它是核反应堆理论的基础。输运理论通常也称做迁移理论。求解某系统的中子输运方程,可以得到该介质内中子随能量、空间、角度变化的规律。要进行这样的研究或计算,必须已知单个中子与多种核素发生单个碰撞过程的大量信息。换句话说,大量的微观核反应数据是核反应堆理论计算的数据基础。当核反应堆的体积较大时,从任何发生裂变反应产生中子的地方到系统外边界的距离比介质的中子平均自由程大得多时,用扩散理论也能得到较好的结果,例如核电站等大型功率堆的物理计算多采用扩散理论。

本章将针对与中子在核反应堆物理中的应用有关的问题做简单描述。

10.2 中子与介质相互作用的物理过程

10.2.1 裂变过程

当一个中子与高原子序数的铀或钚等同位素核发生碰撞时可能引发裂变反应,使之分裂成质量相近的两个裂变碎片。由于裂变碎片的中子-质子比偏高而不稳定,通过放出一个到几个中子使其回到稳定态;或者将一个中子转变为一个质子,同时释放出一个 β 粒子使其达到稳定。在²³⁵U的裂变过程中,每吸收一个中子,平均放出2.5个中子(通常称为 ν 值),同时释放出约198 MeV的裂变能。归一化的裂变中子数随能量的分布通常称为裂变谱,是反应堆计算必不可少的输入数据。

裂变过程释放出的中子分为两种：一种是在极短的时间之内(约 10^{-15} s)放出的,通常称为瞬发中子,占全部裂变中子的 99% 以上;另一种是缓发中子,它是在瞬发中子停止发射后,伴随裂变产物的 β 衰变陆续发射的,要持续几分钟。通常将缓发中子按不同的半衰期、能量、份额分为 6 组^[2],其总份额称为 β 。对 ^{235}U 的裂变, $\beta=0.0075$,对 ^{239}Pu 则 β 要小得多,Am, Cm 等锕系核素的 β 值更小。缓发中子与核反应堆的时间特性有极大关系。由于缓发中子的存在,每个核反应堆都有自己的缓发中子有效份额 β_{eff} 。反应堆的运行必须控制在缓发临界和瞬发临界之间,该控制范围所相当的反应性就是 β_{eff} 。铀系统的 β_{eff} 比钚系统的大,因此铀燃料反应堆就比钚燃料的更容易控制。利用快临界堆嬗变锕系核废料是多年来普遍关注的课题。由于锕系核的 β 值很小,若装载量过多会使得系统的 β_{eff} 显著减小,堆的动态参数变坏,造成堆的控制难度加大。中国实验快堆嬗变锕系核废料的研究表明,其装载量不能大于 25 kg^[3]。

^{235}U 裂变时可以通过 30 种以上的途径进行分裂,碎片质量数的范围大约从 72~158。它们的产额约在 $10^{-3}\%$ ~6% 之间。裂变产物的特性之一是普遍具有较强的放射性,因其中子-质子比偏高而不稳定;特性之二是俘获截面较大。因此,精确的裂变产物产额、半衰期以及截面数据是反应堆核燃料循环计算的重要数据基础。

10.2.2 辐射俘获过程

中子与原子核发生碰撞时,若入射中子动能比靶核中的每核子平均作用能小,就可以看做入射中子与整个核发生作用。这时核反应分为两个阶段,首先入射中子被靶核吸收形成复合核,处于激发态的复合核具有的激发能等于被俘获中子的动能加上中子的结合能;接着该复合核以发射粒子的方式退激返回到基态,这叫做俘获反应。低能中子与靶核可能发生如下的俘获反应:放出 γ 射线的辐射俘获反应(n, γ)、放出 α 粒子的(n, α)反应、放出质子的(n, p)反应、裂变即(n, f)反应。对低能入射的只有少数轻核能发生(n, α)和(n, p)反应,较重的裂变核才能发生(n, f)反应。因此,对反应堆中的低能中子来说,除(n, f)之外,与(n, γ)相比,发生(n, p)和(n, α)的概率要小得多。

靶核俘获中子而辐射 γ 射线以后,中子-质子比增大了,所以(n, γ)反应的剩余核多数都是具有放射性的。在热中子反应堆中,最简单的(n, γ)反应是中子与氢核的反应,

$^1\text{H}_1 + ^1n_0 \rightarrow [^2\text{H}_1] \rightarrow ^2\text{H}_1 + \gamma$, 氢核俘获一个热中子放出 γ 射线,生成氘。氘核与热中子发生辐射俘获反应的截面比氢核的小几个数量级,因此,在轻水慢化的热堆中,由于氢的辐射俘获反应会损失掉一部分热中子;而在重水慢化的热堆中,通

过氚的辐射俘获损失的热中子数就少得多,因此其热中子注量率要比轻水慢化系统的热中子注量率高很多。这就是为什么重水慢化天然铀栅元装置能维持自持的链式反应达到临界,而轻水慢化天然铀栅元装置不可能达到临界的原因。

10.2.3 散射过程

一个中子与原子核发生碰撞后仍然释放出一个中子,只不过出射中子的动能低于入射中子的动能,中子损失的这部分能量被靶核得到了,这就是散射过程。散射过程又可分为弹性散射和非弹性散射两种。它们在反应堆物理计算中扮演重要角色。

1. 弹性散射

如果中子与靶核发生碰撞时,入射中子的能量小于靶核的第一激发态和基态之间相差的能量,就不可能使靶核受到激发,只能发生弹性散射反应。发生弹性碰撞时质心系内中子的动能不变。转换为实验室系,则中子因碰撞靶核而损失了动能,这部分动能并没有使靶核受到激发,而成为静止靶核的反冲能。弹性散射过程可以看做是“弹子球”式的碰撞。中子将其能量转移给散射核的大小决定于中子与靶核的质量比和中子散射的角度。当散射角相同时,散射核的质量越小,散射中子转移给散射核的能量就越多。由于氢核的质量与中子的质量几乎相等,若快中子与其发生对心碰撞,可将其全部能量传给氢核而成为热中子。众所周知, ^{235}U 的热中子裂变截面比快中子的大了百倍以上。要想使核反应堆节省核燃料,又要达到较高的功率,就需要使系统中的中子在轻水或重水或其他由较轻核素构成的介质中充分慢化。因此在核反应堆中轻核弹性散射的慢化作用是至关重要的。

2. 非弹性散射

如果中子与靶核发生碰撞时,入射中子的能量大于靶核的第一激发态和基态之间相差的能量,就可能使靶核受到激发,发生非弹性散射反应。当具有某动能的入射中子与散射核发生非弹性散射时,该中子先是被散射核吸收形成复合核,然后释放出一个动能较低的中子。入射中子损失的那部分动能转变成散射核的激发能,使其处于激发态。随后散射核放出 γ 射线,回到基态。发生这种非弹性散射的先决条件是中子的能量必须大于核的基态到第一激发态的能级间隔。中重核这个能级间隔约为0.1 MeV,轻核的要大得多。因此只有较高能量的中子才能引起轻核的非弹性散射反应。在铀燃料功率堆中都有大量的 ^{238}U ,而裂变中子绝大部分都在MeV能区,所以低浓铀燃料元件中裂变谱中子的慢化主要来源于 ^{238}U 的非弹性散射。

10.2.4 其他核反应过程

在核反应堆中除发生上述主要的核反应之外,还可能发生其他核反应,例如 $(n,2n)$, $(n,3n)$, (n,p) , (n,d) , (n,t) , $(n,^3\text{He})$, (n,α) 等,其共同特点是要求入射中子能量比较高。前两种反应是增殖中子的。一般说来,只有入射中子能量在几个 MeV 以上才能发生 $(n,2n)$; 发生 $(n,3n)$ 则要求入射中子具有 10 MeV 左右甚至更高的能量,而且 $(n,3n)$ 的截面要比 $(n,2n)$ 的小得多。所以在裂变堆的物理研究中, $(n,3n)$ 的作用要比 $(n,2n)$ 的小,常把它忽略。但对聚变堆来说,系统中的高能中子显著增多,发生这两种核反应的可能性大得多。发生 $(n,2n)$ 反应的最重要的核素当属 ^9Be , 因为它的 $(n,2n)$ 反应截面较大,常用做聚变堆的反射层材料。

上述其他 5 种核反应的出射粒子都是带电粒子,通常称为中子引起的带电粒子核反应。总的说来,中重核的带电粒子反应截面都是比较小的。它们在反应堆临界计算中通常被忽略掉。然而这些带电粒子核反应对中等重量的反应堆结构材料核,如 Fe, Cr, Ni 的辐照损伤研究、辐射安全防护研究都是十分重要的,这些结构材料在高功率核反应堆中常年受高注量率中子的辐照,虽然它们的带电粒子反应截面很小,但其积累效应不容忽视,直接关系到堆的寿命。例如 Fe 的 (n,α) 反应 $^{56}\text{Fe} + n \rightarrow ^{53}\text{Mn} + \alpha$, 改变了结构材料的成分, α 粒子积累到一定程度,会使结构材料肿胀,强度下降,甚至毁坏。另外,剩余核通常是带有放射性的,亦须进行研究。

10.2.5 散射原理

众所周知,由裂变材料和慢化介质组成的核反应堆中,裂变产生的快中子的平均能量在 1 MeV 以上。它们与慢化剂发生多次弹性碰撞,逐渐被慢化。对于相同的裂变材料,若选用不同的慢化剂,对裂变中子的慢化程度就不一样,该系统中形成稳定的中子通量分布就不相同,这会使得核反应堆的临界大小有所不同。所以,本节将依次阐述中子经弹性散射后的能量变化、散射定律、及其有关的物理量等。

1. 质心系和实验室系的中子散射

在研究中子与原子核发生弹性碰撞时,通常选用如下两种参考系:一个是称为 C 系的质心系;另一个是称为 L 系的实验室系。在 L 系中,认为靶核在与中子碰撞之前是静止的,受碰撞后的靶核自由地反冲。在 C 系中,认为中子-靶核系统的质心是静止的。

在 L 系,碰撞前后需满足能量守恒和动量守恒。令 v' , v 和 Ω' , Ω 分别代表碰撞前、后的中子速度和方向, v_A 和 Ω_A 代表碰撞后散射核的速度和方向。令中子的质量为 1, 靶核的质量为 A , 则动量守恒和能量守恒方程如下:

$$v'\Omega' = v\Omega + v_A\Omega_A A \quad (10.1)$$

$$\frac{1}{2}(v')^2 = \frac{1}{2}v^2 + \frac{1}{2}A(v_A)^2 \quad (10.2)$$

将方程(10.1)两端平方,可以得到

$$A^2(v_A)^2 = (v')^2 + v^2 - 2v v' \Omega \cdot \Omega' \quad (10.3)$$

利用方程(10.2)和(10.3)消掉 v_A ,即可得出

$$(v')^2 - v^2 = A^{-1}[(v')^2 + v^2 - 2v v' \mu] \quad (10.4)$$

其中, $\mu = \Omega \cdot \Omega'$,即中子散射角的余弦。从方程(10.4)可以导出,

$$\mu = \frac{1}{2}\{(A+1)(v/v') - (A-1)(v'/v)\} \quad (10.5)$$

为便于下面的讨论,还需要考虑在 L 系中碰撞后的质心运动速度 $(v\Omega)_{\text{ims}}$ 。因为碰撞前靶核是静止的,其总动量就等于碰撞前中子的速度与其质量的乘积即 $v'\Omega'$ 。它也等于碰撞后的总动量 $(v\Omega)_{\text{ims}}(A+1)$,所以在 L 系碰撞后的质量中心速度

$$(v\Omega)_{\text{ims}} = v'\Omega'/(A+1) \quad (10.6)$$

在 C 系,中子-靶核系统的质量中心是静止的,因此靶核必须以(10.6)式确定的速度接近质量中心。因为碰撞前中子与靶核的相对速度是 $v'\Omega'$,中子接近质量中心的速度应是 $v'\Omega' - (v\Omega)_{\text{ims}}$,代入(10.6)式,得到 C 系里中子碰撞前的速度

$$(v'\Omega')_{\text{cms}} = v'\Omega' - (v\Omega)_{\text{ims}} = Av'\Omega'/(A+1) \quad (10.7)$$

进一步得出在 C 系中子碰撞后的速度等于中子碰撞前的速度减去反冲核的速度,即

$$(v\Omega)_{\text{cms}} = v\Omega - v'\Omega'/(A+1) \quad (10.8)$$

令 μ_c 代表 C 系散射角(入射中子与出射中子夹角)的余弦,

$$\begin{aligned} \mu_c &= \frac{(v\Omega) \cdot (v'\Omega')}{|v\Omega| \cdot |v'\Omega'|} = \frac{v\Omega \cdot \Omega' - (v')^2/(A+1)}{v'[\frac{1}{2}v^2 + \frac{1}{2}(v')^2/(A+1)^2 - 2v v' \Omega \cdot \Omega'/(A+1)]^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{\frac{1}{2}(A+1)v^2 - \frac{1}{2}(v')^2(A^2+1)/(A+1)}{A(v')^2/(A+1)} \\ &= \frac{(A+1)^2 v^2 - (A^2+1)v'^2}{2Av'^2} \end{aligned} \quad (10.9)$$

利用(10.5)和(10.9)式,消去 v/v' ,就可以得到 L 系的 μ 和 C 系的 μ_c 之间的关系式,

$$\mu = (A\mu_c + 1)/[1 + 2\mu_c A + A^2]^{\frac{1}{2}} \quad (10.10)$$

2. 实验室系的中子散射角余弦的平均值

从散射角余弦平均值的定义出发,代入(10.10)式,导出 L 系散射角余弦平均值:

$$\bar{\mu} = \frac{1}{2} \int_{-1}^{-1} \mu d\mu_C = \frac{1}{2} \int_{-1}^{-1} \frac{A\mu_C + 1}{[A^2 + 2A\mu_C + 1]^{\frac{1}{2}}} d\mu_C = \frac{2}{3} A^{-1} \quad (10.11)$$

随着散射核质量的增大, $\bar{\mu}$ 会急剧减小。氢核的质量最小, 所以它的 $\bar{\mu}$ 值最大。

3. 质心系球对称系统的中子散射

在质心系球对称情况下, 一个中子被靶核散射到角度 θ 到 $\theta + d\theta$ 范围内的概率由下式表示:

$$\frac{1}{2} \sin \theta d\theta = -\frac{1}{2} d\mu_C \quad (10.12)$$

也就是说, 对每一个 μ_C 间隔的散射概率都是相对的。利用(10.9)式并代入能量 $E = \frac{1}{2} m v^2$, 可以得到散射角余弦间隔与能量和能量间隔的关系式,

$$d\mu_C = (A+1)^2 dE / (2AE') \quad (10.13)$$

可以看出, 相等的 μ_C 的间隔 $d\mu_C$ 对应于碰撞后的中子能量间隔。碰撞后的中子能量以相等的概率分布在 E' 和最小的能量值(当 $\mu_C = -1$ 时)之间。当 $\mu_C = -1$ 时, 从(10.9)式可以得到对不同靶核, 散射前后中子能量的关系式

$$E = \frac{(A-1)^2 E'}{(A+1)^2} = (1-q)E' = \alpha E' \quad (10.14)$$

$$\text{其中, } q = \frac{4A}{(1+A)^2}, \alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2} \quad (10.15)$$

若散射核是氢核, $A=1$, 代入(10.15)式, $q=1$ 。再从(10.14)式得出射中子能量 $E=0$ 。散射核越重, q 值越小, 被散射的中子能量 E 就越接近入射中子的能量 E' 。从(10.14)式得到 $q = (E' - E) / E'$ 。 q 值的物理意义就是它代表发生一次弹性散射中子损失能量的百分数。一个具有能量 E' 的入射中子散射到能量间隔 $E + dE$ 到 E 的概率是 $dE / (qE')$, 这时出射中子能量 E 满足条件 $E' > E > E'(1-q)$ 。

4. 弹性散射的能量损失

前面证明了中子发生一次弹性碰撞的能量损失等于相对于入射中子能量的百分数。这就能够较方便地、定量地表示散射中子的能量变化。定义勒变量 u 用来定量地描述弹性碰撞前后中子能量损失是很方便的:

$$u = \ln(E_0/E) \quad (10.16)$$

式中, E_0 代表中子散射前的能量, E 代表散射后的出射中子能量。

中子与质量为 A 的原子核发生一次弹性碰撞时, 平均对数能量缩减 ζ 的定义是

$$\zeta = \int_{E'(1-q)}^{E'} [\ln(E_0/E) - \ln(E_0/E')] \frac{dE}{qE'}$$

$$= 1 + \frac{(1-q)}{q} \ln(1-q) = 1 + \frac{(A-1)^2}{4A} \ln(1-q) \quad (10.17)$$

可以看出,弹性散射引起的勒的变化的平均值与中子的能量无关,仅与散射核的原子量有关。

5. 不同散射核散射性质的比较

不同散射核的散射性质可以用发生一次弹性散射中子损失最大能量的百分数 q , 散射角余弦平均值 $\bar{\mu}$, 平均对数能量缩减 $\bar{\zeta}$, 从 2 MeV 慢化到热能(0.025 eV)所需要的弹性散射次数 N_c 进行比较。按照(10.15)、(10.11)和(10.17)式分别计算 $q, \bar{\mu}, \bar{\zeta}$ 。根据定义,可以写出 N_c 的计算公式,

$$N_c = \frac{1}{\bar{\zeta}} \left(\ln \frac{2 \times 10^6}{0.025} \right) = \frac{18.2}{\bar{\zeta}} \quad (10.18)$$

表 10.1 列出了 H, D, Be, C 和 ^{238}U 五种散射核的上述有关数据^[4]。

表 10.1 不同散射核的慢化能力比较

散射核	q	$\bar{\zeta}$	$\bar{\mu}$	N_c
H	100%	1.000	0.667	18
D	88.9%	0.725	0.333	25
Be	36.6%	0.209	0.074	86
C	28.4%	0.158	0.056	114
^{238}U	1.67%	0.00838	0.0028	2172

6. 不同散射核的慢化能力和慢化比

表 10.1 所列数据还不能充分说明不同散射核的慢化能力。从(10.18)式可以看出, $\bar{\zeta}$ 值与中子从裂变能减速到热能所需碰撞次数成反比, 这还不全面。 $\bar{\zeta}$ 越大只是表明这种慢化核发生弹性碰撞时使中子损失的能量越多, 仅此而已。除此之外, 还必须要求散射核的散射概率也大, 即介质的宏观散射截面 Σ_s 也要大。“宏观截面”是中子输运计算中经常使用的量, 它等于微观截面与介质单位体积的原子或分子数的乘积。因此定义乘积 $\bar{\zeta}\Sigma_s$ 能够较好地描述不同慢化剂的慢化能力。令 N_0 是阿伏伽德罗常数, ρ 是慢化剂的密度, σ_s 是其微观散射截面, A 是散射核的原子量或分子量, 则介质的慢化能力可以写成,

$$\bar{\zeta}\Sigma_s = N_0 \rho \sigma_s \bar{\zeta} / A \quad (10.19)$$

慢化能力 $\bar{\zeta}\Sigma_s$ 较好地说明了慢化剂的慢化效率, 但是还不全面。如果某种介质的慢化效率很高, 而它的宏观吸收截面 Σ_a 也很大, 中子在慢化过程中被吸收了很多, 真正到达热能区的中子数很少, 就不能用作慢化剂。例如 ^{10}B 就是这样的。因此,