

目 录

前言	
第一章 核裂变能	
引言	1
核能基础	2
核裂变	10
核裂变反应堆	13
反应堆发展的历史	16
美国的动力反应堆	20
第二章 核反应和核辐射	
引言	27
放射性	27
α 粒子和 β 粒子与物质的相互作用	34
γ 射线与物质的相互作用	39
中子与物质的相互作用	45
中子反应的截面	53
截面随中子能量的变化	61
裂变过程	68
第三章 中子的扩散和慢化	
中子扩散理论	87
中子在倍增系统内的扩散	99
中子的慢化	105
无限介质内的慢化	111
慢化中子的空间分布	117
基于扩散理论的临界方程	121
临界测量	127
第四章 反应堆分析原理	
多群扩散理论	132
燃料贫化计算	145
中子输运方程及其近似	148
第五章 核反应堆动力学和控制	
反应堆动力学	155
裂变产物中毒	171
温度对反应性的影响	179
反应堆稳定性分析	186
反应堆控制的一般特征	201
反应堆运行的控制	212

第六章 能量的载出

引言	228
反应堆系统内的热源	232
传热原理	236
普通流体的传热	252
液态金属的传热	256
沸腾传热	263
堆芯水力学	267
热工-水力分析	276
堆芯设计的约束条件	281

第七章 反应堆材料(非燃料材料)

引言	294
材料的力学性质	294
应力分析	298
材料中的辐照效应	304
金属的腐蚀	312
结构材料与包壳材料	314
慢化剂与反射层材料	323

第八章 反应堆燃料系统

引言	332
反应堆燃料的生产	333
铀同位素的浓集	336
燃料材料性质	344
燃料模型程序	354
乏燃料的后处理	355
核燃料管理	366
核燃料利用	370
核能成本	381
核材料的安全保障	383

第九章 辐射防护和环境效应

引言	390
辐射危害	390
辐射单位	394
辐射防护标准	402
辐射的生物效应	408
放射性废物处理系统	412
辐射监测	420
热的排放	430

第十章 核反应堆屏蔽

反应堆屏蔽原理.....	441
辐射衰减计算.....	449
反应堆屏蔽分析.....	462
屏蔽内的发热.....	469
第十一章 核反应堆安全	
反应堆安全的一般原则.....	475
反应堆保护系统.....	478
专设安全设施.....	480
反应堆安全分析.....	486
可靠性与风险评价.....	500
第九级事故的的概率与后果.....	503
核电厂的审批和管理.....	506
核反应堆安全保障.....	510
第十二章 动力反应堆系统	
引言.....	515
压水反应堆.....	515
沸水反应堆.....	521
重水慢化反应堆.....	525
快中子增殖反应堆.....	529
气冷反应堆.....	534
其他型式的反应堆.....	537
附录.....	543
索引.....	553



第一章 核裂变能

引 言

对电力的需求

1.1 在1939年发现了核裂变现象。这是一件具有划时代意义的事件。这一事件为一种全新的能源——原子核能——的利用开辟了前景。铀元素和钚元素是能够通过其核的裂变而释放核能的基本物质。这类元素大量地存在于地壳之中。虽然它们的含量往往很低，以至于提炼费用十分昂贵，但是，能以合理的费用获取这类核素的数量仍然足以满足许多年内对能源的需要。

1.2 本世纪以来，世界能量消耗增长很快。这固然是由于人口的增加，但更主要的是在工业、农业、交通运输方面按每人平均所消耗的能量增加了。例如在美国，从1940年到1970年，人口的每年增长率大约是1.6%，而能量总消耗却以年平均3.5%左右的速率增长。

1.3 在讨论核能问题时特别值得注意的是，在能源消费之中电能的消费比例越来越大。美国从1940年到1973年前后，工业、商业和家庭耗电的总量大约每年增长7%。近年来，由于经济和其他方面的因素，增长率有所下降，对于未来电力需求的预测也各不相同。然而，即使按每年仅增长3%来计算，在本世纪的最后25年中需新建发电厂的装机容量就相当于1975年运行的全部发电厂装机容量的总和。这个估计还没有考虑更新陈旧装置的需要，或者交通工具等方面以电代油的可能性。

一次能源

1.4 发电需要某种一次能源。只有在易于取得这种一次能源的条件下，才能满足对电力不断增长的需求。发电所用的主要一次能源是化石燃料，也就是煤、天然气和石油，以及水力。已探明的煤储量本来足够几个世纪所用，但是露天采矿和烧煤对环境的有害影响以及煤价的不断提高，对于人们使用这种燃料进行发电正在缺乏吸引力。虽然不断地发现新的油田和天然气田，但是，看来全世界对该类燃料的生产量将在本世纪末前后开始下降，而其需求量却仍将继续增加。

1.5 在考虑用化石燃料发电的时候，必须记住煤和石油还能为生产化学制品（包括药品、染料、纤维、橡胶和塑料）提供基本的原料。从长远看，将化石燃料用于原料方面比用作一次能源可能更有价值。因此，应该强调要尽量地保存现有的煤和石油资源，以用于生产化学制品以及远距离运输中的燃料。

1.6 鉴于对电力需求的不断增长，必须开发某种新的一次能源以补充1.4节中所讲的那些一次能源。太阳能和核能就是这样的两种能源。利用太阳能的设想十分吸引人，但在能够使之用于商业规模发电以前，还要做大量的研究和开发工作。核能既可以通过某些重原子核

的裂变取得，也可以通过非常轻的原子核之间的聚变获得。聚变过程已由实验室中的实验和“氢”弹所证实；然而，它能否在本世纪末以前就开始对世界的动力需求作出有意义的贡献，还是值得怀疑的。

1.7 另一方面，核裂变已被公认为一种价格上能和其他一次能源相竞争的发电用能源。若要使电力供应满足不断增长的需要，至少在今后的30年或更长的时间里，对核裂变能的需求量将不断增加，这个结论看来是毋庸置疑的。

1.8 基本的核裂变“燃料”是铀元素和钍元素，它们大量存在于地壳之中。但从各种矿石中提取这些元素所需的费用可能相差很多。因此，所谓“可用的”核燃料数量在很大程度上取决于经济因素。当核电厂能够更加有效地利用铀和钍，并且与之相竞争的其他燃料的成本上涨的时候，较高的核燃料成本也将可以接受，结果，可用的核燃料量也就更多。

1.9 七十年代和八十年代初期运行的大部分核电厂将只能利用其初装铀的0.5%左右。目前，可以经济地利用的矿石至少需要含铀0.1%。在美国，这种矿石的数量估计可以满足当前设计的核电厂进入九十年代初期的需要。然而，核燃料的“增殖”过程（§1.64）原则上可以更加有效地利用铀，于是也就能经济地利用低品位的矿石。这样，即使没有其他的一次能源，铀资源也足够用几百年。

1.10 目前几乎所有的核电厂都以铀作燃料，因此人们缺乏兴趣去勘探高（或中等）品位的钍矿石。即使如此，还是知道存在着大量的这种矿石，从中能以合理的成本取得二氧化钍（ ThO_2 ）。可以想象，最后从含钍量不到百万分之五十的花岗岩中提取大量的钍也将是经济可行的。

核 能 基 础

原子结构和同位素

1.11 以可控方式释放核裂变能的装置叫做核反应堆。这种能量大部分以热的形式出现，可以用这种热来生产发电用的蒸汽，如同常规（化石燃料）电厂一样。核反应堆的运转依赖于中子同原子核的相互作用。为了理解这些反应的性质和特点，有必要简单地回顾一下有关原子结构和核结构方面的某些基本概念。

1.12 一个原子含有一个带正电荷的核，核周围有带负电荷的电子，因此作为一个整体来看，原子是电中性的。原子核由两种基本粒子组成：质子和中子。质子带一个单位的正电荷，其电量等于电子电荷的电量。这种粒子实际上就是氢原子的核，也就是去掉其唯一电子的氢原子。中子稍稍重于质子（§1.19），并且正如它的名字所示，它是电中性的粒子。除了普通氢的原子核以外，其余所有的原子核除含有质子外，还含有一个或多个中子。

1.13 对于某种给定的元素，其原子核内的质子数（等于它所带的正电荷数）称为这一元素的原子序数，并用符号 Z 表示。它也等于该元素在众所周知的元素周期表中的序数。这样，氢的原子序数就是1，氦是2，锂是3，一直到铀是92，后者是自然界中以显著量存在的原子量最大的元素。用人工方法已经制造出了几种更重的元素；其中原子序数为94的钚对于核能的释放是很重要的。

1.14 一个原子核里的核子（质子和中子）总数称为这种原子核的质量数，并用 A 表

示。上面说过，质子的数目是 Z ，所以原子核内中子的数目是 $A-Z$ 。中子和质子的质量用通常的原子质量单位标度时都接近于1，所以质量数就是最接近该元素原子量的整数。

1.15 一个核的成分可以通过它所包含的质子数(Z)和中子数($A-Z$)表示出来，换言之，可以用它的原子序数和质量数来表示。通常用核素这个术语来描述具有确定的核成分的原子粒种；也就是说，核素是具有给定原子序数和质量数的原子粒种。核素之间以其不同的原子序数或不同的质量数(或两者都不同)来相互区别。

1.16 由原子序数(即核中的质子数)可以知道元素的化学性质。这是因为化学性质取决于核周围的(轨道)电子，而其电子的数目必须等于质子数，因为整个原子是电中性的。因此，只要原子核内包含同样的质子数，即具有相同的原子序数，即使其质量数不同，其化学性质基本上也相同，虽然它们的核特性常常有明显的差异。这些原子序数相同而质量数不同的核素叫做同位素。它们在化学性质方面一般无法区别，但却具有不同的原子(同位素)量。

1.17 某种元素的某种特定同位素是用这种元素的名称或符号加上这个同位素的质量数来标志的。例如，氧的普通同位素，质量数为16，即核内有8个中子和8个质子，它可以表示成氧-16，O-16，或 ^{16}O 。在某些情况下，将原子序数也包括进去较为方便，虽然这不是必需的；原子序数写成元素符号的下标，这样，上述同位素便可写成 $^{16}_8\text{O}$ 。

1.18 在1962年以前一直作为原子量标度基础的氧元素，在自然界中存在着三种同位素，即 ^{16}O ， ^{17}O 和 ^{18}O ，后两种的相对比例较小。由于这种情况，形成了表示原子量的两种不同系统。在化学原子量标度中，大气中存在的氧的三种同位素按比例平均的(权重的)原子质量规定为恰好等于16.0000。而另一种标度，有时称为物理原子量标度，却以同位素氧-16的原子质量恰好等于16.0000的规定为基础。于是，在这种标度中原子的质量比相应的常规原子量约大0.028%。从1962年1月1日起，所有的原子(或同位素)量都已经用单一标度表示，这种标度规定碳的普通同位素 ^{12}C 的原子质量恰好等于12.0000。

1.19 单个原子的质量借助于原子质量单位(缩写为 u)表示，一个原子质量单位精确地等于 ^{12}C 原子质量的十二分之一。原子质量单位的千克当量用下面的方法得到。定义摩尔(mole)为任何单一物质的这样一个量，其中所包含的基本实体(如原子、原子核或分子)的数目等于 $12 \times 10^{-3}\text{kg}$ 的 ^{12}C 中所包含的原子数目；这个数目叫阿伏加德罗数，用 N_A 表示， $N_A = 6.022 \times 10^{23}/\text{mole}$ 。换言之，一个 ^{12}C 原子的质量为 $(12 \times 10^{-3}/N_A)\text{kg}$ ；因此，原子质量单位(u)就是 $10^{-3}/N_A = 1.661 \times 10^{-27}\text{kg}$ 。一个质子的质量为 $1.007276u$ ，即 $1.673 \times 10^{-27}\text{kg}$ ，而中子的质量为 $1.008665u$ ，即 $1.675 \times 10^{-27}\text{kg}$ 。电子的质量仅为 $0.000549u$ ，即

表1.1 天然铀的同位素成分

质量数	原子百分比	同位素质量 (u)
234	0.0055	234.0410
235	0.720	235.0439
238	99.274	238.0508

$9.11 \times 10^{-31} \text{kg}$, 所以整个原子的质量几乎就是原子核中质子和中子的质量。

1.20 目前, 铀是能通过裂变释放核能的最重要的元素。它在自然界中至少存在着三种同位素形式, 质量数分别为234, 235和238。表1.1给出了天然铀中存在的三种同位素的比例以及它们的质量。由表中可看出铀-238是丰度最大的同位素, 但也总是并存着略超过0.7%的铀-235。这两种同位素对核能的生产都是至关重要的, 虽然以后会看到, 能够直接用于释放裂变能的, 主要是铀-235。表中所列的最轻同位素铀-234在铀矿石中的比例很小, 故在实际应用中可以忽略。

1.21 从核能角度看, 另一种重要元素是钍, 它的原子序数为90。它在自然界中几乎只存在一种核素, 质量数为232。也有其他痕量同位素形式, 但它们所占的比例微不足道。

核的结合能

1.22 用质谱仪或其他方法直接测定核(或同位素)的质量表明, 它们的实际质量总是小于它们所包含的核子的质量之和。其差额叫做质量亏损, 它与核中粒子间的结合能有关。质量亏损可按下列方法确定。按电中性的要求, 一个原子除了包含核内的 Z 个质子和 $(A-Z)$ 个中子外, 还必须包含 Z 个核外电子。若以 m_p 、 m_n 、 m_e 分别表示质子、中子、电子的质量, 则组成一个原子的各种粒子的质量之和为 $Zm_p + Zm_e + (A-Z)m_n$ 。设这个原子的测量质量为 M ; 于是,

$$\begin{aligned} \text{质量亏损} &= [Z(m_p + m_e) + (A-Z)m_n] - M \\ &= Zm_H + (A-Z)m_n - M, \end{aligned} \quad (1.1)$$

这里已用氢原子的质量 m_H 代替 $m_p + m_e$ 。因为 m_H 等于1.007825u, m_n 等于1.008665u, 所以对于其质量已由实验确定的任何一种核素, 质量亏损可以通过计算求出。

1.23 按照以狭义相对论为基础的质能等价概念, 质量亏损是 Z 个单独质子与 $(A-Z)$ 个单独中子结合成一个原子核时释放出来的能量的一种量度*。它在数值上等于将该原子核分解为组成它的全部核子时所供给的能量。所以, 质量亏损的能量当量叫做原子核的结合能。

1.24 根据相对论, 以速度 v 运动的一个粒子的能量当量 E 可由爱因斯坦公式给出:

$$E = \frac{m_0 c^2}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} = mc^2, \quad (1.2)$$

其中 m_0 是该粒子的静止质量, 即粒子处在静止时($v \approx 0$)的质量, c 是光的速度; m 是运动粒子的有效(或相对论)质量, 由下式确定:

$$m = \frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}}.$$

由此可见, 当一个粒子的速度接近光速时, 它的有效质量趋于无穷大。与核反应堆工程有关的粒子速度几乎总是远比光速为小。因而, v^2/c^2 很小, 与1相比通常可以忽略。所以在本书中, 方程(1.2)中的 m 可以取粒子的常规(或静止)质量而不必取它的相对论质量。

1.25 为了目前的用途, 可将方程(1.2)中的能量和质量理解为变化量, 而不是它们的实际值; 于是可以允许写为

* Z 个电子对结合能有一点贡献, 不过这一点已在方程(1.1)中以 m_H 代替 $m_p + m_e$ 时基本上作了考虑。

$$E = mc^2 \quad (1.3)$$

这里 m 是某种特定过程中常规质量的变化量, E 是与它相当的能量变化量。如果 m 以 kg 表示, 则用焦耳 (J) 表示的能量当量为

$$\begin{aligned} E(\text{J}) &= m(\text{kg}) \times (2.998 \times 10^8)^2 \\ &= m(\text{kg}) \times 8.988 \times 10^{16}, \end{aligned}$$

其中采用了光速 $2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$ 。正如 §1.19 中所述, 1u 等于 $1.661 \times 10^{-27} \text{kg}$; 所以有

$$E(\text{J}) = m(\text{u}) \times 1.492 \times 10^{-10}$$

或

$$E(\text{pJ}) = m(\text{u}) \times 149.2, \quad (1.4)$$

其中 1pJ (微微焦耳) 是 10^{-12}J 。在核领域中, 通常使用的一种能量单位是电子伏特或 eV ; 这是一个单位 (电子) 电荷通过 1 伏特的电位差被加速而获得的能量。电子的电荷是 1.602×10^{-19} 库仑; 所以 1eV 等于 $1.602 \times 10^{-19} \text{J}$, 而 1 兆电子伏特 (或 1MeV) 等于 $1.602 \times 10^{-13} \text{J}$ 或 0.1602pJ 。于是, 方程 (1.4) 可写成

$$E(\text{MeV}) = m(\text{u}) \times 931.3. \quad (1.5)$$

1.26 如果由方程 (1.1) 给出的核的质量亏损用原子质量单位表示, 则将它乘以 149.2 或 931.3 便可分别得到以 pJ 或 MeV 表示的相应结合能。一个更加有用的量是每个核子的平均结合能, 它是总结合能 (B.E.) 除以该核中的核子数, 也就是除以质量数 A 。过去一般的习惯是以每个核子的 MeV 数来表示 $\text{B.E.}/A$; 因而从方程 (1.1) 和 (1.5) 可得

$$\frac{\text{B.E.}}{A} = \frac{931}{A} [1.007825Z + 1.008665(A-Z) - M],$$

此处用到 §1.22 中给出的氢原子和中子的 (静止) 质量。只要再乘以 0.1602 就可以得到以每个核子的 pJ 数表示的相应值。

例题 1.1 确定每个核子的结合能: (a) 锡-120 (M 为 119.9022u), (b) 铀-235。

(a) 锡的原子序数是 50; 所以, 对于质量数为 120 的核素,

$$\begin{aligned} \frac{\text{B.E.}}{A} &= \frac{931}{120} [(1.007825 \times 50) + (1.008665 \times 70) - 119.9022] \\ &= 8.50 \text{MeV} (1.36 \text{pJ}) \quad (\text{对每个核子}). \end{aligned}$$

(b) 铀的原子序数是 92, 铀-235 的同位素质量由表 1.1 给出为 235.0439 ; 于是,

$$\begin{aligned} \frac{\text{B.E.}}{A} &= \frac{931}{235} [(1.007825 \times 92) + (1.008665 \times 143) - 235.0439] \\ &= 7.59 \text{MeV} (1.21 \text{pJ}) \quad (\text{对每个核子}). \end{aligned}$$

1.27 用以上方法得到的以每个核子的 MeV 数表示的各种核素的结合能值, 作为质量数的函数绘制于图 1.1 中。由图看到, 大多数的点都落在一条曲线上或接近于这条曲线。该曲线表明, 对于质量数小的核, 每个核子的结合能相对较低, 但是它随着质量数的增加而增加, 在质量数约为 50 到 75 的范围内, 达到一个大约 8MeV 的最大值; 然后平稳地下降。可以证明 (见 §1.50), 每个核子的结合能比较低 (即稳定性比较差) 的核在转化为结合能比较高 (即比较稳定) 的核的过程中, 必然伴随有能量的释放。因而从图 1.1 中可以明显看出, 通过最轻核的聚合 (或聚变) 或者高质量数核的分裂 (或裂变) 应该可以获得能量。

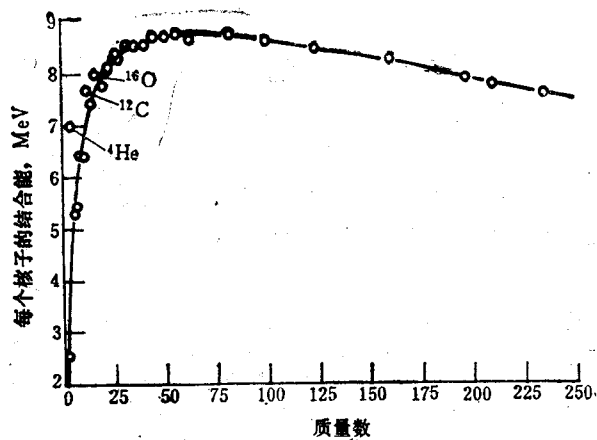


图1.1 每个核子的结合能随质量数的变化

核的稳定性

1.28 对于大约270种已知的稳定核素，若以它们每个核内的中子数为纵坐标，以相应

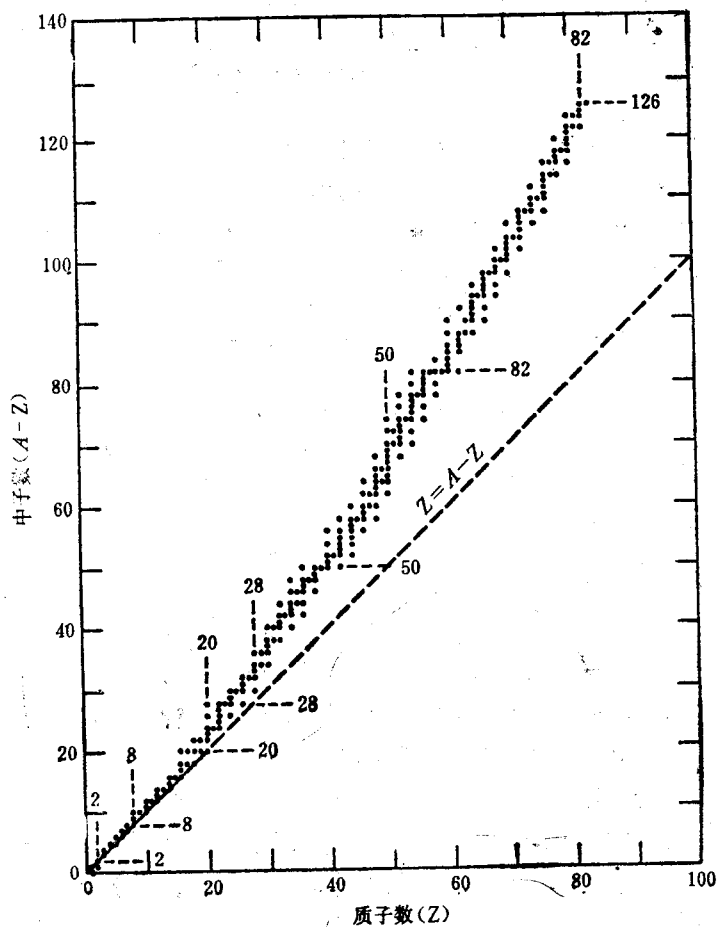


图1.2 稳定核中的中子和质子数 (短虚线表示幻中子数和幻质子数)

的质子数为横坐标画图，则得到一系列如图1.2中所示的点。图中对角线上的点表示中子数和质子数相等。可以看到，在许多低质量数的稳定核中，中子数和质子数是相等的或接近相等的。换句话说，中子-质子比恰好等于1或稍稍大于1。然而，随着质量数（或原子序数）的增加，只有当一个核所包含的中子数多于质子数的时候，它才是稳定的。这样，对于原子序数大于80的那些最重的稳定核，中子-质子比增加到1.5左右。

1.29 在试图解释前述的结果之前，应该指出，某些核表现出异常的稳定性。这些所谓的幻核，或者所包含的质子数是幻数：2, 8, 20, 50, 82，或者所包含的中子数是幻数：2, 8, 20, 50, 82, 126，在图1.2中用虚线标出。质子数和中子数均为幻数的核叫做“双幻”核，如 ${}^1_0\text{O}$ ， ${}^{20}_{10}\text{Ca}$ 和 ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ 。作为稳定性与幻数有关的一例，可指出，核内具有50个质子的锡有10种稳定的同位素形式。

1.30 幻核的特殊稳定性被认为是由于其中存在填满（或闭合）的中子壳层或质子壳层（或两者兼有）的缘故。正如具有闭合电子壳层的惰性元素氦、氖、氙等具有极好的化学稳定性一样，具有幻数核子的核素表现出异常的核稳定性。除了表示闭合主壳层的幻数以外，还有半幻数，如6, 14和28，它们表示一个或几个闭合壳层加一个填满的亚壳层。丰量元素碳和硅的同位素就属于此类。

1.31 暂不讨论有关幻数的细节，图1.2中的一般性特征可以用核子之间存在着两类力的这种假定来加以解释。首先，核子之间存在着数值大体相等的吸引力，也就是质子与质子，中子与中子，以及质子与中子之间都以程度几乎相同的力互相吸引着。这些力是核内特有的极短程作用力，其作用范围仅为 10^{-15}m 的量级。短程作用使核内的总吸引力大致正比于它所包含的核子数。这就是为什么在一个相当大的质量数范围内，每个核子的结合能近似为常数（图1.1）的主要原因。除了短程（吸引）力以外，在带正电荷的质子之间还有通常的静电（或库仑）排斥力，其作用距离相对来说比较大。核内质子之间总的静电排斥力正比于质子数的平方，即 Z^2 。核子之间还有其他的排斥力，不过对于当前的用途说来它们是不重要的。

放 射 性

1.32 如果原子序数（质量数）不高，则质子之间的排斥力较小。因为质子-质子、中子-中子和质子-中子的吸引力大致相等，所以可预期中子-质子比近于1的核比较稳定。但是随着原子序数的增加，随 Z^2 变化的质子之间的静电排斥变得越来越重要。为了维持稳定性，核内必须包含较高比例的中子。只有这样，中子-中子和中子-质子的吸引力才能够抵偿质子之间迅速增加的排斥力。然而，在仍然能保持稳定的前提下，一个核内所能包含的多于质子数的中子数目是有限的。因而，原子序数大于和等于84的元素没有稳定的同位素。在自然界中存在84（钋）到92（铀）的元素，但它们是不稳定的，而且呈现出放射性现象。

1.33 放射性核素以一定的速率进行自发的变化，这个速率随核素的性质而不同。不稳定的核放出一个特征粒子（或辐射）从而转化成一个新的核，这个核也可以是（或不是）放射性的。因质量数偏高而引起不稳定的核素，或者放出带正电荷的 α 粒子，即由两个质子和两个中子组成的氦核，或者放出带负电荷的 β 粒子，即普通电子。核本身不包含电子，而在放射性 β 衰变中产生的这种电子，是由于一个中子自发转化成一个质子和一个电子的缘故；于是，

中子 \rightarrow 质子 + 电子 (β 粒子) + 中微子。

其中附加的中性粒子叫做**中微子**^{*}，其质量几乎为零，但它带走一些放射性转化过程中释放的能量。

1.34 从前面的讨论中可以推断， α 衰变的生成核（或子核）比它的母核少两个质子和两个中子，所以其质量数少4。而在 β 衰变中，子核比它的母核少一个中子，多一个质子，故其质量数不变。

1.35 放射性也可以是由于质量数高以外的原因所引起的。从图1.2中看到，所有表示稳定核的点都落在一个狭窄的中子-质子比的范围内。任何一种核素，只要它的组成不在这个范围之内，就都是放射性的。如果这种核素位于稳定性范围的上方，也就是说，对给定的原子序数，它具有的中子数比稳定性所要求的多，这种核素就具有类似上面所描述的 β 放射性。核内的一个中子被一个质子所代替，于是中子-质子比就降低；子核将比它的母体更加稳定，虽然不一定完全稳定。

1.36 如果一种核素所包含的中子数偏少，不足以生成一种具有给定质子数的稳定核，它可以放出一个 α 粒子，增大中子-质子比而变得更加稳定。然而，对于低质量数和中等质量数的不稳定核素来说，这是很少发生的；除了少数例外， α 衰变仅在最重的核素中才能观察到。另一种方式是核俘获一个轨道电子，然后这个电子同个质子结合形成一个中子（加一个中微子）；其结果是增大了中子-质子比。然而更常见的还是正 β 衰变，即转化的结果放出一个正电子（或正子），

质子 \rightarrow 中子 + 正电子 + 中微子。

现在已知有许多放射性核素发生正 β 衰变，但在核反应堆的运转中，它们是不被考虑的。故在本书中将不进一步讨论这类放射性核素。

1.37 在许多场合（虽然不是所有场合）中，放射性衰变除了放出一个 α 粒子或 β 粒子外，还放出 γ 射线。 γ 射线是高能穿透性电磁辐射，基本上同X射线一样。事实上， γ 射线同X射线之间的唯一差别只在于，前者是从原子核内产生的，而后者是在核外过程中产生的。当放射性变化中所形成的子核处在一种所谓的**激发态**，即其内能高于该核的正常态（或基态）时，就会产生 γ 射线。过剩的能量几乎立刻以 γ 辐射的形式被释放。 γ 射线也伴随其他生成激发态核的核过程出现。

中子反应

1.38 虽然中子一般是被束缚在核内的，但也可以获得自由态的中子（见§2.70及其后有关小节）。这种自由中子能以不同的方式与核相互作用。我们感兴趣的中子-核反应主要有三种类型，即**散射**、**俘获**和**裂变**。在**散射反应**中，最终结果是中子与核之间的能量交换。这种反应所以用“散射”这个术语来描述，是因为中子在相互作用后的运动方向一般都与在相互作用之前的不同。散射可以是弹性的，也可以是非弹性的。在**弹性散射**中，中子与核之间能量的交换完全属于动力学性质。因为中子的动能一般比原子核的大，所以在弹性碰撞中，中子的动能减少，而被撞击核的动能相应增加。而在**非弹性散射**中，中子的一部分动能转化成核的内能（势能）。任何能量的中子都可能发生弹性散射，而非弹性散射只有当中子的

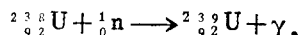
^{*}严格地讲，这个粒子是一个**反中微子**，但这个差别在这里没有什么影响。

能量大到足以使核处于某种激发态的时候才会发生。

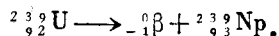
1.39 自由中子在刚被释放时，通常具有MeV量级的高动能，所以称为**快中子**。然而，当它们穿过介质时，由于同介质中的各种核发生散射碰撞，它们会丧失大量的动能而成为能量在1eV以下的**慢中子**。最后，它们的平均动能有可能降低到同介质原子（或分子）的动能差不多的程度。由于这个时候的动能值取决于温度，所以叫做**热能**。能量降低到这种程度的中子叫做**热中子**。在常温下，热中子的平均能量小于0.04eV。

1.40 除了大部分的弹性散射情况以外，在中子-核相互作用的第一阶段，中子通常被核吸收而形成处于激发（高能）态的**复合核**。在非弹性散射中，复合核几乎立刻放出一个能量较低的中子而留下一个处于激发态的初始核。由于吸收一个中子而形成的复合核也可能不放出中子而以别的方式发生变化。例如激发的复合核可以以γ辐射的形式放出**剩余能量**；这种过程称为**辐射俘获**或简称为**俘获**。增加了一个中子的余核是初始核的一种同位素，但质量数增加1。以记号 (n, γ) 表示的辐射俘获过程是十分常见的，并且慢中子几乎总是比快中子更易引起这种反应。

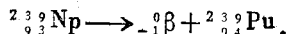
1.41 有几种辐射俘获反应对于核反应堆的运行具有重要的意义，这里叙述具有直接意义的两种。第一种是中子被天然铀中丰度最高的同位素铀-238（见表1.1）所俘获；其 (n, γ) 过程可以表示为



产物核铀-239是放射性的，它在衰变过程中放出一个负β粒子，以 ${}_{-1}^0\beta$ （电荷为-1，质量数为0）表示；于是，

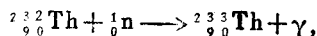


产物 ${}^{239}_{93}\text{Np}$ 是镎元素的一种同位素，原子序数为93，在地球上通常测不出它的存在。镎-239也具有β放射性，并且按照下述过程迅速衰变：

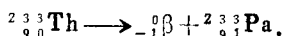


这里形成了一种原子序数为94的钚元素的同位素 ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ ，它在自然界中仅以极微量存在。

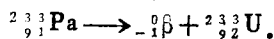
1.42 由天然钍-232的 (n, γ) 反应所引起的一系列过程，和刚叙述的过程很相似；这时，



其产物是同位素钍-233。该核素连续进行两级β衰变：第一级是



其中 ${}^{233}_{91}\text{Pa}$ 是镤-233的符号；第二级是



产物铀-233是一种自然界中含量极微以致无从测出的铀同位素。

1.43 §1.38中提到的第三种重要的中子与核相互作用的类型是**裂变**，或者更准确地说是**核裂变**。裂变过程对于核反应堆的运行是关键性的；因此，下面将比其他两种中子-核相互作用更加详细地讨论这一过程。

• 中子的能量已经习惯于用单位eV和MeV表示；这里保留这些原有单位；记住 $1\text{eV} = 0.160 \times 10^{-18}\text{J} = 0.160 \times 10^{-6}\text{pJ}$ ，而 $1\text{MeV} = 0.160 \times 10^{-12}\text{J} = 0.160\text{pJ}$ 。

核 裂 变

裂 变 过 程

1.44 某些原子序数（和质量数）高的核吸收了一个中子后发生裂变； Z^2 值大，核内的排斥力大，是起作用的一种重要因素。当裂变发生时，吸收了一个中子后形成的激发复合核碎裂为两个较轻的核，后者称为**裂变碎片**。如果这个中子是低动能中子，即慢中子，则两个碎片核的质量一般是不相等的。换言之，慢中子很少引起对称性裂变；在大多数的慢中子裂变中，两个碎片的质量比大约为2比3。

1.45 只有三种核素（即铀-233、铀-235和钚-239）具有足够的稳定性，允许长时间贮藏，并可以由任何能量的中子引起裂变，中子能量范围可以从热能值（或更低）到几百万电子伏特。这三种核素中，只有铀-235存在于自然界中；其他两种则用人工方法分别从钍-232和铀-238中生产出来，其方式如§1.41和§1.42中所述，即，该两种核素通过钍-232和铀-238核俘获中子后经过两级放射性衰变而生成。已经知道还有其他几种核素也可以由任何能量的中子引起裂变，不过它们都是高度放射性的核素，衰变得非常快，因此对于核能的释放没有什么实际价值。

1.46 除了那些可以由任何能量的中子引起裂变的核素以外，还有一些核素要求快中子来引发裂变；其中最主要的是钍-232和铀-238。对于能量大约在1MeV以下的中子，除散射以外的唯一反应是辐射俘获，但在这个阈值以上，也能够发生裂变。由于足够快的中子可以引起钍-232和铀-238裂变，所以它们被称为**可裂变核素**。为进行区别，将任何能量的中子都能引起裂变的铀-233、铀-235和钚-239称为**易裂变核素**。此外，由于钍-232和铀-238可以分别转化为易裂变核素铀-233和钚-239，所以它们也称做**可转换核素**。

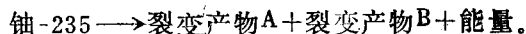
1.47 从利用核能的观点看，裂变的重要意义在于以下两个事实：第一，这种过程中每单位质量的核燃料释放出极大量的能量；第二，这种由中子引发的裂变反应又同时释放出中子。正是这两个条件相结合，才有可能设计出一种既能形成自持链式反应又能连续释放能量的核反应堆。一旦借助于某个外中子源使少数几个核发生裂变反应，就可以由该反应中产生的中子维持其他核的裂变反应。应当指出，只有易裂变核素才能形成自持链式反应。钍-232和铀-238不可能保持链式裂变，因为即使对于能量超过1MeV阈值的中子，其裂变几率也是很小的，况且非弹性散射又将许多中子的能量迅速降低到这个阈值以下。

1.48 裂变反应中释放中子的现象可以解释如下。在一个铀-235核俘获了一个中子后形成的复合核 ^{236}U 内，中子-质子比将近为1.57；因此，当这个核裂变成质量数大致在95到140范围内的两部分时，这两个瞬时产物内的中子-质子比也必然具有相同的值。然而，从图1.2中可见，这个比值大于中等质量核的稳定性所要求的值（参看§2.201）。因此，只要这些裂变中产生的核具有足够的激发能，它们就会放出中子以求更加稳定。

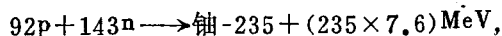
1.49 然而，以这种方式放出的实际中子数很少，不足以使生成的裂变碎片具有稳定性。大部分裂变碎片的中子-质子比仍然太高，因此，根据§1.32中的论述，它们是放射性的，并且发生负 β 衰变。平均来说，裂变碎片在形成稳定核之前大约要经过四级放射性衰变。由裂变碎片以及它们的各种衰变产物组成的复杂的高放射性混合物统称为**裂变产物**。

裂 变 能

1.50 核发生裂变时释放的能量可以由已知的同位素质量求出净的质量损失，然后用爱因斯坦质-能关系式来进行计算。下面介绍另一种简单但实用的方法，虽然精确度差一点。若不考虑参加反应的中子（因为它们对现在的计算影响不大），则裂变反应可以（近似地）表示为



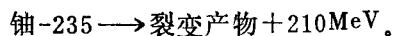
如例题1.1中所见，铀-235中每个核子的平均结合能约为7.6MeV，所以有



其中p和n分别表示质子和中子。两个裂变产物核的质量数几乎总在95到140范围内，例题1.1中计算过锡-120核中的每个核子的结合能约为8.5MeV；所以，



将两个结合能表达式相减，结果是



1.51 由此看出，单个铀-235（或类似的）核的裂变伴随释放200 MeV（32pJ）以上的能量。可以将这个数值同燃烧一个碳-12原子放出约4eV（ 6.4×10^{-7} pJ）的能量进行比较。比较的结果是，铀裂变产生的能量相当于同样质量的碳燃烧所产生的能量的三百万倍左右。换句话说，1kg易裂变物质能够产生的能量大约相当于2700公吨的煤所能产生的能量（ 3.0×10^4 kJ/kg，13,000Btu/lb）。

1.52 裂变能的主要部分（80%以上）以裂变碎片的动能形式出现，并且立即表现为热能形式。其余20%左右的能量以受激裂变碎片发射瞬发γ射线的形式释出，或以裂变中子的动能形式释出；在核反应堆中，这部分能量几乎全部都转化成热。剩余的裂变能则由放射性裂变产物在其整个衰变期内所放出的β粒子、中微子和γ射线带走。β粒子和γ射线因为同物质发生相互作用并被其吸收，其能量最后也以热能的形式出现。铀-235裂变能的分布列于表1.2中，这个分布可近似应用于三种重要的易裂变核素。

1.53 伴随着β射线放出的中微子的能量1.6pJ（10MeV）是不能用于动力生产的，因为

表1.2 每次裂变能量的近似分布

	PJ	MeV
裂变碎片的动能	26.9	168
瞬发γ射线能量	1.1	7
裂变中子的动能	0.8	5
裂变产物放出的β粒子	1.1	7
裂变产物放出的γ射线	1.0	6
中微子	1.6	10
总裂变能	~32	~200

这些粒子同物质的相互作用极其微弱。事实上，所有的中微子都带着它们的能量从裂变反应堆中逃走。不过反应堆中除裂变以外还发生中子俘获反应 (§ 6.39)，后者释放的能量部分地补偿了中微子带走的能量。鉴于这一事实，以及各易裂变核素的裂变能之间的差异，在作近似计算时，留存在反应堆中的热能总量可以取为每次裂变32pJ (200MeV)。

1.54 如 § 1.19中所述，1摩尔的任一原子粒种包含有阿伏加德罗数 (6.02×10^{23}) 那样多的单个原子 (或核)。而且，发生裂变的每个核释放32pJ即 32×10^{-12} J的热能。于是1摩尔中的核全部裂变可放出能量为 $(6.02 \times 10^{23}) (32 \times 10^{-12}) = 19 \times 10^{12}$ J = 19TJ，这里1TJ (terajoule) = 10^{12} J。1摩尔的任何元素的物质质量以千克表示时等于其常规原子量的 10^{-3} 倍。因此， 235×10^{-3} kg铀完全裂变可产生19TJ，或1kg裂变可产生 $19 / (235 \times 10^{-3}) = 81$ TJ。对于铀-233，其相应值为81.5TJ；对于钚-239则为79.5TJ。鉴于此数量中尚含有稍许的不确定性，故可近似地认为1kg易裂变物质完全裂变将释放80TJ的热能；它相当于 2.2×10^7 千瓦-小时 (kW·h)。在反应堆内，产生80TJ的热能所消耗的易裂变物质不止1kg，因为还有一部分易裂变核损失于非裂变反应中 (§ 2.178)。

1.55 由于1J等于1瓦特-秒 (W·s)，所以1TJ等于11.6兆瓦-日 (MW·d)。因此，由1kg易裂变物质完全裂变产生的80TJ就相当于925MW·d。作为粗略的近似，1.08kg的易裂变物质的裂变将产生1000MW·d的热能。根据每次裂变释放32pJ (或 3.2×10^{-11} J) 的能量算出的另一个数量也是有用的：即产生1J的热能需要 $1 / (3.2 \times 10^{-11}) = 3.1 \times 10^{10}$ 次裂变。

例题1.2 反应堆中核燃料的累计辐照深度 (或“燃耗”) 用每公吨 (t) 即1000kg铀燃料发出多少兆瓦-日 (MW·d) 的热能来表示；用国际制单位 (SI) 表示时，1MW·d/t相当于86.4MJ/kg。设密度为 10.4×10^3 kg/m³ 的二氧化铀 (UO₂) 燃料的燃耗为30,000MW·d/t；问每立方米燃料的裂变数和已裂变铀的百分比是多少？

如 § 1.55中所见，每 3.1×10^{10} 次裂变产生1J的能量 (或 3.1×10^{16} fs/MJ)*；所以，

$$\begin{aligned} 1\text{MW}\cdot\text{d}/\text{t} &= 86.4\text{MJ}/\text{kg} = (86.4) (3.1 \times 10^{16}) \\ &= 2.7 \times 10^{18} \text{fs}/\text{kgU}. \end{aligned}$$

若假定该氧化物中的铀主要是铀-238，则 $238 + 32 = 270$ kg的UO₂中包含238kg的铀。因为UO₂的密度是 10.4×10^3 kg/m³，由此得 $(10.4 \times 10^3) (238) / (270) = 9.2 \times 10^3$ kgU/m³。所以，

$$\begin{aligned} 30,000\text{MW}\cdot\text{d}/\text{t} &= (3 \times 10^4) (2.7 \times 10^{18}) (9.2 \times 10^3) \\ &= 7.4 \times 10^{26} \text{fs}/\text{m}^3. \end{aligned}$$

已裂变铀的百分比可以用几种基本上等价的方法加以确定。例如，每立方米燃料中的铀原子 (或核) 总数可以利用密度和阿伏加德罗常数算出；这时，

$$\frac{(6.02 \times 10^{23} \text{核子数}/\text{mole}) (10.4 \times 10^3 \text{kg}/\text{m}^3)}{270 \times 10^{-3} \text{kg}/\text{mole}} = 2.3 \times 10^{28} \text{核子数}/\text{m}^3.$$

由于裂变数是 7.4×10^{26} ，所以有 $(7.4 \times 10^{26}) / (2.3 \times 10^{28}) = 3.2\%$ 的铀发生了裂

* 在本书的译文中用fs表示裂变数 (fissions)。——译者

•• 原文中将 10^4 误写为 10^5 。——译者

变。另一种方法是利用下列近似，即1kg的铀完全裂变产生约80TJ的热能（§1.54），或1.08kg的铀约产生1000MW·d（§1.55）。

对于二氧化铀燃料，还有一种粗略的经验法，即1%的铀（或其他易裂变元素）裂变对应于 2.3×10^2 fss/m³，或10,000MW·d/tU（0.86TJ/kgU）左右的能耗。

临界质量

1.56 由于每次裂变放出二至三个中子，而维持裂变链只需要一个中子，因此，似乎在一定质量的易裂变物质以内，裂变反应一旦发生，它就很容易自行维持。然而实际情况并非如此，因为不是所有裂变中产生的中子都能用于维持裂变链的。一些中子损失于同各种附加物质甚至易裂变核素本身发生的非裂变反应（主要是辐射俘获）中，而另一些中子则干脆从裂变系统中逃走。中子由于逃出几何边界而损失的分额可以用增大易裂变物质尺寸（或质量）的办法来减少。维持裂变链所需要的易裂变物质的最小数量叫做**临界质量**。

1.57 一座反应堆所需要的易裂变物质的临界质量取决于各种条件，尽管对于任何一个特定的反应堆系统，它总是具有一个确定的值。例如，铀-235的临界质量可在小于1kg到多于200kg的范围内变动，前者是含90%左右易裂变同位素的铀盐溶液系统的临界质量，后者是嵌入石墨基体内的30,000kg天然铀中所含的铀-235质量。单靠含0.7%左右铀-235的天然铀，不管它的质量有多大，永远不可能达到临界，因为在非裂变反应中损失的中子太多。

核裂变反应堆

核反应堆的一般特点

1.58 尽管各种核反应堆系统在设计 and 具体组成方面有很大的区别，但它们还是程度不同地具有许多共同的一般特征。概括地说，反应堆是由一个**活性堆芯**组成的，在其中维持裂变链，大部分裂变能也在其中以热的形式释出（图1.3）。堆芯内含有**核燃料**，核燃料由易裂变核素组成，通常还含有可转换物质。在一般情况下，如果希望大部分的裂变由吸收慢中子而产生，则还必须有一种**慢化剂**存在。慢化剂的作用是将裂变反应中产生的高能中子慢化，这主要通过弹性散射反应实现。最好的慢化剂是那些由质量数低、不易俘获中子的元素所组成的物质；例如普通水、重水（氧化氘）、铍、氧化铍和碳（石墨）。燃料和慢化剂的相对数量和性质决定了引起裂变的大部分中子的能量。

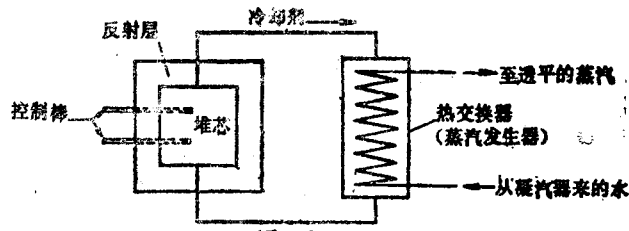


图1.3 核反应堆系统的示意图

1.59 堆芯周围有一层中子反射层，反射层的材料在很大程度上取决于反应堆内中子的能量分布。反射层的作用是将许多已经逃出堆芯的中子散射回来，以减少中子漏失。因此，使用反射层可以降低易裂变核素的临界质量。如果堆芯中装有某种慢化剂来慢化中子，那么反射层可以使用同样的物质（或其他的慢化剂）。在许多商用动力反应堆中用水作慢化剂和反射层（并且也用作冷却剂）。另一方面，如在某些反应堆中那样（§1.63），要求大部分的裂变由高能中子引起，则必须避免含有慢化物质；这时反射层由高质量数的重元素组成。

1.60 反应堆堆芯中由于裂变而产生的热量由适当的冷却剂循环流动带出。曾被用作冷却剂的有液态水，液态钠（或钠-钾合金），某些有机化合物，以及空气、二氧化碳和氦等气体。假如要将反应堆中释放的能量转化为电力，则一般还需要将热从冷却剂传递给某种工质，以产生蒸汽或热气体。这样产生的热汽或热气可以用在常规的透平-发电机系统中。在某些反应堆中，水在堆芯内沸腾，以便直接用裂变热来生产蒸汽。

1.61 蒸汽或其他工质的温度越高，转化为有用动力的效率也越高。为此，要求动力反应堆在实际可行的最高温度下运行。此外，从经济利益考虑，反应堆的比功率，即每单位质量易裂变物质的释热率要高。就核原理而论，一座反应堆可能达到的温度或功率水平是没有限制的。所以，实际运行工况不是由核因素，而是由工程和材料的限制所确定的。将热从堆芯中带走的速率，必须既要使冷却剂达到最高的温度，又不致产生过高的热应力和内部温度，以防止反应堆受到损坏。

1.62 释热率正比于核裂变率；在一个给定的反应堆堆芯中，这种裂变率由中子密度即单位体积内的中子数所决定。于是，只要改变堆芯内的中子密度，便可以实现对反应堆的控制，包括起动、在任何规定功率水平下的运行以及停堆。这些过程一般通过一些棒的运动来实现。这些棒内的材料很容易吸收中子，称之为中子毒物。插入硼或镉等核毒物，使得堆芯的反应性（或中子倍增能力）降低，从而使中子密度减小，反应堆的功率水平降低。另一方面，随着核毒物移出堆芯，中子倍增能力就提高，从而中子密度和功率水平也就上升。还有一些实验反应堆（尤其快中子堆）是通过移动部分堆芯或反射层来实现控制的；它让一些中子逃逸以降低中子密度。

反应堆的类型

1.63 核反应堆可以用不同的方法进行分类，但最基本的方法是根据引起反应堆中大部分裂变的中子的动能（或速度）来分类。裂变中释放的中子几乎全部是高能的，所以，如果反应堆堆芯和反射层中低质量元素的数量受到限制，则大部分裂变将由快中子产生。属于这种情况的核反应堆称做快中子反应堆。这种反应堆的燃料内必须包含有足够比例——约15%或更多——的易裂变核素。由于下面所说的原因，这种燃料还含有可转换物质。

1.64 在快中子反应堆中，堆芯（燃料）和称为转换区的反射层中都含有可转换物质，它们通过中子俘获（§1.41及有关诸节）转化为易裂变核素。快中子的无用（或寄生）俘获较小，所以，如果逃逸引起的中子损失能够保持在最小值，则每次裂变将可能有一个以上的中子用来将堆芯和转换区中的可转换核转化为易裂变核。在这种情况下，由中子俘获产生的易裂变物质有可能多于所消耗的易裂变物质。这种类型的反应堆称做增殖堆，因为它能够“增殖”易裂变物质。将来可能日益起重要作用的动力-增殖反应堆，在生产动力的同时，

可以生产多于它所消耗的易裂变物质。

1.65 在一种真正的增殖堆中，例如在以铀-239为易裂变核素、铀-238为可转换核素的快中子反应堆中，所生产的和所消耗的易裂变核素是同一种类的。另一种类似的快中子反应堆分别用铀-233和钍-232作易裂变核素和可转换核素。在一些不依赖于快中子裂变的反应堆中也可以实现铀-233的增殖 (§1.68)。

1.66 消耗铀-235，利用铀-238生产更多数量铀-239的快中子反应堆也是一种增殖堆，但其意义不如真正的增殖堆大。铀-235是唯一存在于自然界中的易裂变物质，它的储量小。所以，总有一天所有可用的铀-235会消耗殆尽。到那时，剩下的铀-238和钍-232的进一步利用，将取决于应用铀-239或铀-233来维持裂变链。由于这个原因，人们对于那种生产和消耗同一种易裂变核素的真正增殖堆特别有兴趣。

1.67 假如反应堆堆芯中包含相当比例的慢化剂，则高能裂变中子将很快通过散射被慢化到热能区内。在这种热中子反应堆中，大部分裂变将由热（或慢）中子引起。在设计上，热中子反应堆比快中子反应堆具有更大的灵活性。慢化剂和冷却剂以及燃料物质都可以有较多的选择余地。根据燃料和慢化剂的性质，热中子反应堆可以做得非常小，也可以相当大。

1.68 在大多数商用热中子反应堆中，或者用天然铀（含0.7%铀-235）作燃料，重水或石墨为慢化剂，或者用含2—4%（平均2.5%左右）易裂变同位素的铀作燃料，普通水为慢化剂。这样，燃料中就含有相当比例的可转换物质铀-238（少数情况中是钍-232）。在反应堆运行过程中，一部分可转换核素转化为易裂变核素铀-239（或铀-233）。但是，由于热中子反应堆中的慢中子在同燃料和结构材料发生的非裂变反应中被俘获的几率较大，加上一部分中子因逃逸而损失，所以平均说来，每次裂变只有不到一个中子能用于将可转换核转化为易裂变核。这样，热中子反应堆中生产的铀-239的数量通常少于为维持裂变链而消耗的铀-235的数量。所以要设计一种以铀-235（或铀-239）为燃料的热中子增殖堆是困难的*。然而，当以铀-233作易裂变物质时，情况有所不同，以铀-233为易裂变核素，钍-232为可转换核素的热中子增殖堆是可能的。

核燃料循环

1.69 核燃料循环牵涉到反应堆燃料从铀矿石开采开始的整个生命周期中的各个阶段。铀从矿石中提炼出来，并且经过一系列步骤转化成实际的燃料材料，通常是纯净的二氧化铀。大多数商用反应堆的燃料要求对易裂变的铀-235进行适当浓集。这样，冗长的同位素分离过程便成为燃料制备工作中的一个组成部分。

1.70 限制燃料在反应堆中使用寿命的因素，可以是固体燃料元件尺寸的变化，也可以是吸收中子的裂变产物的积累（尤其在热中子反应堆中），或者是易裂变物质的贫化。一般来说，易裂变核素和可转换核素的总量只消耗掉百分之几就要更换燃料。如果要将其中未使用过的物质回收并作再循环之用，则烧过的燃料要经受复杂的化学后处理过程。这时，其中的裂变产物的强烈放射性 (§1.49) 便成为一个特殊的问题。一般至少需要经过120天的“冷却周期”，才能使放射性衰减到可以进行后处理操作的程度。

* 这种热中子增殖堆在理论上是可能的，办法是增大反应堆以减少逃走的中子损失，同时利用铀-238的快中子裂变（快中子总是存在的）。

1.71 分离铀、钚和裂变产物的化学、冶金过程可能是十分复杂的，它取决于反应堆燃料的形式。如果要回收物质用于热中子反应堆中，则要求的去污程度极高，即除去裂变产物以减少所含的中子毒物。然而，如果打算用于快中子反应堆中，则问题并不怎么严重，因为一般来说快中子的非裂变俘获几率较小。无论何种情况，总是需要将放射性裂变产物清除到能将回收物质制成所需形式而不构成危害人体健康的程度。

1.72 最后，不妨提一下从燃料后处理厂排出的高活度放射性的裂变产物废物的处置问题。过去，大部分的废物溶液保存在后处理厂的大型地下贮存器中。不过，今后若从商用燃料的后处理中产生高放废物的话，则必须将它们脱水，而将残留的固体贮存于专门的地点。假如后处理推迟进行的话，则乏燃料也必须贮存于这些地点。

反应堆发展的历史

钚的生产

1.73 在1939年2月报道了裂变现象的发现之后不久，人们就广泛地认识到，这种核反应展现了实际释放核能的可能性。事实上，早在1939年5月，瑞士专利局就收到了一份为实现这个目标而设计的一种系统的专利申请，该系统以重水为慢化剂。然而，直到1942年12月2日才在美国的芝加哥大学实现了世界上第一个自持核裂变链。40,000kg的天然铀燃料做成

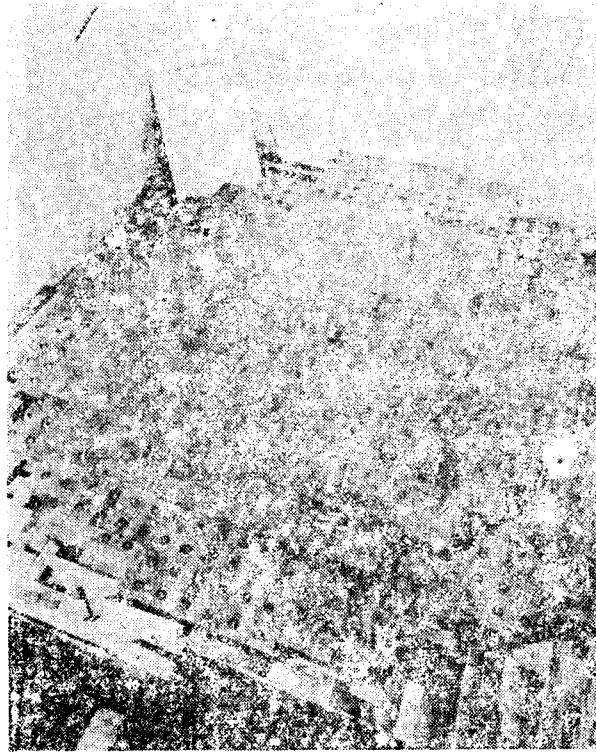


图1.4 建造中的第一座“堆”，图中显示的是含有燃料块的第18层和全是石墨的第19层

金属和氧化物的块状形式，分散在作为慢化剂和反射层的385,000kg的石墨基体中。当时额定的运行热功率，即裂变释热率仅为2kW，所以周围的空气就能为它提供足够的冷却。该堆的结构是由石墨条块逐层堆积而成的，铀装在石墨条块的孔洞中（图1.4）。这种结构因此而得名为“堆”，这个名字一直保留了若干年，直到更好的术语“核反应堆”得到通用为止。

1.74 研究这个铀-石墨系统的最初目的是为了确定链式反应究竟能否实现，目标是应用这种反应来产生原子爆炸。但在工作进行过程中发现，中子链似乎也能用来生产原子武器用的易裂变物质钚-239，其方法如§1.41等叙述的那样。为此需要建造高功率运行的大反应堆，并在1942年初就开始计划在华盛顿州里奇兰（Richland）附近的汉福特（Hanford）建造这样的反应堆，以生产显著数量的钚-239。与此同时，为了获得足够数量的这种同位素以研究它的性质，并为了取得运行反应堆的经验，决定在田纳西州的橡树岭（Oak Ridge）建造一座实验反应堆，初始设计功率为1000kW。这座于1943年11月开始运行的反应堆，同芝加哥的堆一样，用石墨作慢化剂和反射层；但其燃料做成用铝包壳的金属铀圆柱体（或棒），并用空气强迫冷却以带出裂变热。

1.75 汉福特生产堆最初设计用加压氦气作冷却剂。然而，大量供应这种稀有气体并防止它的洩漏存在很多问题，结果还是放弃了氦而改用水作冷却剂。建造一座石墨慢化的水冷大堆，困难是相当大的，但还是被克服了，第一座汉福特反应堆于1944年9月达到临界。接着又在汉福特相继建造了其他几座同类型的产钚反应堆。在南卡罗来纳州阿肯（Aiken）附近的萨凡那河厂（Savannah River Plant）建造的比较新型的生产堆用重水作慢化剂，因为它能提高铀-238转化为钚-239的效率。

实验用反应堆

1.76 直到五十年代中期前后，几乎所有已建造的反应堆（那些用于生产钚的反应堆除外），全都是用于物理研究的或者是为动力堆的设计提供数据的实验装置。在这些研究用的反应堆中，有两种最早的新型反应堆建成于1944年5月。一种是所谓的水锅炉反应堆，在新墨西哥州的洛斯阿拉莫斯（Los Alamos），它的燃料是溶解于水中的浓集铀硫酸盐，其溶剂就是慢化剂。该反应堆既是第一座均匀反应堆，即燃料和慢化剂均匀混合的反应堆，也是第一座采用浓集铀（对易裂变同位素铀-235浓集）为燃料的反应堆。另一座差不多同时起动的反应堆是CP-3（芝加哥3号堆），位于芝加哥附近的阿贡国立实验室（Argonne National Laboratory）。它是第一座用重水慢化的反应堆。慢化剂通过外部热交换器循环，并在那里被普通水冷却。水锅炉和CP-3已为美国和其他各地建造的研究反应堆起到了模式堆的作用。

1.77 由于生产重水方便以及能够获得大量的天然铀，加拿大早期就对采用这两种物质的反应堆发生了兴趣。1945年4月建成了零功率实验反应堆（ZEEP），并接着在安大略的乔克河（Chalk River）畔建造了NRX反应堆。在1947年8月该堆建成以后的相当一段时间内，在所有已知的反应堆中，其热中子通量（中子密度与速度的乘积）最高。NRX反应堆虽然用重水慢化，但其冷却剂是普通水，在圆柱形天然铀金属燃料棒周围的环形通道中循环，就这一点而言它是新颖的。

1.78 爱达荷州阿尔科（Arco）国家反应堆试验站（National Reactor Testing Stat-

ion) 的材料试验堆 (MTR) 采用了另一种设计方案, 这种方案也被用在以后几个实验反应堆之中。该堆于1952年3月开始运行, 设计该堆的目的是为实验、尤其是为研究反应堆材料的核辐照效应提供高中子通量(比NRX反应堆的中子通量更高)。MTR在设计上有两个特点: 第一, 普通水作为慢化剂和冷却剂, 并起部分反射层的作用, 水通过一个包容反应堆堆芯的圆柱形容器循环; 第二, 燃料元件是稍呈弯曲的“三明治”式平板, 由铝和浓集铀的合金组成, 两侧是铝包壳。若干块板平行地钎接在几个铝制侧架上, 组成一个长的盒形组件, 横宽各为76mm左右。板状燃料元件提供了较大的排热面积, 使其能在较高的功率(40MW)下运行。

1.79 在MTR开始运行之前, 用模拟装置做了预备性试验, 证明上述燃料元件很方便并有较高效率。MTR型元件的使用为1950年底建造的橡树岭国立实验室的屏蔽试验反应堆(BSR)提供了方便。该堆堆芯由16到25个盒形组件组成, 排列成一个长方体, 其中为控制棒留出了空间。整个堆芯悬挂在水下6.1m左右的地方, 水作为慢化剂、冷却剂和反射层, 同时也作为辐射屏蔽层。BSR由于放在一个大水箱里, 所以它的外号叫做“游泳池”反应堆。池式设计非常简单而且方便, 一些大学和其他实验室用的许多反应堆都采用了这种设计。

实验快中子反应堆

1.80 第一个快中子反应堆于1946年11月在洛斯阿拉莫斯科学实验室开始运行; 其燃料是钚-239, 这是第一次将这种物质用于反应堆中。冷却剂是汞, 运行热功率为25kW。当然不存在慢化剂, 因为其目的就是为了证明由吸收快中子而引起大部分裂变的受控裂变链是能够实现的。第二个快中子反应堆是爱达荷州阿尔科的实验性增殖反应堆(EBR-I), 建成于1951年。这个堆由阿贡国立实验室设计, 目的是提供在发电的同时由快中子实现增殖的可能性方面的有关知识, 并使用一种液态金属(钠-钾合金)作为高温(350°C)冷却剂。热功率为2MW。EBR-I中的易裂变物质是铀-235, 而可转换物质是铀-238, 所以严格地说, 它不是一个真正的增殖堆。尽管如此, 它还是可以用来证实增殖的技术可能性。1962年, 由于使用了钚作燃料, 这个堆成了真正的增殖堆。EBR-I具有特殊的历史意义, 不仅在于它是第一个证实了增殖的反应堆, 而且在于它在1951年12月第一次从核能中发出了电力。

1.81 热功率为62.5MW、电功率为20MW的EBR-II于1961年10月在阿尔科首次达到临界。如同以后几乎所有的快中子反应堆那样, 该堆中的冷却剂用液态钠。建于密执安州门罗(Monroe)附近的恩里科费米快中子增殖反应堆也是一个实验性装置, 虽然当初曾打算将它作为一座商业发电的示范快堆。它于1963年8月开始运行, 三年以后达到设计功率(热功率200MW)。费米堆的燃料是含28%铀-235的铀。由于运行中遇到了问题, 该堆于1966年关闭。

1.82 在上述的第一代快中子反应堆中, 含易裂变物质与可转换物质的燃料以及增殖性转换区中的铀都是金属形式的。在打算为商用动力-增殖反应堆的设计提供依据的第二代快中子反应堆中, 则用二氧化铀(UO₂)和二氧化钚(PuO₂)作燃料和转换区材料。二氧化物的优点是, 它们在中子的作用下比金属更加稳定, 从而在反应堆中的寿命更长, 并且能够在

• 该站现在叫做爱达荷国家工程实验室。

更高的温度下工作。更下一代的快中子反应堆可能在堆芯和转换区中都使用碳化物（UC和PuC）以提高增殖效率，因为一个碳原子比两个氧原子所引起的中子慢化还小。

生产动力用的反应堆

1.83 在美国，大多数发电用反应堆在历史上都渊源于潜艇反应堆。人们早就认识到，将一个紧凑的核动力装置用于推动潜艇具有很大的好处，它可以使潜艇作高速的长距离航行而不必频繁地露出水面。为此，1948年阿贡国立实验室承担了设计一种适合于这种用途的反应堆的任务。用高浓集的铀作燃料，加压的水作慢化剂（和冷却剂），可以使反应堆设计得体积小而功率高。加压水通过外部的热交换器循环，热交换器中产生的蒸汽用来推动透平。一座叫做STR-1型的潜艇模式堆于1953年3月在爱达荷州的阿尔科开始运行，并在1953年5月31日以后生产了相当数量的电力。第一艘核动力潜艇，美国的鳐鱼号（Nautilus），于1955年1月开始海洋试航。它已被证明非常有效，以致许多其他的潜艇都已采用同类设计的推进装置来装备。

1.84 由于取得了潜艇反应堆成功运行的经验，位于宾夕法尼亚州希平港（Shippingport）的美国第一个中心核电厂的设计就采用了压水堆（PWR）。反应堆容器中的水压为13.8MPa，即2000psi，热交换器中产生的蒸汽温度为254°C（490°F）左右。压力接近4.14MPa（600psi）。为了降低发电成本，只有少数燃料元件用高浓集铀（与锆组成合金），其余的用天然铀（二氧化物）。燃料特性的改变迫使堆芯变大，不过对于陆上设施来说，反应堆尺寸的加大不算是个缺点。希平港压水堆于1957年12月2日开始运行，并在三周后达到设计电功率60MW（热功率230MW）。后来应用新设计的堆芯后，电功率增加到150MW（热功率505MW）。在美国和其他国家，现在已普遍使用燃料为低浓（2—4%）二氧化铀的压水堆来发电。最新的装置具有1000MW左右的电功率（热功率3000MW）。

1.85 在一种修正的压水堆概念中，蒸汽不是在外热交换器中产生，而由裂变热直接使堆芯中的水沸腾而产生。几个实验沸水反应堆（BORAX）于1953年在爱达荷启动，在这之后，又在阿贡国立实验室建造了实验性沸水反应堆（EBWR）。该堆于1956年12月1日首次达到临界，并于同年12月23日发了电；六天以后达到了它的设计满功率5MW（电）。在反应堆容器中产生的蒸汽的压力为4.24MPa，蒸汽经过汽水分离后供给透平发电机。高功率的沸水反应堆已经成功地运行，目前已广泛用于发电。

1.86 前面已经提到过，反应堆中可用的燃料物质、慢化剂和冷却剂都有好几种。从原则上讲，它们之间可以有各种组合，从而导致多种多样的设计方案。在这些组合中，有一些是根本不协调的，但在许多实际可行的方案中，对于动力堆来说，没有明显的“最佳”方案。到目前为止，已经提出的每种方案都各有优缺点。因而，在动力堆发展的初期，各个国家所遵循的路线，或者决定于本国已有的经验或其他国家的成功经验，或者决定于可能得到的物质资源。

1.87 在美国，绝大多数运行或建造中的核电厂不是采用压水堆就是采用沸水堆。这主要是潜艇反应堆的成功运行和能够生产浓集铀的结果。其他国家也已经建造了同样类型的动力反应堆，这些国家中大多数都从美国或苏联购买浓集燃料。

1.88 英国由于在温茨凯尔（Windscale）的空气冷却、石墨慢化的产钚反应堆上取得了经验（据认为这些反应堆的危险性比汉福特的水冷反应堆要小），从而产生了1956年卡德豪尔

(Calder Hall) 两用(发电和产钚)堆的设计。这些反应堆用天然铀金属作燃料, 石墨作慢化剂, 加压的二氧化碳气体作冷却剂。一些更先进的(欣克利角B型)核装置都遵循与卡德霍尔堆相同的基本设计原则, 它们主要用于发电, 采用低浓的二氧化铀作燃料。在美国, 一座以氦气作冷却剂、石墨作慢化剂的高温气冷反应堆于1967年在宾夕法尼亚州的桃花谷(Peach Bottom)开始商业运行。一座类似的功率更高的〔330MW(电)]反应堆于1976年在科罗拉多(Colorado)的圣符仑堡(Fort St. Vrain)建成。额定功率高达1160 MW(电)的氦气冷却反应堆已完成设计, 但尚未建造。

1.89 在加拿大, 用重水作慢化剂, 天然铀作燃料的动力反应堆受到了注意, 这主要是由于它能取得这些必要物质的缘故。大体上由于同样的原因, 类似的反应堆也在其他国家用于生产商业动力。

1.90 在苏联, 1954年运行的第一座动力反应堆〔5MW(电)]是一个使用低浓燃料的水冷石墨慢化装置, 这可能是受汉福特型产钚反应堆影响的结果。另一个设计上类似的动力反应堆〔100MW(电)]于1958年在西伯利亚启动。从那以后, 压水堆和其他类型的反应堆在苏联也被用来发电。

美国的动力反应堆

引 言

1.91 本书所论述的各个专题基本上针对四种主要类型的反应堆。其中三种, 即压水堆(PWR)、沸水堆(BWR)和高温气冷堆(HTGR)属于热中子反应堆。第四种是快中子(增殖)反应堆。为了给以后的讨论提供一个总的基础, 这里将对这四种类型反应堆的特点作一概括。在第十二章中, 将对这四种反应堆和其他用于发电的反应堆类型作更加详尽的叙述。

1.92 目前感兴趣的所有商用反应堆动力装置, 基本上都是利用核裂变热使水沸腾以产生蒸汽的系统。因此, 它们常被称为“核蒸汽供应系统”或NSSS。蒸汽在透平中膨胀, 透平以通常的方式驱动发电机发电。透平中排出的乏蒸汽进入冷凝器后变成液态水, 并作为补给水被送回NSSS的蒸汽发生器中。

1.93 在一个动力装置中, 实际上转化为电能的那部分热所占的比例叫做该系统的热效率; 所以, 在一个核装置中,

$$\text{热效率} = \frac{\text{产生的电能}}{\text{反应堆中产生的热}}。$$

热效率的最大可能值是理想热力学效率, 它由下式给出:

$$\text{理想热力学效率} = \frac{T_2 - T_1}{T_2},$$

其中 T_2 是进入透平的蒸汽的绝对(开尔文)温度, 而 T_1 则是排向冷凝器的废热温度。提高理想效率的办法是尽可能地提高 T_2 , 并尽可能地降低 T_1 。实际上, T_1 或多或少地是由环境温度决定的; 所以, 蒸汽-电力装置的热效率基本上由蒸汽温度所决定, 这个温度应当尽可

能地高。

1.94 压水反应堆和沸水反应堆中的条件使得其蒸汽温度低于现代化石燃料动力装置中的蒸汽温度，在后一类动力装置中，热是由煤、油或气的燃烧而产生的。因而，同最好的化石燃料装置的热效率40%相比，压水堆和沸水堆装置的热效率仅为33%左右。然而，高温气冷反应堆和快中子增殖反应堆动力装置的热效率，可以比得上最好的化石燃料装置的热效率，即40%左右。

压水反应堆

1.95 压水反应堆的堆芯近似为圆柱形，其高约4.2m，直径约3.4m。它由40,000根左右的燃料棒（或“针”）组成。每200根左右的棒组合成一个燃料组件，组件的横截面为正方形，边长约为0.2m。燃料是低浓集二氧化铀，做成圆柱形芯块，典型的尺寸是长15mm，直径9.4mm。芯块用陶瓷工艺制造，包括粉末状物质的烧结和压缩。燃料芯块堆叠在锆合金（锆锡合金）管中，后者叫做包壳。一座电功率约为1000MW的商用压水堆中的燃料总质量约在115,000kg左右。

1.96 在一部分燃料棒组件内，为插入控制棒用的导管留了空间。24根左右的控制棒组成一组棒束，整个堆芯分布有60组以上的这种棒束。每一根棒都是由不锈钢（或因科镍合金）管内装中子吸收体构成的，中子吸收体或者是压实的碳化硼（ B_4C ）粉末，或者更常用的是银、钢、镉合金。控制棒束通过堆芯上方的驱动机构操作。

1.97 反应堆堆芯被一个钢制“堆芯吊篮”或“围筒”所包围，并被支撑在一个壁厚为200到230mm*的圆柱形压力容器中；压力容器可以高达13.7m，内径为4.6m。顾名思义，它是能承受高压的。压力（或反应堆）容器中充满作为冷却剂、慢化剂和反射层的水。水的压

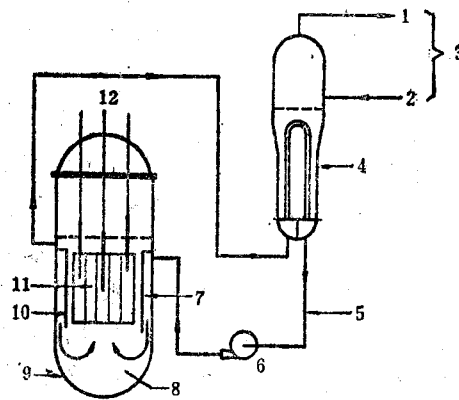


图1.5 压水堆（PWR）蒸汽供应系统示意图（仅画出2—4个蒸汽发生器中的一个）

- | | | |
|-------------|--------------|-----------|
| (1) 蒸汽（至透平） | (2) 给水（凝汽器来） | (3) 二次回路 |
| (4) 蒸汽发生器 | (5) 一次回路 | (6) 泵 |
| (7) 下降段 | (8) 水 | (9) 反应堆容器 |
| (10) 围筒 | (11) 堆芯 | (12) 控制棒 |

* 原书误为20—23mm。——译者

力保持在15.5MPa (2250psi) 下, 以防止在堆芯中沸腾(水在这个压力下的沸点是345°C 或 653°F)。加热以后典型的水温是329°C (624°F) 左右。加热后的水通过一个热交换器(或蒸汽发生器) 时释放一部分热用于产生蒸汽, 然后被抽回到反应堆容器中。水从比堆芯略高的位置进入容器, 并且通过堆芯吊篮(围筒) 和容器壁之间的叫做“下降段”的环形区域向下流动。到达堆芯底部后, 水反向流动, 向上流过堆芯, 从而将裂变热带出(图1.5)。

1.98 现代压水堆并联有二至四条独立的蒸汽发生器环路。15.5MPa (2250 psi) 的反应堆水从一次侧流过, 而 7.6MPa (1100psi) 的水从二次侧流过, 在那里它变为 291°C (556°F) 左右的蒸汽。蒸汽在透平中膨胀, 然后被冷凝成液态水并作为补给水被返送到蒸汽发生器中。这样就有两套完全分开的循环水闭合回路: 从堆芯带出热量的一次回路(反应堆冷却剂回路) 和接受冷却剂中热量并把它传递给透平发电机的二次回路(蒸汽发生回路)。

沸水反应堆

1.99 同压水反应堆一样, 沸水反应堆的堆芯也是由40,000根左右装有低浓二氧化铀燃料芯块的锆锡合金包壳燃料棒所组成。在较早的沸水反应堆中, 每个正方截面的燃料棒组件包含36根或49根棒, 但后来改为62根。燃料芯块比压水反应堆中的大, 长约18mm, 直径约10.6mm。除了棒粗大以外, 棒间间隙也大。所以其堆芯直径比压水反应堆的大, 约为4.8m, 但其高度只有3.8m左右。一座电功率为1000MW的沸水反应堆中的燃料总质量约为170,000 kg。包围堆芯的钢围筒一直延伸到水平面以上。

1.100 沸水反应堆中的控制元件具有十字形的横截面, 其四个叶片内排列着许多内装碳化硼的不锈钢立管。控制元件的叶片在燃料棒组件之间的空隙中运动, 一般是一个控制元件对应四个燃料组件。控制元件从底部插入, 而在压水反应堆中则是从顶部插入的。这种方式在沸水反应堆中具有一定的好处, 它可以使轴向(垂直方向) 发热更加均匀, 并可以使反应堆容器的上部能作其他的用途, 这一优点马上就可以看到。

1.101 反应堆容器的内径约为6.4m, 高约22m。为了使水在堆芯中发生受控沸腾, 容器中的压力保持在7.24MPa (1050psi) 左右; 因而容器壁的厚度比压水反应堆中的小一些, 大约为170mm。

1.102 燃料棒中释放的裂变热使堆芯上部的冷却剂水产生沸腾。平均来说, 离开堆芯的水-蒸汽混合物中含有14%重量的蒸汽(汽), 其余的是水, 它以下节中所述的方式通过堆芯作再循环。上升的湿蒸汽进入一排蒸汽分离器后, 再进入位于反应堆容器上部的“干燥器”。在分离器和干燥器中, 大部分的液态水从蒸汽中被除去; 液体返回容器, 而蒸汽则送往透平。蒸汽的温度和压力变化情况与压水堆系统中的大体相同, 它在透平中膨胀, 乏蒸汽以通常的方式被冷凝。然后, 其凝结水作为补给水直接返回反应堆容器, 其入口在略高于堆芯的上方处。与压水反应堆不同, 沸水反应堆只经过一套循环回路就将堆芯中的热传递给透平。

1.103 堆芯中未被蒸发的水与补给水一起, 借助于两台再循环泵作再循环(图1.6)。这些再循环泵供水给10台或12台喷射泵。后者从顶部吸入附加的水, 并且经过出口(或扩散段) 将水排向反应堆容器底部的空腔。然后, 水被强迫在堆芯中的燃料棒之间向上流动作必要的再循环。再循环泵除了导引水流动以外, 还能部分地控制反应堆的功率(§5.214)。

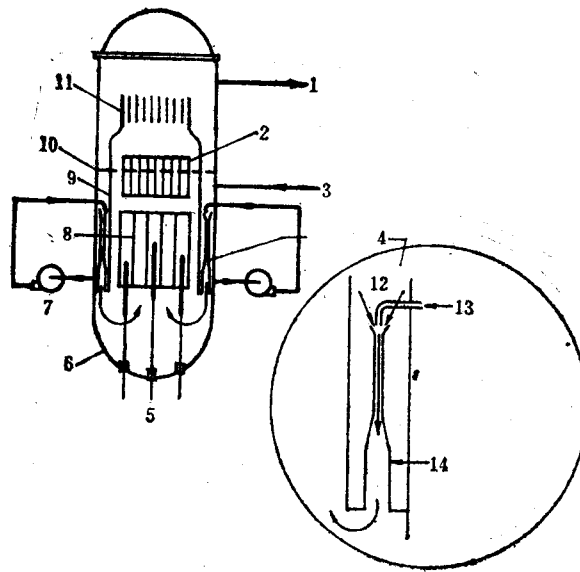


图1.6 沸水反应堆(BWR)蒸汽供应系统示意图

- | | | |
|-----------------|------------|--------------|
| (1) 蒸汽(至透平) | (2) 蒸汽分离器 | (3) 给水(凝汽器来) |
| (4) 喷射泵 | (5) 控制棒 | (6) 反应堆容器 |
| (7) 再循环泵 | (8) 堆芯 | (9) 围筒 |
| (10) 水平面 | (11) 蒸汽干燥器 | (12) 抽吸口 |
| (13) 来自再循环泵的驱动流 | (14) 扩散段 | |

高温气冷反应堆

1.104 高温气冷反应堆以石墨作慢化剂，而以氦气作冷却剂。氦气在堆芯中被加热后，经过一个热交换器，然后回到反应堆中；这就构成了一次回路。蒸汽在热交换器的二次回路内产生。同压水反应堆一样，蒸汽在透平中膨胀，然后冷凝，最后以液态水的形式返回热交换器。

1.105 氦是一种惰性气体，石墨在高温下具有良好的力学性能。此外，由于冷却剂在反应堆中不可能发生相变，所以这种系统可以在高温下运行而不需要加压。作为这些因素的结果，一次冷却剂可以达到比水冷反应堆中高得多的温度，而气体压力只需提高到使堆芯热量易于带出的程度。从而所形成的蒸汽的温度(513°C)、压力(250MPa)，都能使其热效率同最好的化石燃料动力装置相比较。

1.106 高温气冷反应堆的堆芯由一些六角形的石墨块所组成，这些石墨块密集地堆积成一个圆柱形的结构。与发电能力约为1000MW的电厂相配的大型反应堆，其堆芯约有6.4m高，直径约为8.2m，它的顶部、底部和四周均围有1.2m厚的石墨层作为反射层。石墨块中钻了许多垂直孔洞以插入30,000根左右的燃料棒；这些燃料棒由石墨制成，内含天然钍和高浓铀(二氧化物或碳化物)的颗粒混合物，颗粒外面包有多层热解碳和碳化硅包覆层。有了这些包覆层，燃料棒就不需要另外的包壳了。氦气通过石墨中其他的垂直孔洞流动，冷却剂通道数与燃料棒数之比接近于1:2。为控制棒提供了一些更大的孔洞，控制棒由内装碳

化硼和石墨混合物的金属管构成。它从上方插入堆芯。

1.107 压力约为4.8MPa (700psi) 的氦气经由石墨块中的孔洞向下流过堆芯，加热后的气体进入热交换器，蒸汽就在其中产生。一座大型的高温气冷反应堆电厂具有四个或六个这样的蒸汽发生器。氦循环机脚送气体向上流过蒸汽发生器，然后将冷下来的气体送回堆芯作再循环。这样，高温气冷反应堆就有两套分开的循环系统：一套是将裂变热输送给蒸汽发生器的氦系统（一次系统）；另一套是将热传递给透平的水和蒸汽系统（二次系统），用以将热能（部分地）转化为电能。在高温气冷反应堆中，所有的一次系统设备，即反应堆、蒸汽发生器和氦循环机都密封在一个具有钢衬里的预应力混凝土容器中。

1.108 高温气冷反应堆的一个突出特点是有可能有效地将可转换物质钷-232转化为易裂变物质铀-233。正如§1.68中所见，从理论上说，即使是在热中子反应堆中增殖铀-233也是可能的。高温气冷反应堆中的中子经济性，使它比那些水冷却和水慢化的反应堆（如压水堆和沸水堆）更适合于将钷-232转化成易裂变物质。以这种方式生产的铀-233可用来代替（至少部分地代替）高温气冷堆或其他反应堆燃料中的铀-235。

快中子增殖反应堆

1.109 商用快中子增殖反应堆的主要目的是：在生产可用动力的同时从可转换物质铀-238中增殖易裂变物质钷-239（§1.64及有关各节）。只有在几乎所有的裂变都是由快中子（即高能中子）引起的反应堆中，这种增殖才能实现。所以，快中子增殖反应堆不能含有使中子慢化的物质。因为这个原因，同时也因为维持快中子裂变链需要浓集度较高的燃料，所以一般说来，快中子反应堆的堆芯要比同样功率的热中子反应堆的为小。

1.110 快中子反应堆堆芯具有紧凑的特点，但也产生了一个如何载热的问题。通常选用液态（熔化的）钠为冷却剂；它具有非常好的传热性能，但操作时需要特别小心。用液态钠作冷却剂允许达到很高的温度而毋需加压。在任何情况下都不能用水作冷却剂，因为水具有良好的慢化中子的性能。目前感兴趣的大部分快中子反应堆用液态钠作冷却剂，它们被称为液态金属快中子增殖反应堆或LMFBR。

1.111 液态金属快中子增殖反应堆的一种典型燃料是80—85% 二氧化铀-238和15—20% 二氧化钷-239的混合物（§1.82）。燃料棒（或针）由内装混合二氧化物陶瓷芯块的薄不锈钢长管构成。燃料中含有氧总是个缺点，因为它对中子起部分慢化作用，从而降低增殖效率；但是氧化物燃料比起金属燃料来，可以在更高的温度下工作并允许更深的燃耗*。堆芯中装有大量垂直的燃料棒，燃料棒之间有载热用的、供熔化的钠冷却剂流动的通道。铀-238向钷-239的转化不仅在堆芯内发生，同时也在堆芯周围的铀-238二氧化物增殖转换区（§1.64）内发生。转换区也起反射层的作用，将部分已经逃出来的中子反射回堆芯。

1.112 钠在流经反应堆堆芯的过程中由于俘获中子而具有放射性。作为一种安全措施，离开堆芯的钠要经过一个中间热交换器，在那里它将热量传递给一个非放射性的钠回路；然后用加热后的非放射性钠在另一个热交换器中去产生水蒸汽。液态金属快中子增殖反应堆系统具有三个相互隔离的传热流体循环回路：一次放射性钠回路将热量从堆芯传递给非

* 中子的部分慢化对于快中子反应堆的安全多少有点好处（§5.115及有关各节）。

放射性钠；中间非放射性钠回路将热量传递给水；第三回路将热量带给透平。液态金属快中子增殖反应堆动力装置的热效率可望达到40%左右。

1.113 在快中子增殖反应堆中应用氦气作冷却剂的可能性也在研究之中。它的好处是能消除由于使用钠作冷却剂而出现的问题，例如化学活性和放射性问题。此外，由于俘获反应而在氦中损失的中子也比在钠冷却剂中的损失为少。据称，气冷快中子反应堆可能是一种比液态金属快中子增殖反应堆更为有效的增殖堆。

核反应堆的安全

1.114 安全是一切核反应堆在设计、建造和运行中首先要考虑的问题。控制和保护系统在正常工况下可以保证反应堆安全运行，而当出现潜在的不安全因素时，能使反应堆自动停闭。对于反应堆安全十分重要的那些系统都装备两套或三套，而且可以采用多种方式进行必要的操作。此外，还有“专设安全设施”用以处理那些几率极小的严重事故。这些设施包括反应堆事故冷却系统和钢筋混凝土安全壳结构，前者在正常冷却剂系统万一发生大破裂时冷却堆芯，后者在倘若由于冷却不够而使堆芯遭受严重破坏时限制放射性裂变产物的外逸。这些问题以及有关反应堆安全方面的其他问题，将在第十一章中再作比较详细的叙述。

一般参考文献

- Task Force on Energy, "U.S. Energy Prospects: An Engineering Viewpoint," National Academy of Engineering, 1974.
- "A National Energy Plan for Research, Development and Demonstration," U.S. ERDA Report ERDA-76-1, 1976.
- "U.S. Energy Outlook," Federal Energy Administration, Government Printing Office, 1976.
- D. Bodansky, "Electricity Generation Choices for the Near Term," *Science*, 207, 721 (1980).
- S. Glasstone, "Sourcebook on Atomic Energy," Van Nostrand Reinhold Co., 3rd Ed., 1967.
- I. Kaplan, "Nuclear Physics," Addison-Wesley Publishing Co., Inc., 2nd Ed., 1962.
- R. E. Lapp and H. L. Andrews, "Nuclear Radiation Physics," Prentice-Hall, Inc., 2nd Ed., 1963.
- R. T. Weidner and R. L. Sells, "Elementary Modern Physics," Allyn and Bacon, 2nd Ed., 1973.

习 题

1. 碳的燃烧热为33MJ/kg。试以电子伏特（和焦耳）为单位计算一个碳原子燃烧产生的能量。（将结果同一个铀-235核裂变时释放的能量作比较。）
2. 以克为单位，计算50kg铀-235完全裂变所减少的质量。

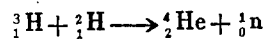
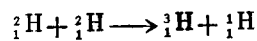
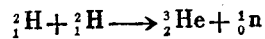
3. 无烟煤的燃烧热为 $2.7 \times 10^4 \text{ kJ/kg}$ 。以克为单位估算50kg煤燃烧所减少的质量。
(将结果同上题的结果作比较。)

4. 确定 ^{11}B (质量=11.009305u)、 ^{12}C 和 ^{14}N (质量=14.003074u)的总结合能和每个核子的结合能。

5. 一座反应堆以3300MW的功率产生热量。问每秒有多少个铀-235的原子发生裂变? 如果堆芯中的燃料含有2600kg铀-235, 问运行30天以后用掉百分之几的易裂变物质? 一座相同功率的烧煤电厂在同样的时间内需要多少燃料? 如果冷却剂的比热为 $6.28 \text{ kJ/kg}\cdot\text{K}$, 进入堆芯时的温度为 290°C , 离开堆芯时的温度为 330°C , 问冷却剂的循环率是每秒多少千克?

6. 如果每裂变100个铀原子产生约25个稳定的裂变产物气体原子, 试计算一座热功率为3300MW的反应堆运行一个月所释放的气体在标准温度和压力下的体积。

7. 以MeV为单位计算下列三种聚变反应中释放的能量:



使用质量 ${}^1_1\text{H}=1.007825$; ${}^2_1\text{H}=2.014102$; ${}^3_1\text{H}=3.01605$; ${}^3_2\text{He}=3.016030$; ${}^4_2\text{He}=4.002603$; ${}^1_0\text{n}=1.008665\text{u}$ 。设头两种反应以相同的速率同时发生, 而第二种反应中形成的 ${}^3_1\text{H}$ (氚)又迅速地与氘(${}^2_1\text{H}$)核发生相互作用。试估算由上述三种聚变反应从1kg氘中理论上可能得到的总能量。将结果与从1kg铀-235中可能得到的裂变能作比较。

8. 假如一座反应堆的额定热功率为3800MW, 希望达到 $27,000 \text{ MW}\cdot\text{d/t}$ 的燃料燃烧, 问每运行275天以后, 需要更换多少燃料?

假如燃料中的 ${}^{235}\text{U}$ 浓集到3%, 那么卸料时原先的 ${}^{235}\text{U}$ 中已经有多少份额被消耗掉?
(第八章中将会看到, 燃烧过程中一部分裂变是由 ${}^{238}\text{U}$ 转化生成的钚产生的; 这里暂不考虑这个因素。)

第二章 核反应和核辐射

引 言

2.1 在第一章中，对于核裂变反应堆中发生的各种过程作了一般的评述。本章的目的是更加详细地讨论其中的几种过程，特别是放射性衰变、中子散射、辐射俘获和裂变。这些反应常常伴随着放出不同种类的核辐射，例如 α 粒子和 β 粒子、中子以及 γ 射线。因此，研究这些辐射同物质的相互作用是令人感兴趣的。本书按习惯使用通用术语“辐射”来统称物质性的粒子和真正的电磁辐射。下面各节将论述与反应堆的设计和运行有关的那些核反应和核辐射的一般特性。

放 射 性

放射性核素

2.2 绝大多数元素的天然存在形式是稳定的，但从钋（原子序数为84）开始的几种高原子量元素，例如镭（88）、钍（90）和铀（92），则全部由不稳定的放射性核素所组成（§1.32等）。此外，元素铊（81）、铅（82）和铋（83）主要以稳定同位素形式存在于自然界中，但也存在一些放射性核素。这些不稳定的物质以一定的速率进行自发的变化，即进行放射性蜕变或称放射性衰变。如第一章中看到的，这种衰变是同原子核中放出一个带电粒子相联系的，这种粒子可以是一个 α 粒子，即氦核，也可以是一个 β 粒子，即电子。在许多场合中，粒子的发射伴随有 γ 辐射。衰变产物本身往往也是放射性的，或者放出一个 α 粒子，或者放出一个 β 粒子。经过几级蜕变后，形成一种核稳定的原子粒种。

2.3 除了上面提到的放射性物质以外，在最近几年中还制造出了所有已知元素的所谓人造放射性同位素，总数约有1200种。它们或者通过在加速器中用带电粒子轰击稳定元素，或者通过俘获中子（§1.40）或由核裂变得到的。这些人造放射性同位素中，少数发射 α 粒子，但大多数（包括大部分裂变产物在内）是负 β 粒子发射体。有许多人造放射性核素发射正 β 粒子，即正电子或带正电荷的电子，但这些物质对于核反应堆并没有什么重要意义。

放射性衰变率

2.4 对任一给定的放射性核素，每个核在单位时间内都有一个确定的衰变几率，这个衰变几率是这种给定核素的特征常数。在一切可能达到的温度和压力下，它不随该元素的化学状态或物理状态而变化。在某种给定的试样中，任一时刻的衰变率总是正比于这种核素的放射性原子当时的数目。于是，如果 N 是任一时刻 t 这种放射性原子（或核）的数目，则衰变率可由下式给出：

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad (2.1)$$

这里 λ 称为这种放射性核素的**衰变常数**，它是单位时间内衰变几率的一种量度。从任何一个选定的零时刻（此时这种放射性核的数目为 N_0 ）到其后的某一时刻 t （这时该种核剩留的数目为 N ）积分，就有

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t,$$

或者

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (2.2)$$

由此可见，放射性衰变是一个按指数变化的过程，实际衰变率由衰变常数 λ 和这种核存在的数目所决定。

2.5 衰变常数的倒数叫做放射性核素的**平均寿命**，以 t_m 表示；于是，

$$t_m = \frac{1}{\lambda}. \quad (2.3)$$

可以证明，平均寿命等于任一时刻存在的所有核的预期寿命的平均值。

2.6 用半衰期表示放射性衰变率是最常用的方法，它定义为放射性核的数目（或其活度）衰变到初始值的一半所需要的时间。由于衰变具有指数性质，所以这个时间与存在的放射性核素的数量无关。于是，若令方程（2.2）中的 N 等于 $\frac{1}{2}N_0$ ，则相应的时间 $t_{1/2}$ ，即半衰期，由下式给出：

$$\ln \frac{1}{2} = -\lambda t_{1/2},$$

或

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.6931}{\lambda}. \quad (2.4)$$

因而半衰期与衰变常数成反比，或者由方程（2.3），与平均寿命成正比，即

$$t_{1/2} = 0.6931 t_m. \quad (2.5)$$

所有已知放射性核素的半衰期从一秒的极小分数，例如百万分之一秒，直到几十亿年不等。

2.7 由于经过一个半衰期的时间，核的数目（或它们的活度）衰减到其初始值的一半，所以到两个半衰期末，核的数目（或活度）将下降到初始值的四分之一，依此类推（图2.1）。普遍地说，经过几个半衰期以后，留存的核数（或活度）占初始值的份额为 $(\frac{1}{2})^n$ 。经过七个半衰期以后，放射性物质的数量已经减少到其初始值的1%以下。

2.8 在核能领域中具有重要意义的一些物质的半衰期列于表2.1中。其左边列出了自然

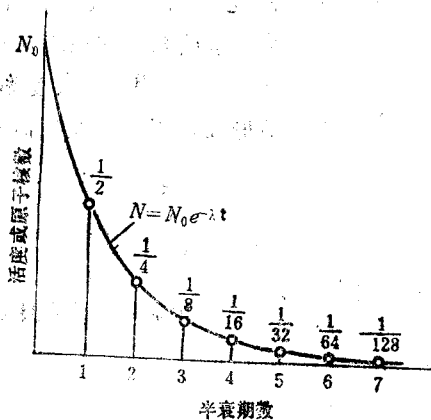


图2.1 放射性活度与半衰期数的指数关系

表2.1 放射性核素的特征

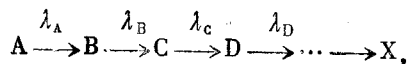
天然存在的			人造的		
核素	放射性	半衰期	核素	放射性	半衰期
钍-232	α	1.40×10^{10} 年	钍-233	β	22.2分
铀-238	α	4.47×10^9 年	钍-233	β	27.0天
铀-235	α	7.04×10^8 年	铀-233	α	1.58×10^5 年
			铀-239	β	23.5分
			镎-239	β	2.35天
			钚-239	α	2.44×10^4 年

界中存在的核素的半衰期，而右边则是人造核素的半衰期。其中钍-233是钍-232俘获中子后形成的 (§1.42)；然后钍-233衰变为钍-233，接着钍-233产生铀-233。与此相类似，铀-238俘获一个中子后形成铀-239 (§1.41)；相继的衰变产物是镎-239和钚-239。

2.9 值得注意的是，三种易裂变核素（铀-233、铀-235和钚-239）和两种可转换物质（钍-232和铀-238）全都是 α 发射体，它们具有很长的半衰期，因而是比较稳定的。另一方面，由可转换核俘获中子而产生的物质（钍-233和铀-239）以及它们的瞬时衰变产物（钍-233和镎-239）全都是 β 发射体，其半衰期比较短。这表明，以上提到的这些可转换同位素和易裂变同位素可以保存许多年而不会有明显的损失。然而，由可转换物质俘获中子以后产生的中间产物的半衰期较短，它们将在几天之内几乎全部衰变为易裂变核素。

放射性平衡

2.10 在一个衰变系列（如钍-232或铀-238的非裂变中子俘获所引起的衰变系列，各种天然放射性衰变系列，或各种裂变产物的衰变系列）中，每种放射性核素均以各自特有的衰变常数，按照方程(2.1)进行衰变。这种系列可以表示为



其中A可以是某种天然放射性系列中的母体,也可以是俘获中子后形成的某种核素,如钷-233或铀-239,或者是某种放射性裂变产物;X表示该系列的最终稳定产物。现在考虑系列中的任何一个成员(除了第一个和最后一个以外),例如B。其衰变率由方程(2.1)给出,但同时必须记住,由于A的衰变,B也在不断地形成;因此,在任何一个特定时刻,B随时间的净变化率为

$$\frac{dN_B}{dt} = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B, \quad (2.6)$$

右边第一项表示由A的衰变形成B的速率,而第二项则表示B的衰变率。

2.11 方程(2.6)经过重新整理后,有

$$\frac{dN_B}{dt} + \lambda_B N_B = \lambda_A N_A,$$

这是一个一阶线性微分方程。若两边都乘以积分因子 $e^{\lambda_B t}$,则左边就成为全微分的形式;于是,

$$\left(\frac{dN_B}{dt} + \lambda_B N_B \right) e^{\lambda_B t} = \lambda_A N_A e^{\lambda_B t},$$

所以

$$d(N_B e^{\lambda_B t}) = \lambda_A N_A e^{\lambda_B t} dt. \quad (2.7)$$

由方程(2.2),

$$N_A = N_{A_0} e^{-\lambda_A t}, \quad (2.8)$$

其中 N_{A_0} 是A的初始数量。若将该关系式代入方程(2.7),积分后得

$$N_B e^{\lambda_B t} = \frac{\lambda_A N_{A_0}}{\lambda_B - \lambda_A} e^{(\lambda_B - \lambda_A)t} + C, \quad (2.9)$$

这里C是积分常数。若令 N_{B_0} 为B的初始量,再令方程(2.9)中的t等于零,则可得出C的值为

$$C = N_{B_0} - \frac{\lambda_A N_{A_0}}{\lambda_B - \lambda_A},$$

从而方程(2.9)可表示为

$$N_B = \frac{\lambda_A N_{A_0}}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) + N_{B_0} e^{-\lambda_B t}. \quad (2.10)$$

这样,根据母体A和子体B的初始量和各自的衰变常数,就可由方程(2.8)和(2.10)给出它们在任一时刻t所存在的数量。

2.12 如果母体的半衰期显著大于子核素的半衰期,即 λ_A 小于 λ_B , 而且 N_{B_0} 为零,则方程(2.10)简化为近似形式

$$N_B \approx \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_{A_0} e^{-\lambda_A t},$$

这是因为经过足够的时间以后, $e^{-\lambda_B t}$ 同 $e^{-\lambda_A t}$ 相比可以被忽略。利用方程 (2.8), 就有

$$\frac{N_B}{N_A} \approx \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A},$$

也就是说, 子体B与母体A的数量之比趋于常数。这个表达式描述了瞬态平衡的状况, 在这种状态中, A和B的绝对数量都在变化, 但它们的比值保持不变。

2.13 在母体的半衰期很长从而 λ_A 与 λ_B 相比又很小的情况中, 方程 (2.10) 中不仅 $e^{-\lambda_B t}$ 项可以忽略, 并且 $\lambda_B - \lambda_A \approx \lambda_B$ 。这样, 从方程 (2.10) 可以看到, 经过一段时间后,

$$\frac{N_B}{N_A} \approx \frac{\lambda_A}{\lambda_B} \quad \text{或} \quad \lambda_A N_A \approx \lambda_B N_B,$$

它描述了长期平衡的状态。不仅B与A之比不变, 而且B的绝对数量也保持不变。这是因为 $\lambda_A N_A$ 近似地等于 $\lambda_B N_B$ 的缘故, 换句话说, A衰变成B的速率等于B衰变为C的速率, 所以B的净量不变。如果C是放射性的, 则经过一定时间后, 它也将达到长期(或放射性)平衡状态, 并且数量保持恒定。这样, 只要放射性系列的母体具有非常长的半衰期, 则该系列的各种组成物质, 除了最后一种以外, 最终均将达到相互间的放射性平衡状态。

例题2.1 有一个从铀-235 (半衰期为 7.04×10^8 yr) 开始的天然放射性系列, 铀-235 发射 α 粒子后形成钍-231 (半衰期25.5 h), 后者是一种 β 发射体。现从通过化学分离已除去了衰变产物的铀-235 开始, 试确定: (a) 50h后钍-231与初始铀-235的原子比, (b) 50h后的总活度(粒子发射率)与初始活度之比。(c) 当达到放射性平衡后, 以上两种核素的原子比是多少?

解: (a) 由于在50h时究竟应采用何种近似并不明显, 所以还是从方程 (2.10) 开始为好。铀-235为A, 钍-231为B, 因而 N_{B_0} 为零; 所以,

$$N_B = \frac{\lambda_A N_{A_0}}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}).$$

由方程 (2.4), $\lambda = 0.693/t_{1/2}$; 为方便起见以小时表示时间,

$$\lambda_A = \frac{0.693}{(7.04 \times 10^8)(365)(24)} = 1.12 \times 10^{-13} \text{ h}^{-1}$$

$$\lambda_B = \frac{0.693}{25.5} = 2.72 \times 10^{-2} \text{ h}^{-1}.$$

由于 λ_A 非常小(因为铀-235的半衰期很长), 所以 $\lambda_B - \lambda_A$ 基本上等于 λ_B , 并且第一个指数项为1。从而, 所需求的原子比为

$$\frac{N_B}{N_{A_0}} = \frac{1.12 \times 10^{-13}}{2.72 \times 10^{-2}} [1 - e^{-(2.72 \times 10^{-2})(50)}]$$

$$= 4.12 \times 10^{-12} (1 - 0.256) = 3.06 \times 10^{-12}.$$

(b) 放射性核素的活度(或粒子发射率)等于 λN , 所以需求的活度比为

$$\frac{\lambda_A N_{A_0} + \lambda_B N_B}{\lambda_A N_{A_0}} = 1 + \frac{\lambda_B}{\lambda_A} \left(\frac{N_B}{N_{A_0}} \right) = 1 + \frac{2.72 \times 10^{-2}}{1.12 \times 10^{-13}} (3.06 \times 10^{-12})$$

$$= 1.74.$$

(c) 达到放射性平衡时, A衰变而形成B的速率等于B衰变的速率; 所以平衡比为

$$\frac{N_B}{N_A} = \frac{\lambda_A}{\lambda_B} = \frac{1.12 \times 10^{-13}}{2.72 \times 10^{-2}} = 4.12 \times 10^{-12}.$$

2.14 反应堆中的情况虽然有些不同, 因为其母体是通过裂变或非裂变中子俘获形成的, 但可以证明, 只要反应堆的功率(或中子密度)保持恒定, 还是会达到一种类似的平衡状态。通过辐照某种材料(这种材料因辐射俘获而具有放射性)来确定中子密度就是利用这个原理(§2.80)。当反应堆停止运行或者放射性物质被取出时, 平衡状态就被扰乱。这时, 可通过求解一组与方程(2.6)形式相同的联立方程来确定该系列中各种组成物质的数量变化率。

放射性单位

2.15 在国际单位制中, 以每秒一次的速率进行衰变(1衰变数/s)的放射性核素样品被定义为具有1贝可勒尔(1Bq)的活度。习惯上用居里表示活度, 它是以1克(10^{-3} kg)镭-226的估计衰变率为基础的; 1居里(1Ci)定义为以 3.7×10^{10} 衰变数/s速率进行衰变的放射性核素的活度。因此,

$$\text{以Ci表示的活度} = \frac{\text{以Bq表示的活度}}{3.7 \times 10^{10}}.$$

2.16 按照§2.4, 含有 N 个给定放射性核素原子(或核)的样品, 其衰变率为 λN ; 因此, 如果 λ 以 s^{-1} 为单位表示, 则其活度为 λN 衰变数/s或 λN Bq。由于 λ 等于 $0.693/t_{1/2}$, 其中 $t_{1/2}$ 是以s为单位的半衰期, 所以有

$$\text{活度} = \frac{0.693N}{t_{1/2}} \text{ Bq} \quad (2.11)$$

$$= \frac{1.87 \times 10^{-14} N}{t_{1/2}} \text{ Ci} \quad (2.12)$$

一定质量的样品中所含的原子数 N 与核素的同位素质量(或近似为质量数)成反比, 所以, 对一定质量的放射性核素, 以贝可勒尔或居里表示的活度同它的质量数和半衰期两者成反比。

例题2.2 平均每个成年人的体内含有0.250kg的标准钾, 其中0.012%是放射性 β 发射体钾-40(半衰期 1.3×10^9 yr)。试计算人体内钾-40衰变的 β 粒子生成率, 并问活度是多少?

解: 人体内 ^{40}K 的质量为 $(0.250)(0.012 \times 10^{-2}) = 3 \times 10^{-5}$ kg。此外, 1摩尔 ^{40}K 的质量为 40×10^{-3} kg, 它含有 6.02×10^{23} 个核(§1.19)。所以,

$$\text{人体内}^{40}\text{K的核数}(N) = \frac{(3 \times 10^{-5})(6.02 \times 10^{23})}{40 \times 10^{-3}} = 4.5 \times 10^{20}.$$

^{40}K 的半衰期是 $1.3 \times 10^9 \text{yr} = 4.1 \times 10^{16} \text{s}$ ，所以， $\lambda = 0.693 / (4.1 \times 10^{16}) = 1.7 \times 10^{-17} \text{s}^{-1}$ 。于是衰变率为 $(4.5 \times 10^{20})(1.7 \times 10^{-17}) = 7.7 \times 10^3 \text{s}^{-1}$ 。由于每次衰变伴随放出一个 β 粒子，所以

$$\beta\text{粒子的生成率} = 7.7 \times 10^3 \text{s}^{-1}.$$

这个数也等于以 Bq 表示的活度，即 7.7kBq 。将这个数除以 3.7×10^{10} ，就得到以 Ci 表示的活度，即 $0.21 \times 10^{-6} \text{Ci} = 0.21 \mu\text{Ci}$ 。

2.17 通常，每次核衰变发射一个 α 粒子或 β 粒子，视具体情况而定。因此，可以通过测量这些粒子的发射率来确定放射性核素的活度。然而，当放射性衰变过程中也发射 γ 射线时，一个 α （或 β ）粒子不一定伴随有一个 γ 光子（§ 2.20）。于是，必须区别两种不同的活度：一种是以 α 粒子或 β 粒子的发射率来确定的实际（或衰变）活度，另一种是以 γ 贝可勒尔或 γ 居里表示的 γ 活度，这种活度取决于 γ 光子的发射率。

2.18 在发现核裂变以前， 1Ci 的放射性被认为是一种极强的活度。然而，核反应堆的运行形成了相当大数量的强放射性裂变产物。结果，那些刚出堆的燃料元件通常具有几千甚至几百万居里（即千居里或兆居里）量级的活度。不同时刻裂变产物的活度表示式将在本章的较后部分（§ 2.203及其后有关各节）中给出。

2.19 这里不妨提一下，在保健物理学工作中要用到一些不同类型的单位，它们与放射性物质发出的辐射所产生的效应（或从辐射中吸收的能量）有关。这些单位（如“伦琴”、“拉德”或“戈瑞”）将在第九章中叙述。

γ 射线

2.20 在各种核反应（包括许多放射性衰变过程）中所形成的产物核处于某种激发的状态，其内能高于基态。过剩的能量在短时间内以 γ 射线的形式释放（§ 1.37）。按照辐射量子理论， γ 射线（或其他电磁辐射）的能量以光子形式发射；这些光子可以看成是这种辐射的单位“粒子”。光子的能量等于跃迁过程中两个能态之间的能量差。例如，图2.2中画出了一种给定核从两种不同激发态向基态的跃迁；光子的能量分别为 E_1 和 E_2 。

2.21 光子携带的能量 E 与辐射波长 λ 之间的关系式由量子理论导出。根据普朗克方程，

$$E = h\nu = hc/\lambda,$$

其中 h 是常数（ $6.63 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$ ）， ν 是辐射频率，以 s^{-1} 为单位*； λ 是以米为单位的相应波长， c 是光的速度（ $3.00 \times 10^8 \text{m/s}$ ）。应用 h 和 c 的这些值，得出的是以焦耳为单位的能量。但若利用焦耳和 eV 之间的关系式（§ 1.25），则很容易得到

$$\lambda(\text{m}) = \frac{1.25 \times 10^{-12}}{E},$$

这里的 E 以 MeV 为单位表示。

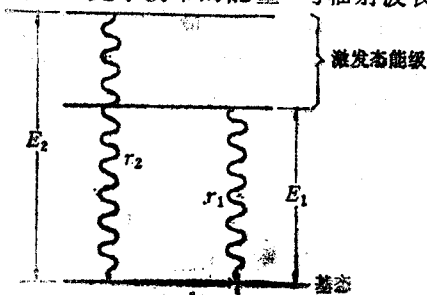


图2.2 原子核从两种不同激发态开始的跃迁

* 原书中 ν 的单位误为 m^{-1} 。——译者

2.22 现已普遍利用相应的光子能量来描述 γ 辐射。例如，“1 MeV γ 射线”指这种辐射的光子带有1 MeV (0.160pJ) 的能量。核的激发能一般在0.1到10MeV的范围内 (§ 2.90)；所以 γ 射线的能量通常具有同样的量级。因而相应的波长范围为 10^{-11} 到 10^{-13} m，即10到0.1pm，或0.1到0.001Å (埃)。

2.23 如果从激发态到基态发生直接跃迁 (如图2.2所示)，则一个光子将带走全部的激发能。但在许多情况中，从较高激发态到基态的跃迁发生的几率极小；这种跃迁称之为“禁戒”跃迁。通常，跃迁中包含一个或几个中间阶段，导致较低能量 γ 射线的逐级 (或级联) 发射，如图2.3中右边表示的那样。但这些 γ 射线的总能量保持不变，它等于初始能级和最终能级之间的能量差值，与跃迁是一级发生还是分几级发生无关，即 $E_2 = E_1 + E_3$ 。一般地说，从较高能态到较低能态发射 γ 射线跃迁的时间是1秒的一个极小分数，而所谓禁戒跃迁则常常需要长得多的时间。

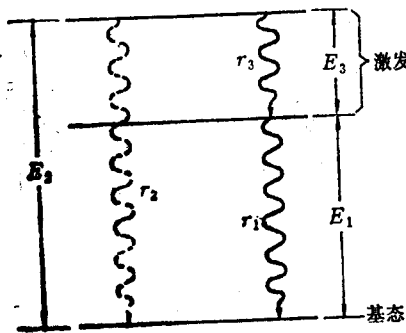


图2.3 容许跃迁和禁戒跃迁

2.24 对质量数低的核，第一激发态高出基态 1 MeV 以上；头几个激发级之间的间隔具有与此相同的数量级，但它随着能量的增加而减小，即能级变密。对于质量数较高的核，最小的激发能小于1 MeV，而在最重的核中，第一激发态可能只高出基态0.1MeV左右 (甚至更少)。然而幻核不在此列。例如核中含有126个中子的铀-209具有与轻元素同样的特性，较低能级之间的间隔具有1 MeV的量级。

韧致辐射

2.25 X射线除了常常具有较低的能量，即波长稍长以外，它与 γ 射线之间的根本差别在于它是从原子核的外边产生的。特征X射线，正如它们的名称所示，具有表征特定元素的确定能量 (和波长)，这种射线是在原子内电子能级之间的跃迁中产生的。然而，这些射线对当前的应用来说并不重要。较重要的是连续X射线，称为韧致辐射，其字义是“制动辐射”，这种辐射是由于高速电子 (或 β 粒子) 穿过物质时丧失能量而产生的。

2.26 一般地说，电子的动能中以上述方式转化成辐射的份额，随电子的能量以及慢化这个电子的物质的原子序数而增加。所产生的X射线的能量范围很广；最大值接近于电子 (或 β 粒子) 的能量，但其平均能量要小得多。当具有1 MeV以上能量的电子同原子序数高的元素 (例如铅) 发生相互作用时，所产生的某些韧致辐射虽然起源于核外，但在其性状方面却与核跃迁中产生的 γ 射线并无区别。

α 粒子和 β 粒子与物质的相互作用

致电离辐射

2.27 当一个快速运动的带电粒子 (如 α 粒子或 β 粒子) 穿过物质的时候，有时会十分靠近一个原子 (或分子)，以致由于电相互作用而从这个原子中移出一个外部 (或轨道) 电

子。这个电子移出以后，剩下的原子就是一个带正电荷的离子，这样形成的电子和离子分离的系统叫做一个离子对*。因此，带电粒子能够引起电离，当它们穿过物质的时候，在其路径上留下许多离子对。因为这个缘故， α 粒子和 β 粒子常被称为致电离辐射。

2.28 运动的带电粒子所产生的电离强度用比电离来表示；比电离是粒子在某种给定物质内每单位路程长度上所形成的离子对数目**。对于质量相同的带电粒子来说，比电离随电荷而增加。对于能量相同的粒子来说，质量越大，产生的比电离越高。因为（能量一定的）较重粒子运动较慢，它们在穿过物质的时候，在原子或分子的附近逗留的时间较长，所以产生电离的几率增大。

2.29 由于一个 α 粒子的质量约为 $4u$ （§1.19），所以它产生的比电离要比具有同样能量但质量仅为 $0.00055u$ 的 β 粒子所产生的比电离大得多。在穿过大气压下的空气时， α 粒子在每米路程上产生将近 $5-10 \times 10^6$ 离子对，而同样能量的 β 粒子只产生大约 $3-30 \times 10^3$ 离子对。

2.30 产生一个离子对所需要的能量随介质而不同。因此，带电粒子产生的比电离不仅取决于粒子本身的电荷、能量和质量，还取决于它所穿过的介质的性质。在穿过空气时，每产生一个离子对，带电粒子平均损失大约 $34eV$ （ $5.4 \times 10^{-18}J$ ）的能量。这个能量随粒子性质的不同而有些变化，但对于大多数的用途说，以上援引的数字是可以接受的。因此可以看出，初始能量为 $5MeV$ （ $8.0 \times 10^{-13}J$ ）的一个 α 粒子在空气中将能产生大约 1.5×10^5 个离子对。由于其比电离大致为 5×10^6 离子对/米，所以整个电离将在大约 $30mm$ 的路程长度（或射程）上发生。同样能量的一个 β 粒子的有效射程要比这个数字大一千倍左右。

2.31 由于 γ 射线和X射线不带电荷，所以它们很少引起直接电离。然而，后面将会看到，当这些射线穿过物质的时候会起电子的发射，这些带有电荷的电子能够产生显著的电离。所以， γ 射线和X射线主要是间接地引起电离；此外，它们还能够直接或间接地引起电子的激发。中子也是电中性的，其行为同上述射线有些相似，虽然其中的机理不同。由 α 和 β 粒子引起的直接电离（和激发）以及由 γ 射线、X射线和中子引起的间接电离（和激发），无论对于这些核辐射的测量或计数方法，还是对于研究生物组织的效应都是很重要的。

2.32 核辐射穿过物质时所直接和间接形成的分离的正离子和电子，大部分将或迟或早地重新结合成中性的原子或分子。伴随着这个过程释放的能量以热的形式出现。因此，全部核辐射的能量最后基本上都递降为热。某些带电粒子可能参与化学作用；在这种情况下，一部分辐射能量就转化为化学能。

α 粒子的吸收

2.33 如果在离源不同距离处测量从这个源发出的 α 粒子在空气中所引起的比电离，则可以得到一条特性曲线，叫做布喇格曲线。图2.4中画出了一条典型的布喇格曲线。由图可见，比电离随着离源距离的增加而增大，首先是慢慢地增大，然后迅速上升；经过一个最大值以后比电离陡降到零。由于 α 粒子在它的行程中一面前进一面产生离子对，所以它的能量从而它的速度不断下降。前已指出，比电离随着速度的减小而增大，所以它也就随着离源距

• 在某些相互作用中，辐射转移给原子和分子的能量可能不足以引起电离，即完全移出一个电子，但可能足以使这个电子上升到一个更高的能级，从而这个原子或分子便处在一种激发电子状态中。

•• 在辐射防护研究中使用的一个有关的量叫做传能线密度（§9.42）。

离的增加而增大。当 α 粒子接近其行程的终点作较慢运动的时候，比电离达到一个最大值。

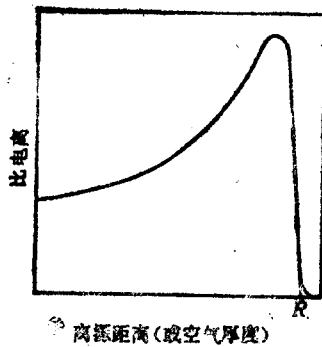


图2.4 α 粒子的比电离和射程(布喇格曲线)

2.34 过了某个点以后， α 粒子的能量已经变得非常低，于是它接连俘获两个电子而转化成—个中性的氦原子，此时已不再能产生电离。这就解释了图2.4中比电离最后下降的原因。这种急剧下降而非逐步下降的情况是很重要的；它意味着从某一个源发出的所有 α 粒子实际上都具有同样的能量，并且在飞越了同样的距离以后全部都不再产生电离。严格地讲，如果所有 α 粒子的行为完全一样，则曲线的末端应该是垂直的，然而它们之间毕竟存在着稍许差异，所以其末端具有轻微的斜度。以 R 表示的外推距离叫做 α 粒子的射程，在这个距离处，从给定源发出的 α 粒子实际上已不再能产生电离。

2.35 α 粒子在空气(或其他物质)中的射程取决于粒子的来源，因为其能量各不相同；对于放射性源放出的 α 粒子，其射程从25mm(钷-232)到86mm(钷-212)不等。放射性核素的半衰期同 α 粒子的能量(从而射程)之间存在着一种反比关系，即半衰期越短， α 粒子的射程越大。表2.2中给出了同核反应堆有关系的几种 α 粒子发射体的一些数据。

表2.2 半衰期、能量和空气中的射程

放射性核素	半衰期 (yr)	能量 (MeV)	空气中的射程	
			(mm)	(in)
钷-232	1.40×10^{10}	4.01	25	1.0
钷-238	4.47×10^9	4.20	27	1.06
钷-235	7.04×10^8	4.58	31	1.2
钷-233	1.58×10^8	4.82	33	1.3
钷-239	2.44×10^4	5.16	36	1.4

2.36 在比空气稠密的吸收性物质中，由于其中的原子浓度大，所以比电离—般也比较大；从而同样能量的 α 粒子的射程就比在空气中为小。某种吸收物的相对阻止本领由下式定义：

$$\text{相对阻止本领} = \frac{\alpha \text{粒子在空气中的射程}}{\alpha \text{粒子在吸收物中的射程}} \quad (2.13)$$

它基本上与 α 粒子的能量无关，当然式中的射程是对同—种源发出的粒子而言的。

2.37 水的相对阻止本领约为1000，铝是1600，铅的相对阻止本领超过5000。纸和动物组织的相对阻止本领大体上同水—样，即1000左右。假如说某种 α 粒子在空气中的射程为50mm*(取较高值)，则在纸或生物组织中的射程将是50 μm *。所以，只要有一张厚度约为100 μm *的纸，就可以基本上阻挡住所有放射性源发出的 α 粒子。

2.38 另一种方法是以厚度密度来表示物质的吸收效应，厚度密度常常简称为“厚度”。它是给定的粒子在介质中的线性射程与该介质的密度的乘积；所以，如果射程为 R_m ，

*这三个数字在原书中分别误为5mm, 5 μm 和10 μm 。——译者

密度为 ρ kg/m³，则

$$\text{厚度密度} = R \times \rho \text{ kg/m}^2. \quad (2.14)$$

厚度密度常被叫做面积密度，因为它是线性厚度等于给定 α 粒子射程的物质在单位面积上所具有的质量。换句话说，它是为阻止（或吸收）粒子而在每单位面积上所需要的物质质量。

β 粒子的吸收

2.39 β 粒子穿越物质的时候，具有某些与 α 粒子的行为相同的特点，例如，在空气中以每离子对34eV（5.4aJ）的比率产生离子对，但是它们之间也存在着一些重要的差别。 β 粒子的质量较小，意味着它的比电离比同样能量的 α 粒子小。此外，从某一种源发出的 α 粒子基本上都具有相同的能量，或者落在二或三个确定的能量群之中。然而 β 粒子却具有一种连续分布的能量，即连续的能谱，并且对于各种特定的源对应有一个确定的能量上限（图2.5）。这个上限值等于放射性跃迁的总能量，它可根据母核素和子核素的同位素质量来确定。至于为什么几乎没有（即使有也极少）这样高能量的 β 粒子，其原因在于任何一种给定的跃迁中所得到的能量总是在 β 粒子和伴生的中微子之间进行分配的（§1.33）。平均来说， β 粒子带走总能量的三分之一，而中微子带走其余的三分之二。

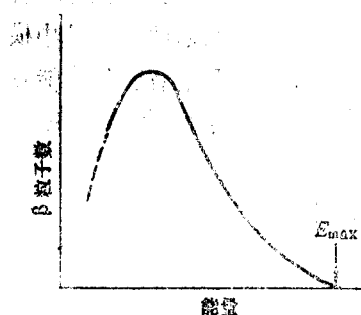


图2.5 β 粒子的能谱

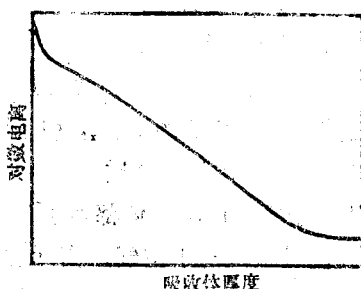


图2.6 β 粒子的吸收

2.40 从整体来看， α 粒子由于质量较大，所以在穿越物质的过程中它的运动方向不发生任何显著的改变。换言之，大部分 α 粒子是直线行进的，因而对于某种给定的能量就有一个十分确定的射程。然而 β 粒子要经受大量的散射，它们同原子核和电子发生的静电相互作用使它们运动的方向频繁地改变。其结果是穿过同样厚度某种吸收体的 β 粒子会以各不相同的方向射出，所以它们在物质中穿越的路程长度实际上是不相同的。

2.41 β 粒子的连续能谱加上散射效应，意味着它们不像给定源产生的 α 粒子那样具有确定的射程。然而，由于各种情况的偶然组合（这些情况过于复杂因而无法进行完整的理论分析），实验上发现，由给定源产生的 β 辐射所引起的电离随距离的增加大体上以指数方式下降。图2.6中的曲线给出了所产生电离的对数值随吸收物质厚度而变化的一般形式；除了小厚度和大厚度部分以外，该曲线近似为一条直线。在吸收体厚度较大的地方，曲线差不多趋于水平，表示其电离率基本保持常数。曲线的这个“尾部”是由快速运动的 β 粒子穿过吸收介质时丧失能量而形成的高穿透韧致辐射（§2.25）所引起的。

2.42 β 粒子（或电子）由于韧致辐射而在每单位路程长度上丧失的能量近似地同吸收体原子序数的平方以及粒子的能量成正比。所以，给定能量的 β 粒子在穿越物质的过程中所伴生的韧致辐射现象，对于原子序数高的元素较为显著。这些辐射具有不同的能量，其最大值等于 β 粒子的初始（最大）能量。当然，假如 β 粒子源同时发射 γ 射线的话，它们也将对图

2.6中的“尾部”作出贡献。 γ 辐射和韧致辐射在穿过相当厚度的物质后都将被吸收。

2.43 β 粒子并不具有象 α 粒子那样的确定射程。尽管如此，仍然有可能定出一个大体上确定的吸收体厚度，这个厚度将把能量一定的 β 粒子所产生的电离（韧致辐射引起的电离除外）降低到零。表2.3中给出了各种最大能量的 β 粒子在空气中的近似射程。从裂变产物中产生的 β 粒子的最大能量很少有超过3MeV的，平均最大能量约为1.2MeV。

表2.3 β 粒子在空气中的近似射程

能 量		射 程	
(pJ)	(MeV)	(m)	(ft)
0.016	0.1	0.11	0.36
0.08	0.5	1.5	4.9
0.16	1.0	3.7	12
0.32	2.0	8.5	28
0.48	3.0	13	43

2.44 同 α 粒子一样， β 粒子在吸收物质中的近似射程也常用方程(2.14)所定义的厚度密度（或面积密度）来表示，其单位为 kg/m^2 。对于铝吸收体，已经通过实验测定了从各种源发出的 β 粒子的厚度密度值，其结果落在（或非常接近于）图2.7中给出的曲线上；其中横坐标表示 β 粒子的最大能量，纵坐标是吸收这些 β 粒子所需要的厚度密度。具有各种最大能量 E_{max} MeV的 β 粒子在铝中的射程（以 $R_{\text{max},\rho}$ 表示）可以十分精确地从下列经验公式中求出^[1]：

$$R_{\text{max},\rho}(\text{kg}/\text{m}^2) = 4.12E_{\text{max}}^n \quad (0.01 < E_{\text{max}} < 2.5 \text{ MeV})$$

其中

$$n = 1.265 - 0.0954 \ln E_{\text{max}},$$

以及

$$R_{\text{max},\rho}(\text{kg}/\text{m}^2) = 5.30E_{\text{max}} - 0.106 \quad (E_{\text{max}} > 2.5 \text{ MeV}).$$

对于在0.8到3MeV之间的 E_{max} 值，可用以下既简单又有适当精确度的关系式表示：

$$R_{\text{max},\rho}(\text{kg}/\text{m}^2) = 5.4E_{\text{max}} - 1.5. \quad (2.15)$$

2.45 对于那些没有实验数据的物质，可以认为其对给定最大能量 β 粒子的 $R_{\text{max},\rho}$ 值同铝中的值大体相等。这是以下述假定为根据的：即某种确定能量的 β 粒子在任何介质中的线性射程与介质的密度成反比。这样，由上述公式给出的 $R_{\text{max},\rho}$ 值对于所有的吸收体都适用。于是，只要已知某种物质的密度，就可以得到其中的（近似）线性射程。对于空气，实际射程比以这种方法计算的结果稍大些。

例题2.3 估算从裂变产物中产生的 β 粒子在密度为 $2.8 \times 10^3 \text{ kg}/\text{m}^3$ 的混凝土中的最大线性射程。

解：§2.43中指出，从裂变产物中产生的 β 粒子的能量很少超过3MeV；因此由方程(2.15)可得到相应的 $R_{\text{max},\rho}$ 值为 $14.7 \text{ kg}/\text{m}^2$ 。由于 ρ 是 $2.8 \times 10^3 \text{ kg}/\text{m}^3$ ，所以有

$$R_{\text{max}} = (14.7) / (2.8 \times 10^3) = 5.3 \times 10^{-3} \text{ m} = 5.3 \text{ mm},$$

因此混凝土中的最大射程约为5.3mm (0.21in)。

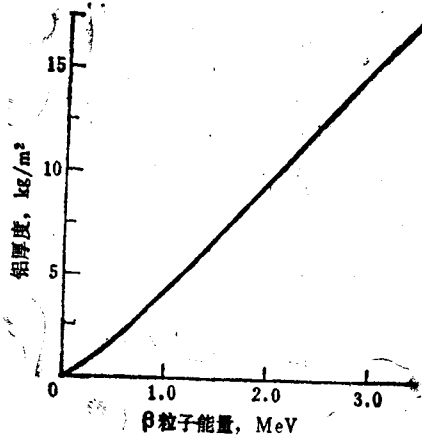


图2.7 所需要的铝吸收体厚度随 β 粒子能量的变化

2.46 在与物质的相互作用方面，正 β 粒子（即正电子）的行为同负 β 粒子相似。但对于前者，还有其他的因素要考虑。一个正电子可能在释放后的极短时间内同另一个电子相结合，而物质中总是存在着大量的原子外层电子。带正电荷的正电子同带负电荷的电子彼此中和，于是两种粒子都被“湮没”，其能量以辐射的形式释放，这叫做湮没辐射。一个正电子和一个电子的总质量为 $0.00110u$ ，由方程（1.5），这个质量相当于 1.02MeV （ 0.163pJ ）。按照动量守恒原理，这些能量通常等分给两个以相反方向运动的光子。所以，同 γ 辐射的性质类似的这种湮没辐射的光子能量大多数为 0.51MeV （ 0.082pJ ）。

切伦科夫辐射

2.47 高能带电粒子在穿过某种透明介质的时候，如果它们的速度大于光在这种介质中的速度的话，将会发射可见的（电磁）辐射。这种辐射叫做切伦科夫辐射。在水冷却和慢化的反应堆芯部四周经常观察到的浅蓝色辉光，就是由裂变产物 γ 射线所产生的康普顿电子（§2.53）引起的。

γ 射线与物质的相互作用

引言

2.48 虽然X射线、韧致辐射和湮没辐射严格地讲并不是 γ 射线，因为它们不是从核跃迁中产生的，但是它们的主要性质却与 γ 射线基本相同。就它们与物质的相互作用而论，唯一的差别可能在于 γ 辐射通常具有较高的能量。所以，可以认为下面几节中所进行的讨论适用于所有的高能电磁辐射，例如能量由 0.01 到 100MeV （ 1.6fJ 到 16pJ ）。

2.49 γ 射线与吸收物质的相互作用有好几种方式；此处将详细讨论其中最重要的三种，它们是光电效应、康普顿效应和产生电子对。能量足够高的 γ 射线可以从核内逐出中子（§2.73），甚至可以引起重元素裂变。然而，就本书的目的而言， γ 射线与物质的这些相互作用的重要性不如前述三种方式大。

光 电 效 应

2.50 在光电效应中，能量大于原子中轨道电子结合能的 γ 射线光子与原子发生相互作用，并将全部能量传递给一个电子，结果后者就从原子中射出。如果 E 是这个 γ 射线光子的能量，而 B 是电子在原子中的结合能，则其差 $E-B$ 就是这个出射电子带有的动能。这个所谓的光电子在穿过物质的时候，其行为与同样能量的 β 粒子相似。对于高能 γ 射线，光电子主要是在向前的方向，即在与入射 γ 射线相同的方向上出射，但对于低能 γ 射线，光电子大部分沿垂直方向发射。

2.51 光电相互作用的程度取决于 γ 辐射的能量 E 和吸收物质的原子序数 Z 。作为一种粗略的近似，可写出

$$\text{光电相互作用的几率} \approx \text{常数} \times \frac{Z^n}{E^3},$$

其中 n 从3左右（对于低能 γ 射线）到5（对于高能 γ 射线）不等。显然，光电效应随着吸收体原子序数的增加和 γ 射线能量的降低而增强。实践中发现， γ 辐射的光电吸收仅对于大约1MeV以下的射线在原子序数高的吸收体内才是重要的（参见图2.10）。

2.52 随着光电子的射出，另一个外层轨道电子会代替它在原子中的位置；这种跃迁伴随发射特征X射线。与初始的 γ 辐射相比，这些特征X射线的能量很低。这种X射线光子的发射往往又引起另一种光电效应（俄歇效应），射出一个外层电子，称为俄歇电子；从而这个光子的能量全部丧失。俄歇电子将从原子中逸出，并且将通过类似于 β 粒子所经历的那些相互作用而消耗它的能量。从以上讨论中显然可以看到，光电效应使 γ 射线光子实际上完全被吸收；在某种程度上说，低能X射线光子替代了 γ 射线光子，但这些X射线光子很少能以光子形式从吸收物质中逸出。

康 普 顿 效 应

2.53 在康普顿相互作用中， γ 射线光子同吸收物质的电子发生弹性（或“弹子”）碰撞。这时电子的行为如同自由电子一样，因为它的结合能比光子的能量小得多。在碰撞中，动量和能量都守恒，入射光子的部分能量传递给了电子。然后，能量较低的（散射）光子沿一个新的方向离去，这样，光子就偏离了它原先的路线，即被散射（图2.8）。入射光子的能量 E ，散射光子的能量 E' （均以MeV为单位），与散射角 θ 之间的关系由下式给出：

$$E' = \frac{0.51}{1 - \cos\theta + 0.51/E}, \quad (2.16)$$

其中0.51 MeV是按照爱因斯坦方程算得的电子静止质量的能量当量（参见§2.46）。

2.54 假如散射角较小，即 $\cos\theta \approx 1$ ，于是 E' 近似等于 E 。这意味着能量较高（接近于入射光子能量）的散射光子几乎是直接向前飞行的。另一方面，对于 $\theta = 90^\circ$ ， $\cos\theta = 0$ ，于是

$$E' = \frac{0.51E}{E + 0.51} < 0.51 \text{ MeV.}$$

因而在直角方向上散射出去的光子能量不可能超过0.51 MeV。

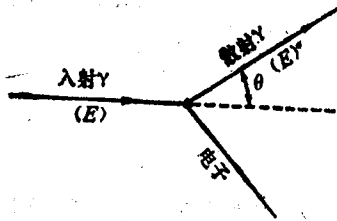


图2.8 γ射线光子的康普顿散射

2.55 对于不同的散射角，可以由方程(2.16)导出散射光子所携带的能量占初始能量的份额为

$$\frac{E'}{E} = \frac{0.51}{E(1 - \cos\theta) + 0.51}$$

对于一定的 θ 值，此份额随入射光子能量的增大而减小。换句话说，对于给定的散射角，入射光子的能量越大，散射光子带走的份额越小，γ射线在康普顿相互作用中损失的能量份额(和数量)就越大。

2.56 由于康普顿效应是光子与电子之间的相互作用，它的大小也就依赖于吸收体原子中轨道电子的数目；这个数目就是该元素的原子序数。因此康普顿相互作用同吸收体的原子序数成正比；这样，它就象光电效应那样，对于原子序数高的物质更为重要。康普顿效应同能量的函数关系由克莱因-仁科公式^[2]给出。这个公式比较复杂，这里不作援引，但可以说明，康普顿相互作用随着γ辐射能量的增加而单调地下降(参见图2.10)。作为一个极其粗略的近似，可以写成

$$\text{康普顿相互作用的几率} \approx \text{常数} \times \frac{Z}{E}$$

2.57 必须注意光电效应和康普顿效应之间存在着一个重要的差别。光电效应是一种真正的吸收过程；就是说光子按前面叙述的方式被吸收掉了。然而在康普顿散射过程中，光子仅仅减小其能量，初始能量和散射角越大，其减小的程度也越大。参与康普顿相互作用的光子被另一个光子所取代，虽然后者的能量低一些并且可能以不同的方向运动。因此，高能单个光子在足够厚的吸收介质中可能经历几次康普顿碰撞。这时就称这个光子进行了多重散射。如果散射光子还没有逃出介质，它最终将由于光电相互作用而被吸收，因为随着能量的降低，光电相互作用的几率逐渐增大(§2.51)。

产生电子对

2.58 当一个能量超过1.02MeV的γ射线光子经过原子核附近时，它可能被湮没在强电场中而形成电子-正电子对。由于一个电子和一个正电子总质量的能量当量为1.02 MeV (§2.46)，所以这就是产生这对粒子所需要的最小能量。γ射线光子能量中超出1.02MeV的部分主要表现为电子和正电子的动能，小部分传递给原子核。生成的粒子倾向于向前运动；随着γ射线能量的增加，这种向前效应变得更加明显。

2.59 能量为 E (以MeV为单位)的γ辐射引起对产生的程度同吸收体原子序数 Z 的关系为

$$\text{对产生的几率} \approx \text{常数} \times Z^2 (E - 1.02),$$

因此，它随吸收物质的原子序数和光子能量超出1.02MeV的程度而增大。由于光电效应和康普顿效应都随γ射线能量的增加而减小，而对产生却随之增大，所以高能部分的对产生过程显然最为重要。对于原子序数高的吸收体来说，当γ射线的能量大约超过5MeV时，对产生就成为最主要的相互作用形式。

2.60 如同在光电效应中那样，对产生也导致γ射线光子被吸收。诚然，某些生成的电子和正电子将彼此中和，并且一般产生由两个0.51MeV的光子所组成的湮没辐射(§2.46)。

然而，这种辐射的能量值比较低，并且其分布又是各向同性的，就是说它均匀地分散在各个方向上。所以，继续向前的辐射能量很少，在许多实际应用中，例如在屏蔽计算中，可以假定初始光子在对产生中完全被吸收掉了。

γ射线的衰减

2.61 当γ射线穿过介质中任一点处的极小厚度 dx 时，光子中发生相互作用的数量同该处的辐射强度和所穿过的厚度成比例。所以，在穿过距离 dx 以后，尚未进行相互作用的γ射线光子的强度将减小以下数量：

$$dI = -\mu I dx, \quad \text{或} \quad \frac{dI}{I} = -\mu dx, \quad (2.17)$$

其中 I 是强度，如每平方米每秒光子数，而 μ 是比例常数，通常以 m^{-1} 为单位表示。如果γ射线光子与物质的三种相互作用同时包括在内，则

$$\mu = \mu_{pe} + \mu_c + \mu_{pp},$$

这里 μ_{pe} 、 μ_c 和 μ_{pp} 分别代表光电效应，康普顿效应和对产生的贡献，而 μ 则称为吸收体对于给定辐射的线性衰减系数。若强度为 I_0 的单能γ射线准直（平行）束穿过吸收体的某一厚度 x ，则未经受任何一种相互作用的出射光子强度 I_x 可由方程（2.17）积分得到；其结果为

$$\ln \frac{I_x}{I_0} = -\mu x \quad (2.18)$$

或

$$I_x = I_0 e^{-\mu x}. \quad (2.19)$$

如此确定的强度 I_x 叫做从吸收体中出射的**未碰撞强度**，或更通常地称为**未碰撞通量**。它不一定等于实际强度，因为某些经历了康普顿散射的光子可能仍留在出射束中。然而，对于很窄的γ射线准直束（或薄吸收体），经受了康普顿效应的光子将完全从束中散射出去，这时未碰撞出射强度就等于实际强度。

2.62 如方程（2.17）所示，从γ射线按指数衰减规律中可以得出的一个结论是，虽然由一定厚度物质所减弱的辐射数量与初始强度成正比，但衰减（或出射）的份额却与初始强度无关。因此，为使某种给定能量的（未碰撞）γ射线强度由其初始值的1%减到0.1%，与由100%减到10%所需要的吸收体厚度是一样的。另一个结论是，要使γ辐射完全衰减，就是使 $I_x = 0$ ，理论上必须要有无限厚的物质。然而在实际应用中，例如在屏蔽中，利用有限的厚度就可以将强度减弱到可以忽略的程度。

衰减系数和γ射线能量

2.63 前面已经指出，γ射线与物质的各种相互作用都程度不同地与能量有关，故其线性衰减系数随γ射线的能量而变化。对一个单能γ射线的准直束，测定它在穿过某一已知厚度（ xm ）吸收体前后的强度 I_0 和 I_x ，并利用方程（2.18）的如下形式：

• 这里使用的术语“衰减”，指的是在穿过吸收体时未经受任何一种相互作用（未经碰撞）的光子强度的减弱。第九章和第十章中将要提到的“吸收”系数则对应于光子在物质中损耗（或被吸收）的能量（§9.28）。

$$\log I_x = \log I_0 - 0.4343\mu x,$$

就可以通过实验确定线性衰减系数 (μm^{-1}) (图2.9)。实验数据与理论分析结合起来, 就可由给定 γ 射线能量得到的衰减系数分解成上面提到过的三个部分: μ_{pe} , μ_c , μ_{pp} 。图2.10中给出了对原子序数较低的吸收物质(铝)和原子序数较高的吸收物质(铅)所得到的两种结果, 相应的 γ 射线能量直到10MeV。

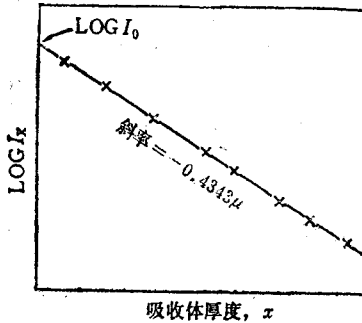


图2.9 γ 射线的强度随吸收体厚度的减弱

2.64 可以看到, 铅的总衰减系数至少是铝的六倍, 其原因在于光子同物质之间的三种相互作用都随吸收体原子序数的增高而加强。铝的光电效应非常小, 并在光子能量超过大约0.2MeV以后其贡献已无关紧要。对于这种元素, 在能量大约直到4MeV(或更高)的范围内, 康普顿效应都占统治地位。由于 μ_{pe} 和 μ_c 都随能量增加而减小, 而 μ_{pp} 对于超过1.02MeV的能量却随之而增大, 所以, 可预料总衰减系数在某一能量处出现一个最小值。在图2.10中, 这种平坦的最小值对于铅是明显的, 它出现在 γ 射线能量约为3到4MeV处。铝吸收体无疑也存在一个最小值, 但其能量要高得多。

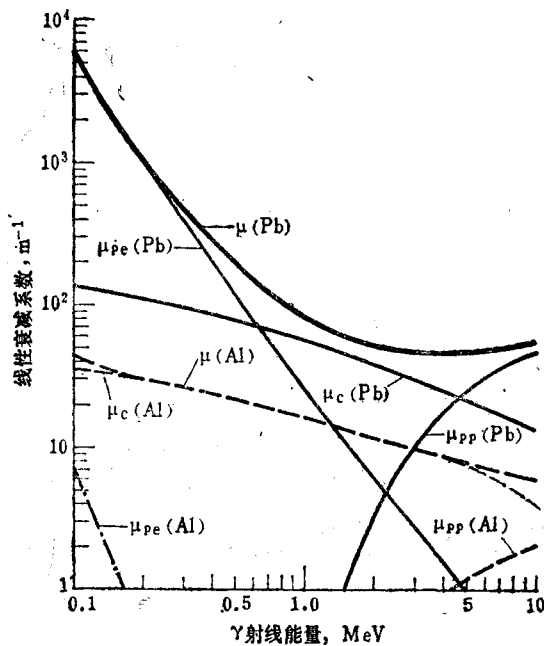


图2.10 铝和铅的线性衰减系数

2.65 表2.4中给出了水、混凝土(密度为 $2.35 \times 10^3 \text{kg/m}^3$)、铝、铁和铅在 γ 射线能量从0.5到10.0MeV范围内的线性衰减系数。^[3] 可以看到, 对各种吸收体衰减系数均随 γ 射线能量的增加而减小, 至少一直到能量大约为5MeV时都是如此。这意味着, 在此范围内能量越高, 要除去一定份额的辐射所需的物质厚度就越大。

例题2.4 用50mm ($5 \times 10^{-2}\text{m}$)厚的铅屏蔽来减弱从钴-60中发出的一个狭窄准直束中的 γ 射线光子(能量为1.17MeV和1.33MeV)。问初始辐射中有多少份额穿过铅?

解: 对于两种 γ 射线能量, 铅的线性衰减系数很不相同, 即1.17MeV时为 70m^{-1} , 而1.33MeV时则为 62m^{-1} 。所以必须分别考虑这两种辐射。

对于1.17MeV的光子, 应用方程(2.18)

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x} = e^{-(70)(5 \times 10^{-2})} = 0.030.$$

这就是1.17MeV的 γ 射线光子穿过屏蔽的份额。

对于1.33MeV的光子,

$$\frac{I}{I_0} = e^{-(6.2)(5 \times 10^{-2})} = 0.045.$$

尽管能量上的差别不大，穿透能力的差别却十分显著。

2.66 若将通常的（或线性的）衰减系数（ m^{-1} ）除以吸收体的密度 ρ （ kg/m^3 ），则其结果 μ/ρ （ m^2/kg ）就称为质量衰减系数。这一系数对于康普顿效应占统治地位的能区特别重要，这些能区对于最轻的元素是0.1到10MeV，对于中等质量数的元素是0.2到3 MeV。由于给定体积的物质中存在的电子数目与其质量大体上成正比，所以康普顿相互作用也近似地正比于其中的质量。因此，由图2.11可见，在上述能量范围内，质量衰减系数基本上与吸收物质的性质无关。

表2.4 以 m^{-1} 为单位*的线性衰减系数

能量 (MeV)	水	混凝土	铝	铁	铅
0.5	9.66	20.4	22.7	65.1	164
1.0	7.06	14.9	16.6	46.8	77.6
1.5	5.75	12.1	13.5	38.1	58.1
2.0	4.93	10.5	11.7	33.3	51.8
3.0	3.96	8.53	9.53	28.4	47.7
4.0	3.39	7.45	8.37	25.9	47.6
5.0	3.01	6.74	7.61	24.6	48.3
8.0	2.40	5.71	6.51	23.2	52.0
10.0	2.19	5.38	6.18	23.1	55.4

* 在采用国际单位制以前线性衰减系数以 cm^{-1} 为单位表示，表2.4中的值是过去数值的100倍。

2.67 在方程(2.19)*中的指数上先除再乘以 ρ ，其结果为

$$I_x = I_0 e^{-(\mu/\rho)(x\rho)}, \quad (2.20)$$

现在，指数中的第一个因子是质量衰减系数，第二个因子是吸收体的厚度（或面积）密度，后者与§2.38中一样，以 kg/m^2 表示。因此，当质量衰减系数对于不同的物质（近似地）为常数的时候，将辐射减弱到规定程度所需要的厚度密度也将大体上与吸收体的性质无关。换言之，吸收同样份额的某一能量 γ 辐射所需要的物质厚度大致与该物质的密度成反比。

2.68 虽然不可能像 α 粒子或 β 粒子那样对 γ 射线也规定一个射程，但还是可以粗略地比较一下各种辐射的穿透能力。由于1MeV的 γ 射线在水中的 μ 是 $7.06m^{-1}$ ，因而很容易由方程(2.19)得到，将未碰撞的辐射强度减弱到其初始值的1%约需要0.65m（26in）厚的水。1MeV的 β 粒子在水中的射程是3.9mm（0.16in），而1MeV的 α 粒子在水中的射程约为0.04mm（不到 $2 \times 10^{-3}in$ ）**。

2.69 已经指出，衰减系数决定未碰撞的 γ 射线光子的强度；就是说，康普顿散射光子被认为已从出射束中除去。然而，在大多数核工程的应用中情况并非如此，于是要求有一

* 原书误为(2.18)。——译者

** 原书误为 $2 \times 10^{-5}in$ 。——译者

种修正散射的方法。最常用的方法是，采用指数方程(2.19)，令其中的 μ 等于总衰减系数，例如表2.4中给出的那些值。然后，为了计及被散射回束中的光子，采用一个**积累因子**。积累因子的值取决于各种条件，例如光子的能量以及吸收体的性质和厚度。这些将在第十章中讨论屏蔽问题时进行更加充分的讨论。

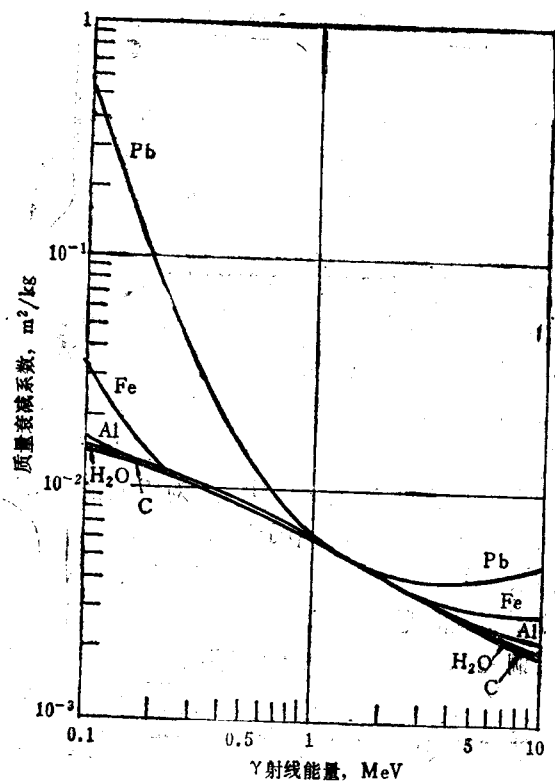


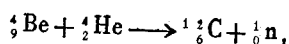
图2.11 不同物质的质量衰减系数

中子与物质的相互作用

中子的产生

2.70 在描述中子与原子核之间的某些反应之前，先简要地论述一下产生中子的方法。各种中子源不仅在实验中需要，在核反应堆的起动中也起重要作用。

2.71 使 α 粒子作用于某些轻元素（例如铍、硼或锂）很容易获得中子。这种反应可以表示为

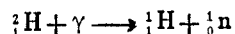


其中下角标给出原子序数或正电荷数，而上角标则是各自的质量数（§1.17）。另外，上式还可以写成简化形式 ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ ，表示一个 ${}^9\text{Be}$ 核（称为靶核）与一个入射 α 粒子相互作用，放出一个中子（n），留下一个 ${}^{12}\text{C}$ 核（称为反冲核）。

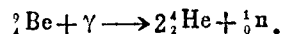
2.72 在实验室用的 (α, n) 源中，与铍相配的 α 粒子发射体有钋-210、镭-226、钷-239和镭-241。每秒每单位质量 α 发射体发射中子的速率近似地与发射体的半衰期成反比

(§ 2.16)。就此而论,钋-210优于其他 α 粒子发射体。另一方面,由于钋-210的半衰期短(138天),所以给定源的中子发射率将随时间很快下降。镭-226(半衰期1600年)中子源有很长的半衰期,但需要对 γ 射线屏蔽。镭-241具有433年的半衰期,并且仅仅发射少量的 γ 射线;所以对实验室用的(α , n)源而言,看来它是一种很理想的物质。在所有情况中,中子都具有较高的能量,且分布范围较广,例如从大约1MeV到10MeV或者更高。所以这种源叫做多能源。

2.73 中等能量(约2MeV)的 γ 射线作用于常被用作漫化剂(§ 1.58)的氘(即重氢)和铍的核,产生基本上是单能的中子。这两种反应是



和



它们被叫做(γ , n)反应,因为入射粒子是一个 γ 射线光子,而放出的是一个中子。基于(γ , n)反应的源叫做光激中子源。这种源的缺点在于操作时需要屏蔽 γ 辐射。(γ , n)反应只有当 γ 射线的能量至少等于中子在靶核中的结合能时才能发生。正是由于氘和铍中的结合能非常低(分别为2.2和1.6MeV),所以(γ , n)中子源中通常采用这两种物质。要从其他元素中获得中子,则要求 γ 射线能量达到5至8MeV。对于能量一定的光子,所获得的中子是单能的,其能量等于光子的能量与靶核内中子结合能之间的差值。

2.74 某些人造重核素,特别是那些具有偶原子序数和偶质量数的核素,以某种显著的速率进行自发裂变。与中子引发的裂变一样,这种裂变也伴随发射中子。因此,自发裂变核素可以作为中子源使用。镭-252(原子序数98)可用于这种目的,它主要通过发射 α 粒子发生衰变,但也进行一定程度(3.1%)的自发裂变。然而,镭-252的半衰期比较短(2.63年),这多少是个缺点。铀-238也进行自发裂变,但其速率太小,不能作为一种中子源使用。

中子反应: 吸收

2.75 中子同核的反应分成两大类,即散射和吸收。在散射反应中,最终结果仅仅是两个碰撞粒子之间的能量交换,中子在相互作用后仍然是自由的。而在吸收过程中,中子被核滞留然后形成新的粒子。如第一章所提到的,从核反应堆的角度看,最重要的吸收反应是辐射俘获和裂变。但还有几种不同类型的中子吸收反应也是令人感兴趣的,下面将加以描述。

2.76 在考虑吸收反应时,分别讨论慢中子反应和快中子反应较为方便。慢中子反应主要有四种,在靶核俘获中子后,它们分别可能:(1)发出 γ 辐射, (n , γ); (2)发射一个 α 粒子, (n , α); (3)发射一个质子, (n , p); (4)裂变, (n , f)。在这四种反应中,辐射俘获即(n , γ)过程是最常见的,因为许多元素都发生这种反应。慢中子的(n , α)和(n , p)反应仅限于几种质量数低的核素,而慢中子的裂变反应则局限于某几种质量数高的核素。

2.77 有理由相信,所有的吸收反应和非弹性散射反应以及某些弹性散射反应都是分两步进行的;第一步是靶核俘获中子形成一个复合核,这在 § 1.40 中已提到过。这个复合核可以是一种常见核素的核,也可以是一种不稳定(放射性)核;但不论何种情况,复合核一经

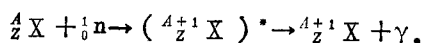
形成就立即处于一种高能(激发)状态。在极短时间内,这个受激复合核进行第二步反应,或者(1)放出一个粒子,例如一个中子(在散射反应中),一个质子或一个 α 粒子,或者(2)发射一个 γ 射线光子,也可能(3)破裂为两个大体上相当的部分,即裂变。

2.78 复合核的激发能来自给定核中因增加一个中子而产生的结合能,它大体上为5到8MeV (§1.27),被俘获中子的动能对此也有贡献,这种动能可以从快中子的几MeV直到热中子的几分之一eV (§1.39)。如果复合核的激发能超过结合得最弱的核粒子(或核子)的结合能,则有可能放出这个核粒子。这种能级称为复合核的虚态,以区别于束缚态,在束缚态中激发能不足以发射一个核子(如一个中子)。

2.79 当吸收了一个中子而形成复合核后,从能量上讲有可能接着发射一个中子,但这种情况并非肯定发生。其原因是,复合核的激发能很快地分散给几个组成核子,而单个中子能获得足够能量(约为5到8MeV)逃出复合核的机会,将取决于激发能的大小和分享这个能量的核子数的多少。如果激发能大,而分享它的核子数又少,则发射中子的概率就大。但当中子还没有获得足够能量从受激复合核中逃出时,最可能发生的反应通常是发射一个或几个 γ 射线光子以放出激发能。这种反应就是辐射俘获。在适当条件下,也能够从复合核的虚态中放出一个质子或 α 粒子,从而导致(n, p)反应或(n, α)反应。

辐射俘获反应

2.80 在辐射俘获或(n, γ)反应中,受激的复合核(用一个星号表示)以 γ 辐射(这种辐射称为俘获 γ 射线)的形式放出它的过剩能量,最后留下处于最低能态(或基态)的复合核。这一过程的符号表达式为



其中 ${}^A_Z X$ 是原子序数为Z、质量数为A的靶核。可以看到,辐射俘获反应的产物 ${}^A_{Z+1} X$ 是X的一种同位素,因为它具有同样的原子序数,但质量数大1。按照具体情况,核素 ${}^A_{Z+1} X$ 可以是也可以不是放射性的。如果它是放射性的,则它很可能是一种负 β 发射体,因为俘获一个中子后生成的核,对于给定原子序数的稳定性要求来说,其中子-质子比偏大。

2.81 从氢到铀,基本上所有的元素都程度不同地会发生辐射俘获反应。然而可以预料,具有幻数 (§1.29) 中子的核俘获中子的倾向很小,如 ${}^4_2\text{He}$, ${}^{28}_{14}\text{Zr}$ 和 ${}^{208}_{82}\text{Bi}$ 。两个重要的辐射俘获例子,即铀-238和钍-232的辐射俘获,已在§1.41及有关各节中描述过。此外,铀-235和钍-239的辐射俘获同裂变相竞争的问题(特别是对于中等能量和低能量的中子)也已经提到过。这种反应的其他例子将在适当的时候加以讨论。

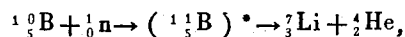
2.82 如§2.78中看到的,俘获中子后形成的复合核的激发能等于该中子的结合能加上它的动能。在辐射俘获中,这部分过剩能量通常由几个光子来发射;在少数情况中,例如在氢和碳-12中,所有过剩的能量以一个单一的光子放出。除了氢(结合能为2.2MeV)以外,俘获 γ 射线的总能量一般大约是5到8MeV。

α 粒子的发射

2.83 发射带正电荷粒子的慢中子反应,如发射 α 粒子的(n, α)反应或发射质子的(n, p)反应,是很少见的。其原因在于一个带正电荷的粒子要从核中释放出来,除了应具有从核内分离所需的能量以外,还必须具有足够的能量来克服静电势(或库仑势)。仅仅对

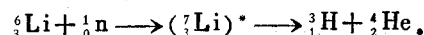
于少数几种低原子序数元素，由于核的静电斥力小，才有可能在俘获一个慢中子以后发射带电荷的粒子。

2.84 慢中子与锂-6（锂的低丰度天然同位素）以及与硼-10（硼的稀有稳定同位素）的相互作用导致发射 α 粒子。就目前来说，这两种反应都具有特殊重要性。与硼-10的（n, α ）反应可以写为



其中 ${}^4_2\text{He}$ 代表一个 α 粒子，即氦核，质量数为4，原子序数为2。在这种反应中产生的两个带电粒子具有较高的能量并以相反的方向发射，所以在它们穿过气体的路径上产生相当大的电离。这构成了一种慢中子探测和计数方法的基础（第五章）。由于硼-10对于慢中子的（n, α ）反应具有较高的概率，所以它同镉一样被用于反应堆的控制。

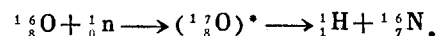
2.85 另一个容易由慢中子产生的（n, α ）过程就是慢中子同锂-6的反应，即



这里剩余（反冲）核是 ${}^3_1\text{H}$ ，它是具有负 β 活性、质量数为3的氢同位素，叫做氚。由于它可以用于释放核能的聚变反应中，所以这种同位素具有特殊的意义。

快中子反应

2.86 快中子同原子核的反应，除了散射和裂变以外，没有几种对核反应堆的研究是重要的。虽然已知有许多这样的快中子反应存在，但它们发生的概率通常很小，因而对反应堆的运行几乎不产生影响。不过应该提一下其中的一种过程，这就是快中子同氧-16的（n, p）反应，即



其产物是氮-16，它具有半衰期为7秒的 β 活性，此外还发射高能（约6MeV） γ 射线。这种过程发生在以空气或水为冷却剂的反应堆中，因为这两种物质中都含有氧。即使大多数的裂变由热中子产生，裂变中释放的大量快中子总是存在的。这些快中子同氧-16核相互作用而产生高度放射性的氮-16，虽然其寿命并不长。氮-16的衰变产物就是普通的氧-16。

2.87 假如能得到足够的能量，则俘获中子后形成的受激复合核放出带电粒子的可能性要比发出辐射的可能性更大。所以核与1MeV以上的快中子之间的（n, α ）反应和（n, p）反应往往比（n, γ ）反应更容易发生。如果使用能量足够高的中子，则复合核可能放出两个或更多的中子或质子。对于大约10MeV的入射中子，已经观测到了（n, 2n）和（n, np）这样的反应，如果能量更高，则（n, 3n），（n, 2np）这类过程也是可能发生的。

非弹性散射

2.88 当一个快中子经受非弹性散射时（§1.38），它首先被靶（散射）核俘获而形成处于激发（虚）态的复合核；然后放出一个动能较低的中子，使靶核留在激发（束缚）态（图2.12）。换句话说，在非弹性散射碰撞中，中子的部分（或全部）动能转变为靶核的激发（内）能。这部分过剩能量随后以一个或几个 γ 辐射光子的形式放出，叫做非弹性散射 γ 射线。这些 γ 射线的总能量等于靶核激发态的过剩能量。

2.89 令 E_1 为中子和靶核在碰撞之前的总动能，而 E_2 为碰撞以后的动能；于是，如果 E_γ 是以 γ 辐射形式发射的总能量，则有

$$E_1 = E_2 + E_\gamma$$

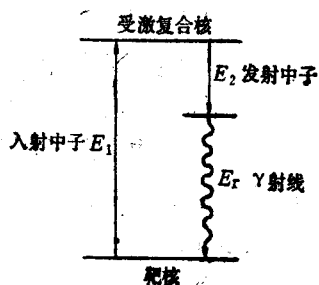


图2.12 非弹性散射中的能量跃迁

很明显，在非弹性散射中动能是不守恒的。然而动量还是守恒的，所以，如果 E_γ 已知，则可以解出这一力学过程。但对目前的用途说，这不是必要的。重要的是应该注意到，要发生非弹性散射， E_r 必须至少等于 E_γ 。由于一般来说，靶核的动能与中子的动能相比可以忽略，所以在非弹性碰撞中，中子的初始能量必须超过靶核的最小激发能。

2.90 对于中等质量数和质量数高的元素来说，最小的激发能，即靶核最低激发态高于基态的能量，通常从0.1左右到1MeV (§2.24)。所以，只有能量超过这个数值的中子才能引起核激发，从而产生非弹性散射。随着核的质量数减小，激发能一般有增加的趋势，所以中子要进行非弹性散射必须具有更高的能量。例如，在氧中进行这种散射的阈能大约是6 MeV，而在氢中这种过程完全不可能发生。幻核是上述一般规律的例外；它们中的重核，例如铅(82个质子)和铋(126个中子)，在非弹性散射方面的行为类似于轻核。

2.91 对于原子序数低的元素来说，即使是第一(最低)激发态的激发能也很大。所以非弹性散射 γ 射线的总能量也很大，例如几个MeV。然而对于中等质量数和质量数高的元素，这种能量比较低，通常在0.1到1MeV范围内。如上一节所述，幻核在这方面是例外。

2.92 如果散射原子(或核)不是自由的，而是被束缚在分子或固体中，则对于低能量(一般在几个eV以下)中子，可以发生另一种非弹性散射。这种散射系统的内能具有离散量子态，它同分子(或固体)中的原子振动以及分子的整体旋转有关。振动和旋转在多原子的气体和液体中都能发生，但在固体中只有振动才是重要的。

2.93 在低能中子与被束缚原子的散射碰撞中，可以损失或获得同振动与旋转状态的改变对应的内能。所以这种碰撞可以称作非弹性散射。被散射中子的能量可以大于或小于碰撞之前的能量。在这种低能型的非弹性散射中并不形成复合核。然而，对于几个eV以上的中子能量，传递给散射原子的能量足以使它成为自由原子或者类似于自由原子。在这种情况下，不会发生振动和旋转能量跟着变化的非弹性散射。

弹性散射

2.94 上面已经看到，中子的非弹性散射局限在一定的(高的或低的)能量区域中，但在弹性散射碰撞中，中子和靶核之间的能量交换没有什么限制。因此，弹性散射对于各种核(自由的或束缚的)和各种能量的中子都可能发生。在弹性散射中，散射系统的内能不变，并且动能守恒。这就是说，中子和散射体的总动能在碰撞中保持不变。如果中子的动能超过散射核的动能，则中子的一部分动能传递给散射核，反之亦然。

2.95 中子同核的弹性碰撞有两种型式。核反应堆系统中主要感兴趣的那种叫做**势散射**；对于低质量数的核，发生势散射的中子能量可高至几MeV。这种散射不形成复合核，散射是由于中子逼近核时受到短程力的作用而引起的。在另一种弹性散射(称为**共振散射**或**复合核散射**)中，散射核吸收中子而形成复合核；然后复合核放出一个中子，留下一个处于基态但通常具有不同(更大)动能的靶核。在目前感兴趣的情况下，一般可以将弹性散射作

为“弹球”型碰撞来处理。这样就可以根据动能和动量守恒原理，用熟知的经典力学定律来分析碰撞行为（第三章）。

2.96 经过足够次数的散射碰撞后，中子的速度被降低到其动能近似等于散射介质中原子（或分子）平均动能的程度。这个能量取决于介质的温度，因而它被叫做热能（§1.39）。所以热中子就是同它所处介质内的原子（或分子）达到热平衡的那些中子。某个特定热中子在同周围介质的核发生任何一次碰撞中都可能获得或者损失能量。但是，如果考虑大量热中子，在非吸收介质中的扩散问题，则全部中子的总能量不发生净变化。

麦克斯韦-玻尔兹曼分布

2.97 如果大量中子进入一个无限非吸收散射介质，即中子既不从中逸出也不由于吸收而损失，则将达到一种热平衡状态。在这种状态中，中子在同散射核的一次碰撞中获得或损失能量的概率是相等的。于是中子的动能可以用麦克斯韦-玻尔兹曼分布（通常称为“麦克斯韦”分布）来表示。严格地讲，只有当散射核能自由运动而不是被束缚着的时候才能够达到这样一种分布。下面即将看到，在一个实际的反应堆系统中，这个要求以及其他条件是难于满足的；尽管如此，作为初步近似，仍然可以假定中子被热化到按麦克斯韦分布的程度。

2.98 麦克斯韦-玻耳兹曼分布规律可以由气体动力学理论或者用统计力学方法导出。对于当前的用途说，在绝对（开尔文）温度 T 时，处于热平衡的中子按动能的分布可以表示为

$$\frac{dn}{n} = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-E/kT} E^{1/2} dE, \quad (2.21)$$

其中 dn 是能量从 E 到 $E+dE$ 的中子数目， n 是系统内中子的总数， k 是玻尔兹曼常数。若令 $n(E)$ 表示每单位能量间隔内能量为 E 的中子数目，则方程可以写成稍稍不同的形式。这时 $n(E)dE$ 就是能量从 E 到 $E+dE$ 的中子数目，它相当于方程(2.21)中的 dn 。因此，方程(2.21)可以写为

$$\frac{n(E)}{n} = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-E/kT} E^{1/2}, \quad (2.22)$$

这里左边表示能量 E 处单位能量间隔内中子所占的份额。在某一个给定温度下对于不同 E 值可以计算出方程(2.22)右边的数值，这样得到的麦克斯韦分布曲线示于图2.13中，它表示 $n(E)/n$ 随中子动能 E 的变化。

2.99 由图2.13看到，虽然热中子中有一些能量很小，而另一些能量又很大，但相当大部分的热中子处在一个比较窄的能量范围内。习惯上对于特定的绝对温度 T ，可用 kT 表示热中子的能量。这实际上是 $n(E)$ 和 $v(E)$ 乘积的最可几值所对应的动能，其中 $v(E)$ 是与动能 E 相应的中子速度。马上就要看到（§2.118），量 nv 被称为中子通量。所以 kT 虽然通常被称为“热中子能量”，但它实际上是对应于温度 T 时热中子通量的最可几能量。玻耳兹曼常数 k 是 $1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ，即 $8.62 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$ ，其中 K 是热力学（绝对）温度单位。因此，所谓的热中子能量（ E_{kT} ）为

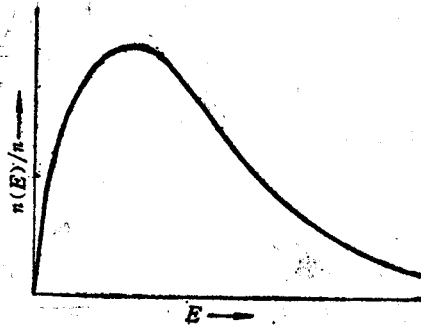


图2.13 麦克斯韦-玻耳兹曼能量分布

$$E_{kT} = 1.38 \times 10^{-14} T \text{ J}$$

$$= 8.62 \times 10^{-5} T \text{ eV},$$

其中 T 是散射介质的热力学温度(273+°C)。

2.100 一个中子的动能等于 $\frac{1}{2}mv^2$, 假定中子速度与光速相比很小, 则 m 可以取它的静止质量, v 是它的速度 (§1.24)。中子的 m 值是 $1.674 \times 10^{-27} \text{ kg}$, 所以动能是 $0.837 \times 10^{-27} v^2 \text{ J}$ (或 $5.22 \times 10^{-9} v^2 \text{ eV}$), 其中 v 以 m/s 为单位; 因而, 中子动能与其速度之间的普遍关系由下式给出:

$$v = 1.38 \times 10^4 \sqrt{E} \text{ m/s}$$

其中 E 是以 eV 为单位的能量。若将这个结果同§2.99中给出的 E_{kT} 的表达式结合起来, 则有

$$v_{kT} = 1.28 \times 10^2 \sqrt{T} \text{ m/s},$$

这里 v_{kT} 是温度 T 时热中子(具有能量 kT)的速度。表2.5中给出了几种温度下热中子的能量(以 eV 为单位)和速度(以 m/s 为单位)值。

表2.5 热中子的能量和速度

温 度 (°C)	度 (K)	能 量 (eV)	速 度 (m/s)
20	293	0.0253	2200
200	473	0.0408	2800
400	673	0.0580	3330
600	873	0.0753	3800
800	1073	0.0925	4200

对于麦克斯韦分布的偏离

2.101 在反应堆系统中, 有几种因素妨碍中子完全热化并达到麦克斯韦分布。首先, 高能裂变中子在不断地产生和慢化, 后一过程主要是由于同慢化剂核发生弹性碰撞而引起的。结果, 较高能量中子的份额大于麦克斯韦分布的要求值。根据理论分析 (§3.94), 某种特定能量中子的数目与其能量成反比; 就是说, 较高能区内中子按能量的分布满足 $1/E$ 规律, 如图2.14中右边所示的那样。然而在较低能量处, 即在热中子区, 则接近于麦克斯韦分布; 接近的地步主要取决于低能中子的吸收程度。热中子区过渡到服从 $1/E$ 分布的能区。在轻水反应堆计算中, 经常人为假定这两个能区在中子能量为 0.625 eV 处相连接。

2.102 热中子区中偏离于麦克斯韦分布的主要原因是, 中子在能够达到与周围介质的平衡之前其低能部分就被优先地吸收掉。* 结果, 剩下中子的平均能量就大于没有吸收时中子的平均能量。因此对某些情况, 热中子区内的实际分布与稍高于介质(即慢化剂)温度下

* 中子吸收概率(或截面)通常总是与中子的速度成反比 (§2.137)。

的麦克斯韦分布很接近(图2.14)。由吸收引起的中子能量向较高值的移动称为中子分布(或中子谱)的吸收硬化。在一个有限尺寸系统内,例如在反应堆中,也有一些中子逃出系统而损失,不过在热中子区内,能量较高中子的逃逸倾向比能量较低中子更为显著。因此,中子的逃逸将降低平均热能,从而部分地补偿了吸收硬化;然而在大多数情况中这种效应并不显著。

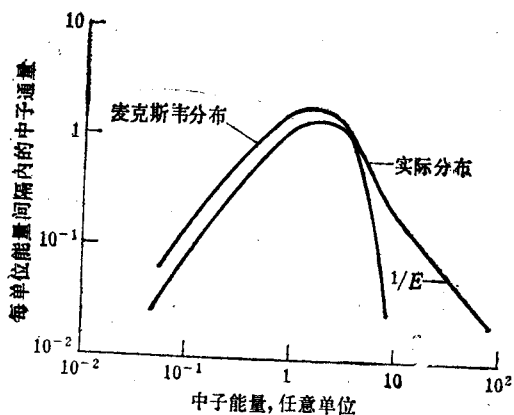


图2.14 实际的和理论的
(麦克斯韦)中子能量分布

2.104 只有当散射核完全自由即不受束缚的时候才能应用理想的麦克斯韦分布;然而在通常的液体和固体慢化剂中,原子若不是被束缚在分子中(例如水),就是被束缚在晶格中(例如石墨)。因此,除了已经考虑过的因素以外,中子能谱(特别是低能部分)还可能受慢化剂中分子的振动和旋转能态的影响。在晶状固体中可能出现干涉(衍射)效应,它影响很低能量处的分布。这些问题将在后面加以讨论(§2.154及其后有关各节)。

中子相互作用引起的结构变化

2.105 快中子和热中子同物质的相互作用都会引起靶物质的物理性质和力学性质的重要变化。这些效应将在第七章中作比较详细的描述,但更重要的是要认识到这种相互作用过程是与本章前述某些中子反应(例如散射和俘获)同时发生的。高能中子如果进入诸如金属或离子化合物的晶格中,就有一定的概率被晶格核散射。参与这种碰撞的靶原子(或离子)通常将离开它在晶格中的正常(稳定)位置从而留下一个空位。然后被散射的中子可以继续与其他的核发生碰撞,并且产生更多的离位原子。如果后者不容易回到正常位置,则它们可能占据一个稳定性较差的中间位置,叫做间隙位置。这样,中子碰撞的结果便在固体中形成或多或少持久性的缺陷。将一个原子从它在金属晶格中的正常位置移开仅需要大约 25eV (4eJ)的能量;因而 1MeV (0.16pJ)的中子可能产生许多缺陷。如果缺陷数量足够多,则物质的性质可能发生显著的变化。

2.106 除了所描述的快中子效应以外,(n, γ)核反应中热中子的俘获也会使某些物质产生重要的变化。由于在这些反应中动量必须守恒,所以 γ 射线光子的发射必定伴随剩余核的反冲。这种反冲能量可以大到数百电子伏,从而足以产生显著数量的原子离位。这种效应在热中子俘获概率或者说俘获截面(§2.108)大的物质中很重要。

2.103 过去,对于有吸收剂存在时的中子能量分布曾用有效“中子温度” T_e 下的麦克斯韦分布来描述,有效中子温度 T_e 高于实际的慢化剂温度 T_m 。于是, $(T_e - T_m)/T_m$ 为吸收硬化的程度提供了一种量度。不过这种方法目前很少用于反应堆的计算中,因为即使应用经验有效中子温度下的麦克斯韦分布也不能很好地表述热中子谱。所以,一般的做法是根据假定的散射模型通过计算来确定热中子分布⁽⁴⁾。许多计算机程序可用于进行这些计算。

2.107 晶体有机物和非晶体物质（例如塑料）的辐射效应的机理与此不同，其中主要是化学（共价）键的断裂。这种断裂的阈能也在25eV量级，所以快中子和热中子都能分别通过散射和俘获过程产生物理变化。

中子反应的截面

截面的意义

2.108 中子与原子核的相互作用可以用截面的概念加以定量描述。如果某种物质受到中子的作用，则发生特定核反应的速率取决于中子的数目和速度以及这种物质中核的数目和性质。对于任一特定反应的靶核截面是这种中子-核相互作用概率的一种量度，它是核和入射中子能量的一种特性。

2.109 假设有一束均匀而且平行的单能中子，强度为每平方米 I 个中子，在给定时间内垂直射到厚度为 δx 的一薄层靶物质上，后者每立方米内含有 N 个原子（或核），因而每平方米上有 $N\delta x$ 个靶核。令 C 是每平方米上发生单种过程（例如中子俘获）的次数。于是在给定中子能量下某种反应的核截面 σ 可定义为每个靶核每个入射中子发生该种过程的平均次数；因此，

$$\sigma = \frac{C}{(N\delta x)I} \text{ m}^2 \quad (2.23)$$

由于核截面常常为每个核 10^{-28} 到 10^{-30} m^2 的量级，所以习惯上以每个核 10^{-28} m^2 为单位表示核截面，这个单位叫做靶（缩写为字母b）。比如， 2.7×10^{-28} （或 0.27×10^{-28} ） m^2 的核截面可写成0.27b。

2.110 将方程（2.23）重新排列成下列形式可以看出截面的意义：

$$(N\delta x)\sigma = \frac{C}{I}. \quad (2.24)$$

如果打到靶上的每个中子都参加了反应，则 I 就等于参加反应的核数；因而方程（2.24）的右边表示入射中子中真正与靶核发生反应的份额。这样 $(N\delta x)\sigma$ 可以看作是能够进行给定反应的表面积份额；这就是说，在 1m^2 的靶表面中，只有 $(N\delta x)\sigma$ m^2 才有效。由于 1m^2 的表面上含有 $N\delta x$ 个核，所以量 σ m^2 就是每个单核发生某种反应的有效面积。正是由于 σ 具有这种含义，才导致使用“截面”这个术语。

宏观截面

2.111 单个核对于某种特定过程的截面 σ 常被称为微观截面。由于每立方米的靶物质中含有 N 个核，所以量 $N\sigma$ 等于每立方米内核的总截面；它称为该物质对于这种过程的宏观截面。若用 Σ 表示宏观截面，则它被定义为

$$\Sigma = N\sigma \text{ m}^{-1} \quad (2.25)$$

它具有长度倒数的量纲。

2.112 如果靶物质是一种原子量为 A （按常规标度）的元素，则1摩尔这种物质具有

$10^{-3}A$ kg的质量, 并含有阿伏加德罗数 N_A (即 6.02×10^{23}) 个原子。若该元素的常规 (或质量) 密度为 ρ kg/m³, 则其原子数密度, 即每立方米中的原子 (或核) 数, 由下式给出:

$$N = \frac{10^3 \rho N_A}{A} \text{ 原子数/m}^3. \quad (2.26)$$

因此, 从方程 (2.25) 得

$$\Sigma = \frac{10^3 \rho N_A}{A} \sigma \text{ m}^{-1}. \quad (2.27)$$

2.113 对于分子量为 M 和密度为 ρ kg/m³的化合物, 每立方米中第 i 种原子的数目 N_i 由方程 (2.26) 的修正形式给出, 即

$$N_i = \frac{10^3 \rho N_A}{M} \nu_i, \quad (2.28)$$

其中 ν_i 是每个化合物分子中第 i 种原子的数目。于是给定物质中该元素的宏观截面为

$$\Sigma_i = N_i \sigma_i = \frac{10^3 \rho N_A}{M} \nu_i \sigma_i, \quad (2.29)$$

其中 σ_i 是相应的微观截面。这种化合物的宏观截面可以表示成

$$\begin{aligned} \Sigma &= N_1 \sigma_1 + N_2 \sigma_2 + \dots + N_i \sigma_i + \dots \\ &= \frac{10^3 \rho N_A}{M} (\nu_1 \sigma_1 + \nu_2 \sigma_2 + \dots + \nu_i \sigma_i + \dots). \end{aligned} \quad (2.30)$$

例题2.5 氢俘获热中子的微观截面是 0.33b , 而氧是 $2 \times 10^{-4}\text{b}$ 。试计算水分子俘获热中子的宏观截面。

解: 水的分子量是 18 , 而密度 ρ 为 $1.0 \times 10^3 \text{kg/m}^3$; 每个水分子中含有 2 个氢原子和 1 个氧原子。所以由方程 (2.30) 并记住阿伏加德罗数 N_A 为 6.02×10^{23} 和 1b 等于 10^{-28}m^2 ,

$$\begin{aligned} \Sigma_{\text{H}_2\text{O}} &= \frac{(10^3)(10^3)N_A}{18} (2\sigma_{\text{H}} + \sigma_{\text{O}}) \\ &= \frac{6.02 \times 10^{29}}{18} \left[(2)(0.33) + 2 \times 10^{-4} \right] \left[10^{-28} \right] \\ &= 2.2 \text{ m}^{-1}. \end{aligned}$$

2.114 对于由几种元素或化合物 (或两者都有) 组成的混合物, 其中包含若干种不同的核素, 其宏观截面由下式给出:

$$\Sigma = N_1 \sigma_1 + N_2 \sigma_2 + \dots + N_i \sigma_i + \dots, \quad (2.31)$$

其中 N_1, N_2, \dots 的值取决于混合物的组成, 同时也取决于各种成分的原子 (或分子) 量和密度。在确定混合物中的宏观截面时, 必须区别所谓均匀系统与非均匀系统; 在均匀系统中, 各种成分均匀地混合或溶解在一起; 而在非均匀系统中, 一种或几种成分以块状形式 (例如块、棒、板等) 分布在其他成分中。在前一种情况中, N 值是整个混合物中每单位体积的核数, 而在后一种情况中, N 值要根据所考虑的特定物质的体积计算。因此在非均匀系统中, 每种成分的宏观截面与它不在混合物内时的值是相同的。

例题2.6 若不考虑铀-234, 可以认为天然铀是由重量百分数为99.28的铀-238(吸收截面2.70b)和0.72的铀-235(吸收截面681b)所组成的一种均匀混合物。天然铀金属的密度为 $19.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 。试确定这种物质的总的宏观和微观吸收截面。

解: 这种金属每立方米内含有 $(19.0 \times 10^3)(0.9928)$ kg 的 ^{238}U 和 $(19.0 \times 10^3)(0.0072)$ kg 的 ^{235}U ; 因而,

$$N_{238} = \frac{(10^3)(19.0 \times 10^3)(0.9928)(6.02 \times 10^{23})}{238}$$

$$= 4.77 \times 10^{28} \text{ 核数/m}^3$$

和

$$N_{235} = 3.50 \times 10^{26} \text{ 核数/m}^3.$$

所以,

$$\begin{aligned} \Sigma(\text{天然铀}) &= N_{238}\sigma_{238} + N_{235}\sigma_{235} \\ &= (4.77 \times 10^{28})(2.70 \times 10^{-28}) \\ &\quad + (3.50 \times 10^{26})(681 \times 10^{-28}) \\ &= 36.7 \text{ m}^{-1}. \end{aligned}$$

这就是所要求的宏观吸收截面。微观吸收截面由下式给出:

$$\begin{aligned} \sigma(\text{天然铀}) &= \frac{\Sigma(\text{天然铀})}{N_{238} + N_{235}} = \frac{36.7}{4.80 \times 10^{28}} \\ &= 7.64 \times 10^{-28} \text{ m}^2 = 7.64 \text{ b}, \end{aligned}$$

由于天然铀的同位素成分总会有微小波动, 所以这个值通常四舍五入到7.6b。

用透射法测定截面

2.115 测量中子束穿过有限厚靶物质平板的衰减, 构成了由实验确定截面的透射法的基础。假设有一束准直中子垂直投射到具有一定厚度的物质的某一面积上(图2.15)。考虑物质中平行于表面而厚度为 dx 的一个薄层; 于是由以上的讨论得到, $N\sigma dx$ 是投射在这一薄层上的中子发生反应的份额。可以令它等于 $-dI/I$, 其中 $-dI$ 是中子穿过 dx 厚的靶物质后每单位面积上的减少量。因而,

$$-\frac{dI}{I} = N\sigma dx,$$

对于物质的整个厚度 x 积分得

$$\begin{aligned} I_x &= I_0 e^{-N\sigma x} \\ &= I_0 e^{-\Sigma x}, \end{aligned} \quad (2.32)$$

其中 I_0 是投射到某一面积上的入射中子数, 而 I_x 是同一面积上能够穿过 x 米物质的中子数。

2.116 用透射法测量截面的实验布置中, 包含有一个中子源和一个探测器, 在它们中间放置一块所要研究的材料板。借助于一个适当的准直屏蔽, 使透射到探测器的中子束限制

• 比较方程(2.18)和(2.32)看到, γ 射线的线性衰减系数(μ)相当于宏观截面。事实上, μ/N 常被称为 γ 射线衰减的(微观)截面。

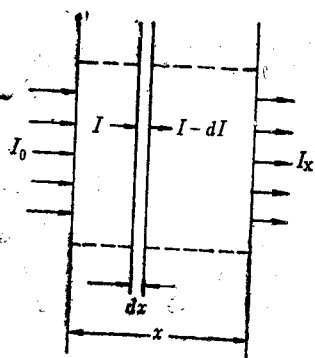


图2.15 准直中子束在穿透平板过程中的衰减中给出测定特定反应截面的方法。

在一个比较小的立体角内。屏蔽的目的是尽可能地防止那些在物质中已被散射过的中子到达探测器。只有那些成功地到达探测器的中子才是既没有在被研究的物质中发生过散射也没有被吸收掉的中子。所以用这种方法测定的截面是总截面。当材料板被撤走以后，在探测器中观测到的中子强度与 I_0 成比例，而 I_x 则是在同一个源和探测器之间插入材料板以后的相应值。用方程(2.32)来测定截面，不必求得 I_0 与 I_x 的绝对值，仅仅需要用上述方法求得它们的比值。 $\S 2.11^9$

中子的反应率

2.117 考虑一束单能中子，其中子密度即每立方米的中子数为 n ；若 v m/s 是中子速度，于是 nv 就是每秒钟投射在1平方米靶材料上的中子数。由于 σ m^2 是每个单核对于给定中子能量发生某种反应（或多种反应）的有效面积（ $\S 2.110$ ），所以 Σ 是每立方米靶中所有核的有效面积（以 m^{-1} 为单位）。因而，其乘积 Σnv 给出每秒每立方米靶材料中（中子与核）相互作用的次数；这样，

$$\text{中子相互作用率} = \Sigma nv \text{ 相互作用数}/m^3 \cdot s. \quad (2.33)$$

2.118 这是一个很重要的结果，因为它给出每秒钟每立方米材料（宏观截面是 Σ ）内发生任何一种相互作用（或多种相互作用）的中子数。常常用中子通量代替中子密度将上述结果写成稍微不同的形式。中子通量定义为中子密度和中子速度的乘积，即

$$\phi = nv.$$

可以看出它以 $n/m^2 \cdot s$ 为单位*。它等于 $1m^3$ 中的所有中子在 $1s$ 内飞行的总距离（以 m 为单位），所以它有时称为径迹长度。用 ϕ 代替方程(2.33)中的 nv ，就有

$$\text{中子相互作用率} = \Sigma \phi \text{ 相互作用数}/m^3 \cdot s, \quad (2.34)$$

这是后面许多章节中经常用到的一个结果。

用活化法测定截面

2.119 用于测定某些俘获截面的活化法为方程(2.34)的应用提供了一个实例。这种方法特别适用于一种稳定（非放射性）核素俘获中子后形成一种吸收截面较低的放射性产物的情况。如果以 A 代表这种产物，则当靶材料受恒定中子通量照射时，它的数密度 A （以核数/ m^3 为单位）随时间而增加的速率由下式给出：

$$\frac{dA}{dt} = \Sigma \phi - \lambda A,$$

其中右边第一项表示由于中子俘获而形成 A 的速率，而第二项则是它的放射性衰变率， λ 是 A 的衰变常数。若将该表达式的两边同时乘以 $e^{\lambda t}$ ，则重新排列后得

$$d(Ae^{\lambda t}) = \Sigma \phi e^{\lambda t} dt,$$

这里 t 是实验（靶）材料受中子照射的时间（或辐照时间）。由于 $t=0$ 时，即辐照开始的时

* 在单位中，本书译文用 n 表示中子数。——译者

候，活度 A 为零*，所以积分后得

$$A(t) = \frac{\Sigma\phi}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}), \quad (2.35)$$

其中左边是每立方米材料在 t 时刻的活度（或粒子发射率）。现在若将活化材料从 中子通量场中撤出，则它将以通常的指数方式衰减，从撤出后起算的任一时刻 t' 的活度 $A(t, t')$ 可表示为

$$A(t, t') = A(t)e^{-\lambda t'}, \quad (2.36)$$

其中 $A(t)$ 由方程(2.35)给出。

2.120 用测定 β 粒子发射率的仪器可以测量出对应于不同辐照时间 t 和后继衰变时间 t' 的活度 $A(t, t')$ 。这样 $A(t)$ 和 λ 都可以从方程(2.36)中计算出来。如果中子通量 ϕ 为已知，则可以从方程(2.35)中求得实验材料的宏观截面。这种（活化）截面是导致形成放射性核素 A 的特定过程的截面，因为所测的是放射性核素 A 的活度。如果使用活化截面为已知的材料，则可以用上述方法确定中子通量。这样测得的通量不一定是总通量，而是与截面对应的那部分中子通量。

2.121 应用活化法时，将中子吸收体薄片在通量中照射足够长的时间，从而可以认为已经达到稳定状态。使用薄的箔片是为了使中子通量不受到显著的扰动，并使通量均匀地分布于吸收体中。这种材料应该对于所要研究的中子具有较高的活化截面，使被测的活度足够大，测量的精确度高。此外，放射性产物的衰变率也不应太大，即半衰期不应太短，否则从中子通量中撤出后衰减太快。适合于用箔片活化技术测定中子通量的材料有镭、金、银、锰和铯。

2.122 方程(2.35)中的量 $(1 - e^{-\lambda t})$ 随着辐照时间的增加而趋近于1，即当 $t \rightarrow \infty$ 时， $1 - e^{-\lambda t} \rightarrow 1$ 。因此在足够时间后，核素 A 的活度 $A(t)$ 将接近极限值 A （饱和），它等于 $\Sigma\phi/\lambda$ ；这个极限值叫做在某种特定中子通量照射下放射性核素 A 的饱和活度。在饱和状态下，由于中子俘获而形成 A 的速率 $\Sigma\phi$ 等于 A 的衰变率 λA （饱和）。因此，任一时刻 t 的 $A(t)$ 与饱和活度之比为

$$\frac{A(t)}{A(\text{饱和})} = 1 - e^{-\lambda t} = 1 - \exp[-0.693(t/t_{1/2})],$$

其中 $t_{1/2}$ （ $=0.693/\lambda$ ）是核素 A 的半衰期。根据这个结果推断，在用中子照射了七个半衰期以后，即当 $t/t_{1/2} = 7$ 时，可以达到饱和活度的99.2%。

平均自由程

2.123 确定中子反应率的另一种方式是考虑平均自由程 λ ，**即一个中子在经受某种相互作用之前所飞行的平均总（标量）距离。由于速度 v 是一个中子每秒飞过的距离，所以每秒相互作用的平均次数为 v/λ 。这样，对于每立方米中含有 n 个中子的中子束，每立方米每秒的相互作用数就等于 nv/λ ，即

$$\text{相互作用率} = \frac{nv}{\lambda} \quad \text{相互作用}/\text{m}^3 \cdot \text{s}. \quad (2.37)$$

比较方程(2.34)与(2.37)得

- 原文此处及以下几节中将放射性核的“数密度”和“活度”混用，因不影响一般结论，译文未作更正。——译者
- 请注意平均自由程的惯用符号 λ 恰巧与前节中所用的放射性衰变常数的符号相同。

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma}, \quad (2.38)$$

所以, 某种特定反应的中子平均自由程等于这种反应的宏观截面的倒数。如果 Σ 以 m^{-1} 表示, 则 λ 将以 m 表示。

2.124 按照方程 (2.38), 用 $1/\lambda$ 代替 Σ 以后, 表示单能中子束穿过靶材料后发生衰减的方程 (2.32) 可以写成另一种形式; 其结果是

$$I_x = I_0 e^{-x/\lambda}. \quad (2.39)$$

如果材料的厚度 x 等于 λ , 则 $I_x/I_0 = 1/e$ 。所以在穿越厚度为 λ 的靶材料以后, 入射中子只有 $1/e$ 份额没有参与所考虑的那种特定过程。如果 λ 是对于所有各种相互作用的平均自由程, 则在穿过这么厚的吸收体以后, 中子束的强度将减弱到其初始值的 $1/e$ 。

2.125 当中子与给定的靶核可能发生几种不同的相互作用过程时, 如 (n, γ) , (n, α) , (n, f) , 非弹性散射和弹性散射, 则对于每一种过程都有一个确定的截面和平均自由程。上面推导的诸方程对于各种截面都是通用的, 可应用于任何一种由中子 (或其他粒子) 参加的反应。

多能中子系统

2.126 为简化起见, 上面的推导中曾假定所有的中子都具有同样的速度 (或能量)。由于各种截面 (特别是中子吸收截面) 都与能量密切相关, 所以对于各种中子能量就有不同的截面数值。这样, 对于多能中子束, 方程 (2.32) 就变得比较复杂。如果可以将初始中子束分成若干确定的能群 (以下角标 1, 2, 3, … 表示), 则初始强度 I_0 可由下式给出:

$$I_0 = I_{01} + I_{02} + \dots + I_{0i} + \dots,$$

这样对于第 i 群,

$$I_{xi} = I_{0i} e^{-N\sigma_i x},$$

所以

$$I_x = \sum_i I_{xi} = \sum_i I_{0i} e^{-N\sigma_i x}, \quad (2.40)$$

其中 Σ 表示对所有的 i 值求和。在极限情况下, 即在中子能量连续分布时, 方程 (2.40) 中的求和将由对整个能量范围的积分所代替。

2.127 在推导这个结果的过程中隐含着这样的假定: 中子在穿过厚度为 x 的介质时其速度 (或能量) 不发生明显的变化, 事实上在推导方程 (2.32) 时也是这样假定的, 所以截面保持不变。这个条件特别适用于热中子, 而且由于这时具有十分确定的 (麦克斯韦) 能量分布, 所以有可能推导出一个平均截面, 这一点下面就可以看到。在这种情况下, 方程 (2.40) 可以大为简化。

2.128 如果在多能中子系统中 $n(E)$ 是能量 E 处单位能量间隔内的中子密度, 则如 § 2.97 中看到的, $n(E) dE$ 是能量在 E 到 $E+dE$ 范围内的中子数。若 $v(E)$ 是能量为 E 的中子的速度, 则所有能量的中子总通量为

$$\phi = \int_0^\infty n(E) v(E) dE = \int_0^\infty \phi(E) dE \quad \text{n/m}^2 \cdot \text{s}, \quad (2.41)$$

这里积分限从零到无限只是一种形式, 其意义为对整个中子能量范围进行积分。于是多能中子系统的相互作用率可以根据方程 (2.34) 表示为

• 长度等于 λ 的距离有时称为这种核辐射的“张弛长度” (见 § 10.84)。

$$\text{中子相互作用率} = \int_0^{\infty} \Sigma(E)\phi(E)dE \quad \text{相互作用数}/\text{m}^3 \cdot \text{s}, \quad (2.42)$$

其中 $\Sigma(E)$ 是能量为 E 的中子发生该种过程的宏观截面。

2.129 对于给定的系统，可以定义一个平均宏观截面 $\bar{\Sigma}$ ，使得

$$\text{中子相互作用率} = \bar{\Sigma} \phi \quad \text{相互作用数}/\text{m}^3 \cdot \text{s}, \quad (2.43)$$

其中 ϕ 是中子总通量。将方程(2.41)，(2.42)和(2.43)结合起来，就有

$$\bar{\Sigma} = \frac{\int_0^{\infty} \Sigma(E)\phi(E)dE}{\int_0^{\infty} \phi(E)dE} \quad \text{m}^{-1}. \quad (2.44)$$

2.130 由方程(2.23)中的宏观截面定义，方程(2.44)中的 $\Sigma(E)$ 项可以写成 $N\sigma(E)$ ，其中 $\sigma(E)$ 是能量为 E 的中子微观截面，而 N 是每立方米中的核数。若将方程的两边同时除以 N ，则其左边 $\bar{\Sigma}/N$ 给出多能中子系统的平均微观截面 $\bar{\sigma}$ 。它的表达形式与方程(2.44)的右边完全一样，只是在分子中用 $\sigma(E)$ 代替 $\Sigma(E)$ 。

热中子系统

2.131 对于多能中子系统所得到的上述结果是具有普遍性的，它可应用于能量有一个分布范围的中子所组成的任何系统。为了进行解析积分，必须将 $\phi(E)$ 和 $\Sigma(E)$ 或 $\sigma(E)$ 表示为中子能量的函数。对于热中子这一具体情况，这是容易做到的。在§2.137中将可以看到，对于许多吸收体而言，热中子区中的吸收截面按 $1/v$ 规律（即按 $1/E^{1/2}$ 规律）变化。于是对于任一能量 E ，吸收截面 $\Sigma(E)$ 可以写为

$$\Sigma(E)E^{1/2} = \Sigma_r E_r^{1/2},$$

其中 Σ_r 是中子具有某个参考能量 E_r 时的截面。若将这个表达式重新排列并取平均值，则有

$$\bar{\Sigma} = \frac{\Sigma_r E_r^{1/2}}{E^{1/2}},$$

其中 $\bar{E}^{1/2}$ 是 $E^{1/2}$ 对系统内所有中子的平均值。一种方便的参考能量 E_r 就是所谓热中子能量 kT (§2.99)；而 Σ_r 可以用 Σ_{kT} 表示，其中 T 是系统的热力学温度；因而，

$$\bar{\Sigma} = \frac{\Sigma_{kT}(kT)^{1/2}}{E^{1/2}}$$

或

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma_{kT}(kT)^{1/2}}{E^{1/2}}. \quad (2.45)$$

2.132 现在假设热中子具有麦克斯韦分布。那末 $E^{1/2}$ 的平均值可以通过下面的普遍关系式得到：

$$\bar{E}^{1/2} = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} n(E) E^{1/2} dE.$$

用方程(2.22)来代替 $n(E)$ ，给出

$$\overline{E}^{1/2} = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} E e^{-E/kT} dE = \left(\frac{4kT}{\pi}\right)^{1/2}$$

将这个结果代入方程(2.45)后, 可得麦克斯韦谱热中子的平均截面为

$$\overline{\sigma}_{th} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_{kT} = \frac{\sigma_{kT}}{1.128}$$

$\overline{\sigma}_{th}$ 的重要性在于热中子的相互作用率根据方程(2.43)等于 $\overline{\Sigma}_{th} \phi_{th}$, 而其中 $\overline{\Sigma}_{th} = \overline{N} \overline{\sigma}_{th}$, ϕ_{th} 是方程(2.41)给出的热中子总通量。

2.133 一般将 σ_{kT} 值对于温度293K即20°C制成表格, 在这个温度下, kT 等于0.0253eV (4.05×10^{-3} aJ), 而中子速度为2200m/s。如果这个温度以 T_0 表示, $\sigma(T_0)$ 是表列截面, 则对应于任一温度 T 的 σ_{kT} 〔以 $\sigma(T)$ 表示〕可由下式给出:

$$\sigma(T) = \sigma(T_0) \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2}$$

这里假定截面服从 $1/v$ 规律。所以温度 T 的平均热中子截面 $\overline{\sigma}_{th}(T)$ 为

$$\overline{\sigma}_{th}(T) = \frac{\sigma(T_0)}{1.128} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2} \quad (2.46)$$

2.134 对于反应堆中某些感兴趣的材料, 如铀-235、钚-239和铀-238, 其截面与严格的 $1/v$ 特性有偏离, 从而 $\overline{\sigma}_{th}(T)$ 和表列截面 $\sigma(T_0)$ 之间的上述关系式并不适用。已采用一种经验因子 $g(T)$ 来修正麦克斯韦分布中对于 $1/v$ 特性的偏离, 它根据实际的截面测量求得^[1]。任一温度 T 下的实际热中子平均截面应等于 $g(T)$ 乘方程(2.46)的计算值。这样, 当 $g(T)$ 大于(或小于)1时, 实际的热中子平均截面 $\overline{\sigma}_{th}(T)$ 就大于(或小于) $1/v$ 截面关系的对应值。图2.16中给出了作为温度函数的某些 g 因子值。虽然 $g(T)$ 修正现在不常用于计算中, 但它随温度的一般变化可用于阐明反应堆系统的温度特性(§5.89及有关各节)。

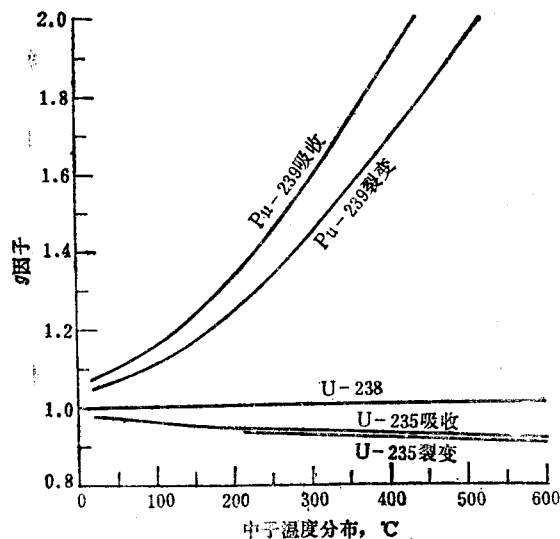


图2.16 作为温度函数的 g 因子值

2.135 严格地讲, 前面的结果适用于完全热化的系统, 在这种系统中, 中子具有与慢化剂温度相应的麦克斯韦分布。在§2.101及有关各节中已看到, 这是一种不可能达到的理想情况, 虽然在适当的条件下所谓热区内的中子可能接近这种情况。在大多数反应堆内, 中子的热化不充分, 从而显著地偏离于麦克斯韦分布。所以在反应堆分析中通常采用其他的方法将热区内的中子分布处理成能量的函数。此外, 各种特定能量的吸收截面通过实际测量直接获得, 而不是先假定 $1/v$ 截面关系再对于其偏离引入修正因子。细致的散射截面可根据适当的散射模型算得(§2.164)。

截面随中子能量的变化

实验结果

2.136 完整地测定中子反应截面是非常复杂的；这不仅由于截面数值与中子的能量有关，而且还由于它们随同一元素的不同同位素以及反应的性质而变化。在许多情况中单种反应占优势，这时问题就比较简单；同样，一种同位素的截面比同一元素的其他同位素大得多时问题也比较简单。多数测量是对于天然存在的物质进行的，这些数据对于计算核反应堆中发生的各种过程的速率很有用。此外，对于某些元素，也已经求出了各单种同位素的截面，如铀-235，铀-238等。

2.137 对于许多元素，特别是那些质量数超过100的元素，考察其吸收截面随中子能量的变化，可以发现存在着三个区域。* 首先有一个低能区，在那里截面随中子能量的增加而逐渐减小。这时吸收截面 σ_a 与中子能量的平方根（近似地）成反比。由于中子的能量基本上是动能，所以 σ_a 与中子的速度成反比。这个区域叫做 $1/v$ 区域，并称这些中子遵循 $1/v$ 规律。

2.138 在慢中子的 $1/v$ 区之后，通常在大约0.1到100eV的中子能量范围内，这些元素出

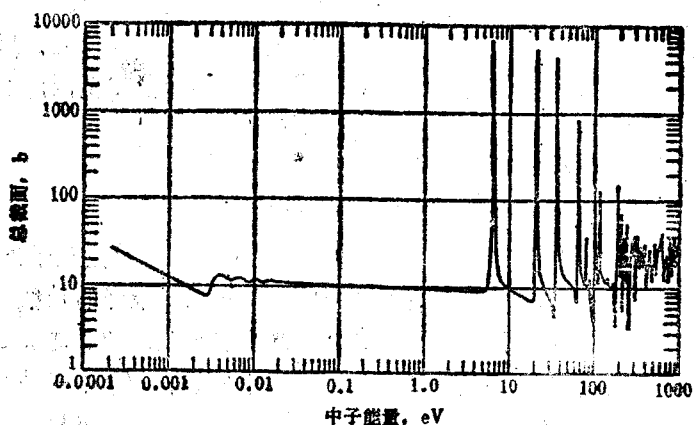


图2.17 铀-238的总截面随中子能量的变化

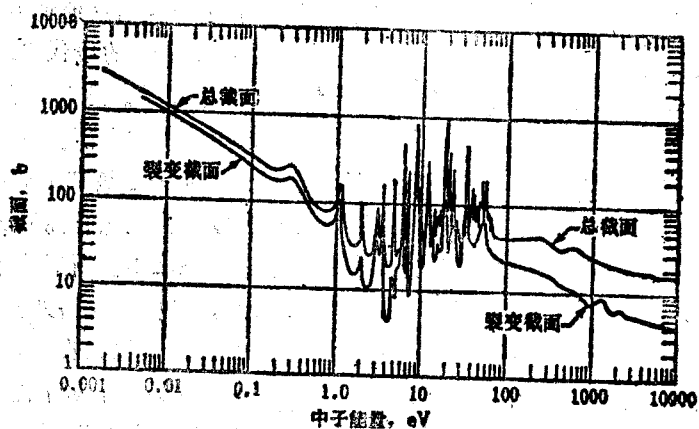


图2.18 铀-235的总截面与裂变截面随中子能量的变化

* 因为散射截面通常很小，所以总截面，即吸收截面加散射截面，表现出同样的倾向。

现一个共振区。这个区域的特征是存在共振峰，那里吸收截面对于一定的中子能量相当急剧地上升到很高的数值，然后又下降。有些元素，如镉与铯，只有一个高的共振峰，而其他元素，如铟、银、金和铀-238，则具有两个或更多的共振峰。共振峰处的截面有时非常大，例如镉-113在中子能量为0.17eV处的截面大于 $2 \times 10^4 \text{b}$ ，铯-135在0.7eV能量处的截面大于 $3.4 \times 10^6 \text{b}$ 。铀-238的总截面以及铀-235的总截面与裂变截面，作为中子能量的函数，分别示于图2.17和图2.18中。由图可看出其明显的共振结构。

2.139 紧接于清晰的共振区域之后，可能出现许多较小的共振峰，但它们是难于分辨的。除去这些共振，核截面随中子能量的增加而逐步减小。在能量大约超过10keV以后，出现所谓快中子区。那里的截面通常很低，在大多数情况中小于10b，对大于0.1MeV量级的能量，其值甚至更小。这时，吸收截面在数值上与核的几何截面（即2到3b）相近（§2.165）。在MeV量级的高能处经常观察到低而宽的共振，这些共振称为宽共振（或巨共振）。然而，它们对于核反应堆的计算意义不大。

2.140 并不是所有的元素都具有前面几节中所述的那些特性。大多数低质量数元素以及几种高质量数元素在0.10到1000eV的区域内不出现、至少是不明显出现共振吸收。在高中子能量处可能存在宽共振，但这些共振通常不是十分重要的。总的中子截面（包括吸收和散射）较小，在从热能值到几MeV的整个能量范围内只有几个靶的量级。锂-6和硼-10是这种一般情形中值得注意的例外，它们都能同低能和中能中子发生(n, α)反应。特别对慢中子，其截面相当高，至少在10keV能量以下遵循 $1/v$ 规律，并且在这个能量范围内不出现共振峰。对于这种异常的行为将在后面（§2.148）作出理论解释。

共振吸收：理论解释

2.141 有充分的理由相信，只有当原子核的能量对应于某个特定量子态的能量时，它才是稳定的（或准稳定的）。每个核具有好几个这样的状态，最低的是稳定态或基态，其余的则是不同的激发量子态或能级。对于能量较低的激发态来说，相邻能级之间的能量间隔比较大，但随着总激发能的增加，间隔一般减小。当某个核吸收一个中子并且所形成的复合核能量等于（或非常接近于）这个核的一个量子态能量时，其俘获概率格外高。这就解释了具有大截面的共振吸收现象。

2.142 共振效应可以参照图2.19来加以解释；图中右边的线示意地画出复合核的（虚）

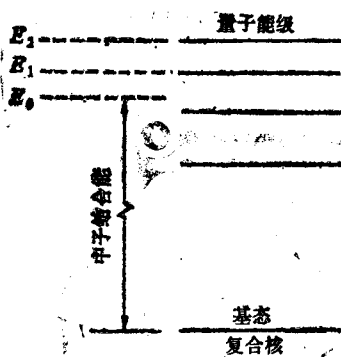


图2.19 受激复合核的形成和量子能级

量子能级（§2.78）。左边标以 E_0 的线代表靶核吸收一个零动能中子后所形成的复合核能量。这时复合核的激发能（在数量上）正好等于该中子的结合能。考察图2.19看出，能量 E_0 与复合核的任何一个量子能级都不对应。然而，假若这个中子具有某种足以使复合核能量升高到 E_1 的动能，则这个核将处在它的一个量子态之中。所以当中子的动能为 $E_1 - E_0$ 时就发生共振吸收，其核截面格外大。同样，对于动能为 $E_2 - E_0$ 的中子也将发生共振吸收，这时从图2.19中看到，总能量 E_2 等于复合核的另一个量子能级。

2.143 可以预料图2.17所示的这一类截面曲线中的每一个共振峰都对应于复合核的一个激发态。由于较低的激发

态在能量上清晰地分开，相邻共振之间的间隔就较大；因此能量较低的中子共振就容易分辨。然而在较高的能量处，复合核的量子能级变得越来越接近。所以这些共振在能量上分不大开。当中子能量更高时，例如对于易裂变核素中子能量大于约 100eV (0.1keV)，而对于可转换核素中子能量大于约 4keV 时，用目前的实验方法不可能分辨其共振。所以这些能区称为未分辨共振能区。

布雷特-魏格纳公式

2.144 对一个孤立共振，即与相邻共振充分分开的单个共振，理论分析导出了在它附近截面随中子能量变化的表达式，称为布雷特-魏格纳公式⁽⁶⁾。在当前的用途中，该(单能级)公式可以写为

$$\sigma_x(E) = \frac{A}{E} \frac{\Gamma_n \Gamma_x}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}, \quad (2.47)$$

其中 $\sigma_x(E)$ 是能量为 E 的中子发生 x 反应(辐射俘获或裂变)的截面， A 是常数，它取决于相互作用核的质量和自旋， E_r 是共振中最大(或峰值)截面所对应的中子能量。

2.145 以能量单位表示的量 Γ_n ， Γ_x 和 Γ 与复合核不同方式衰变的概率有关系。所以 Γ_n 和 Γ_x 分别叫做重新发射中子和进行 x 反应(例如发射 γ 射线)的能级分宽度，它们取决于将要发生这些过程的概率，而能级总宽度 Γ 则是复合核所有各种可能反应的分宽度之和。总宽度在数值上等于共振曲线上截面值为峰值的一半时所对应的能量跨距(或宽度)。

2.146 在共振峰值处，即当 $E = E_r$ 时，截面达到最大值，对于某种反应，这个最大值由布雷特-魏格纳公式给出为

$$\sigma_{max} = \frac{A}{E_r} \frac{\Gamma_n \Gamma_x}{\frac{1}{4} \Gamma^2}. \quad (2.48)$$

中子分宽度 Γ_n 是复合核重新发射一个中子的概率的一种量度，它与中子的速度从而与 \sqrt{E} (或者在这种情况下与 $\sqrt{E_r}$) 成正比；其他宽度大体上为常数。于是，方程(2.48)简化为

$$\sigma_{max} \approx \frac{B}{\sqrt{E_r}},$$

其中 B 近似为常数。这样，作为一种粗略的经验方法，可以预料共振的峰值截面(或高度)将随着共振处中子能量的增加而减小。可以看到，这个结论与图 2.17 和 2.18 中的曲线一般地(但不是精确地)是符合的。超过所谓共振区，即可分辨共振区，在中子能量约大于 1keV 处，共振峰通常很低。

2.147 在离共振某一距离处， $(E - E_r)^2$ 较大，并且可以近似地认为是常数， Γ^2 也是如此。 Γ_n 与 \sqrt{E} 成正比，而 Γ_x 大体为常数，方程(2.47)可以简化为

$$\sigma_x(E) \approx \frac{C}{\sqrt{E}} \quad (2.49)$$

其中 C 是常数。由于 \sqrt{E} 与中子速度 v 成正比，所以，在离共振值较远的中子能区内，给定反应的截面随 $1/v$ 而变化。已经看到，这一般是与共振区以下的中子能区内的实验结果一致的。

2.148 当能级总宽度 Γ 很大时,从布雷特-魏格纳公式得到一个类似于方程(2.49)的结果,但常数值不同。这时 $(E-E_r)^2$ 同 $\frac{1}{4}\Gamma^2$ 相比可以忽略。如前所示,如假定 Γ_x 和 Γ 都与能量无关,而 Γ_n 与 \sqrt{E} 成正比,则其结果在形式上与方程(2.49)相同。于是可以预料,在一个相当大的中子能量范围内截面随 $1/v$ 变化。对锂-6和硼-10的 (n, α) 反应截面所观测到的比较特殊的行为大概可以从这方面(即能级总宽度大)来加以解释。

2.149 对核反应堆内的中子反应率的计算而言,根据布雷特-魏格纳公式用共振参数来表示共振区中截面随能量的变化是很可取的。原因之一(这一点将在后面更充分地加以考虑)是共振区中的截面不仅取决于中子能量,还取决于与中子相互作用的物质的温度。此外,精确地测量特定中子能量下的单种反应截面是很不容易的,而为了确定一个共振,需要进行这样大量的测量。与此相反,共振参数计算中要用到的共振总面积却与温度无关,并能十分精确地测定。

2.150 共振参数包括 Γ_n , Γ_x , Γ , E_r 和 $\sigma_{n,\alpha}$,由这些参数可以用布雷特-魏格纳公式构成截面随中子能量的变化。这些共振参数可以通过测量共振面积以及测量共振能区中穿过共振物质的中子数来进行计算。在可分辨共振区可以进行这种实验,但当单个共振不能分辨时显然无法实现。反应堆的计算可能需要未分辨共振区中的共振参数,这些参数可以根据可分辨共振区中测得的参数用理论方法外推求得^[6]。

多普勒效应

2.151 虽然通常说截面与中子的能量有关,但实际上它们取决于发生相互作用的中子和核的相对能量。如果核是静止的,则相对能量就等于中子能量。然而实际情况是,固体中的核在晶格中的固定点附近振动,其振动能随温度而增加。此外,即使在某一给定温度下,核的振动能也在宽阔的能量范围内倾向于具有一种麦克斯韦分布。这样,即使对于单能中子入射束,其相对于靶核的能量也将在单一中子能量测量值的上下范围内变化。这种现象称为多普勒效应,因为它与具有表观固定频率的运动光源或声源中所观测到的波长变化现象相类似。

2.152 由于靶核的振动能随温度而增加,所以中子-核相对能量的范围也随温度而增大。因此,由于多普勒效应,共振峰的宽度随温度的上升而加大;这种现象叫做多普勒展宽。峰的展宽伴随着其高度的降低,前已指出,共振的面积保持不变。对于孤立清晰的共振,当温度增加时,多普勒展宽的一般性质表示在图2.20的截面曲线中。

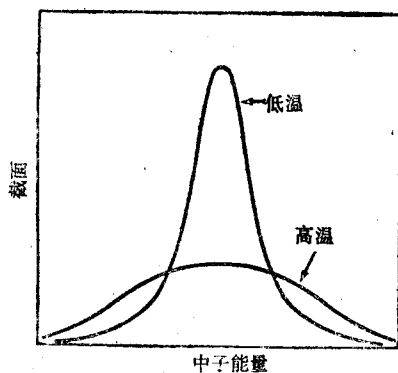


图2.20 温度增加后共振的多普勒展宽

2.153 假定共振中子平均通量保持不变, 则共振中的中子吸收率将不受多普勒展宽的影响, 因为截面曲线下的面积不变。然而, 理论处理表明, 共振平均通量由于共振峰的展宽, 即由于温度的增加而增大。这样, 共振区中中子的总吸收率(它取决于中子通量与截面的乘积)随温度而增加。多普勒效应在核反应堆温度特性方面的作用将在第五章中加以讨论。

散射截面

弹性散射

2.154 处理中子的散射截面时将能量分成两个区间(以大约1eV为界)较为方便。其主要原因是, 如果中子的动能与一个原子在分子或晶体(固体)中的结合能具有同样的量级(或前者的量级更大), 则散射原子(或核)可以视为自由原子, 它不受相邻原子的影响。然而, 中子能量小于约1eV时, 原子依然被束缚在分子或晶格中。唯一的例外是单原子气体(如氦), 在这种情况下, 对于各种中子能量, 其原子都可以按自由原子处理。

2.155 作为一般规律, 束缚态核的弹性散射截面比自由状态的大。可以证明(7), 随着中子能量的降低, 自由原子的散射截面 σ_{fr} 与束缚原子的散射截面 σ_b 之间接近于一个极限关系式, 即

$$\sigma_b = \left(1 + \frac{1}{A}\right)^2 \sigma_{fr} \quad \text{当 } E \rightarrow 0 \text{ 时,}$$

其中 A 实质上是散射原子的质量数。很清楚, 当 A 大时, 即对于较重的和重的原子, σ_b 和 σ_{fr} 没有明显的差别。但对于轻核, 这两种散射截面之比相当大。例如对于普通氢, $A=1$, 从而在低中子能量处, σ_b 接近于 $4\sigma_{fr}$ 。与这个预料相一致, 已经发现水或石蜡中氢原子的弹性散射截面在中子能量大于1eV时为20.4b, 但它在较低能量处增加, 对于0.001eV能量的中子, 其值达到80b, 即大体为 4×20.4 。

2.156 在描述散射截面对中子能量的一般依赖特性时, 首先考虑1eV以上的区域。在这个区域中, 势弹性散射和共振弹性散射都可能发生(§2.95)。对于在特定能区内不发生前节所述那类共振的核来说, 该能区内中子的弹性散射基本上全部是势散射。从1eV直到keV范围, 截面近似地与中子的能量无关; 再往高能方向, 弹性散射截面随中子能量的增加而减小, 虽然可能存在宽而比较低的共振。除了氢(σ_{fr} 约为20b)以外, 弹性散射截面通常在2到10b之间。作为一种粗略的近似, 从理论分析中得到中能中子的势散射截面为 $4\pi R^2$, 其中 R 是核的半径。能量在keV区域或更高时, 截面趋于随中子能量的增加而减小。

2.157 如果存在共振, 则弹性散射包括势散射和共振散射两者的贡献; 后者并不大, 并且只在共振内才能有意义。在充分分开的单个共振之间以及在共振区以外, 基本上全部是势散射, 这种散射并不形成复合核。共振区中的中子弹性散射截面很难用实验测定, 但可以通过布雷特-魏格纳的修正公式来计算(6)。

2.158 共振通常发生在中子能量高于1eV的范围内; 因而, 在低于1eV的能量范围内(这个范围对于中子的热化很重要), 势弹性散射是主要的。然而, 在非常低的能量处, 一般低于0.01eV时, 可能发生其他的散射效应。其中一种效应是由物质的基本波粒二重性所引起的; 结果, 中子的行为象波一样(8)。当中子受到相邻同类原子散射时(如在分子或晶格中), 被散射的中子波之间往往发生干涉。能量大于约0.005eV的中子受到晶体的散射时,

发生这种干涉的现象最为明显。具有这些能量的中子，其等效波长为0.2到0.3nm，这个长度可与晶体中的原子间距相比较。这时，后者对 neutron 起一种衍射光栅的作用，恰如它对类似波长的X射线那样。由于相位相同的中子波之间互相加强而在某些方向上产生的选择性（弹性）散射叫做**布喇格散射**。

2.159 可以发生布喇格散射的最低中子能量称为布喇格截止（见图2.21）；它的值由下式给出：

$$E(\text{布喇格截止}) = \frac{2.04 \times 10^{-4}}{(d_{\text{max}})^2} \text{eV},$$

其中 d_{max} nm 是晶体中原子平面之间的最大距离。对于石墨形式的碳， d_{max} 是 0.34nm (3.4 Å)；因而其布喇格截止预料在 0.0018eV 中子能量处发生。对于铍， d_{max} 接近于 0.2nm，截止发生在约 0.005eV 处。当中子能量等于布喇格截止值时，弹性散射截面一般发生锐增，这在图2.21中可以看到。图中曲线实际表示的是碳-12（石墨）的总截面，但基本上就是它的散射截面。在稍高能量处出现几个较小的峰，也是由于干涉效应引起的。

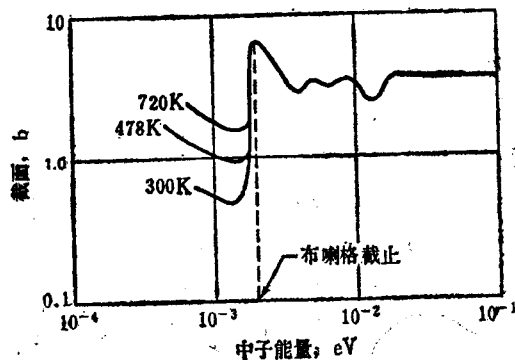


图2.21 低中子能量处碳-12的截面(实际数据是总截面数据，但由于吸收截面非常小，所以这些值基本上就是散射截面值。)

2.160 布喇格散射是**相干散射**的一种表现形式，后者是中子波干涉散射的总称。相干散射在任何一个含有束缚原子的系统中都可能发生，但其大小取决于各种因素，包括散射核的自旋量子数。对于铍-9和碳-12，（布喇格）散射恰巧十分显著。但对于束缚态中的氢（例如在液态水中），其相干散射非常小，通常可以忽略。

2.161 在布喇格截止以下的非常低的能量处，弹性散射截面与中子能量之间呈 $1/v$ 关系，并对散射物质的温度非常敏感；图2.21中的左边部分说明了这一点。*这里的 $1/v$ 变化与复合核的形成无关（即不象中子吸收情形中的 $1/v$ 区那样），而是由于中子的能量与散射核的振动动能相比可以忽略所引起的。这也解释了截面取决于散射体温度的原因。

非弹性散射

2.162 在（高能）非弹性散射中形成一个复合核，它发射一个动能较低的中子后，留下的原始核处于激发态。要发生非弹性散射，中子的能量必须超过某个阈值，即产生核的激发态所要求的能量（§2.88及有关各节）。如果不是这样，激发态就不能形成。对于反应堆有意义的重核，阈能稍小于0.1MeV，例如铀-235为14keV，铀-238为40keV，钚-239为8keV。对于能量低于阈值的中子，非弹性截面基本上为零，而能量高于阈值后，非弹性截面通常随能量而增大，因为这时复合核可以达到的激发态增多。中子能量很高时，例如高于约6MeV

*取名于W.H.和W.L.布喇格，他们于1913年由晶体产生的X射线的衍射作了开创性的研究。

**图2.17中铀-238的总截面曲线表明布喇格截止发生在0.0035eV处，后面跟有几个小的干涉峰。然而，更低能量处的 $1/v$ 区几乎与温度无关，因为此时辐射俘获是主要的，而不象图2.21中那样散射是主要的。

时，由于复合核内其他衰变方式的竞争，非弹性散射截面一般有所减小。

2.163 除了与核激发有关的高能型非弹性散射以外，还可能由于束缚散射核的振动和转动状态的激发而发生低能型的非弹性散射 (§2.92)。在中子的能量不足以使这些状态激发时，相应的截面基本上为零。当中子的能量超过激发能以后，截面随中子能量而增大，因为可以激发到更高的内能状态。最后，当中子的能量达到原子在分子或晶体中的结合能（例如几eV）时，这种非弹性散射截面再次下降到零，因为此时原子是自由的。最大截面通常约为5b。低能非弹性散射在布喇格截止的以下和（或）以上能区都可以发生，取决于振动和转动能级的激发能。

2.164 在中子能量低于1eV左右时，由于几种因素都对散射截面有贡献，所以截面随能量的精细变化十分复杂，难于通过实验确定。因此，为了较好地处理中子热化问题，常常需要按照固体和液体中的各种散射过程模型来计算散射截面^[9]。

高能中子的截面

2.165 对于高能（一般超过几个MeV）中子，吸收与非弹性散射的截面之和以及单独的弹性散射截面都接近于核的几何截面。这意味着，由于共振散射可以忽略，从而吸收和非弹性散射的总截面以及弹性散射的截面分别趋于 πR^2 ，这里R是核的半径。这样，核与高能中子相互作用的总截面（ σ_t ）趋于极限值

$$\sigma_t = 2\pi R^2. \quad (2.50)$$

通过不同的方法已经发现，除了那些质量数非常低的核以外，原子核的半径可以近似地表达为

$$R \approx 1.3 \times 10^{-5} A^{1/3} \text{ m},$$

其中A是核的质量数。所以总的微观截面由下式给出：

$$\begin{aligned} \sigma_t &\approx 1.1 \times 10^{-29} A^{2/3} \text{ m}^2 \\ &\approx 0.11 A^{2/3} \text{ b}. \end{aligned} \quad (2.51)$$

例如，对于质量数为78的元素， σ_t 的极限值约为2.0b；对于质量数为235的元素则为4.0b。

例题2.7 试确定快中子在与核相互作用之前在铀-235（密度为 $19.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ ）中穿越的近似平均（总）距离。

解：所要求的距离是考虑所有相互作用的平均自由程。根据方程(2.51)，总截面是 $(1.1 \times 10^{-29}) (235)^{2/3} = 4.2 \times 10^{-28} \text{ m}^2$ 。于是按方程(2.27)，相应的宏观截面为

$$\begin{aligned} \Sigma &= \frac{(10^3)(19.0 \times 10^3)(6.02 \times 10^{23})(4.2 \times 10^{-28})}{235} \\ &= 20 \text{ m}^{-1}. \end{aligned}$$

因此，平均自由程为 $1/\Sigma = 0.05 \text{ m} = 50 \text{ mm}$ 。

反应堆计算用的截面

2.166 为了核反应堆的计算，收集和储存了截面和共振参数的实验值。然后，考虑可能的实验误差，根据各种模型进行的理论计算，以及在反应堆模拟装置上进行的实际测量，对这些数据加以评价和调整。选出的成套评价数据储存在评价核数据库(ENDF)系统中的磁带或计算机卡片上，可用于计算各种反应堆的特性。特定能量范围的截面，例如用于各种多群计

算(第四章)的截面,可由适当的方法加以确定,对于能量在1eV以上和以下的中子,它们可以分别从数据“库”得到。核数据计算机索引(CINDA)是一种定期更新的关于中子微观数据测量和评价的综合性文献目录^[10]。

热中子截面

2.167 热中子反应堆计算必须详尽了解热区中截面随中子能量的变化。然而,为了近似目的,有时采用对于0.0253eV中子能量确定的20°C时的所谓热中子截面相当方便(§2.100)。表2.6中给出了核反应堆中几种常用元素的热中子截面;其他元素的数据可以在附录中找到。表中给出的氢的散射截面为38到80b;如前所见,这个值取决于原子是处在自由状态还是处在象水中那样的化学束缚状态。对于0.0253eV中子,非束缚氢的适当值为38b,但对于化学束缚态中的氢则为80b。

表2.6 热(0.0253eV)中子截面

元素	σ_s (b)	σ_a (b)	元素	σ_s (b)	σ_a (b)
铝	1.5	0.23	氢	38-80	0.33
铍	6.1	0.009	铁	11	2.55
铋	9	0.033	铅	11	0.17
硼	4	759	氮	11	1.85
镉	6	2450	氧	3.8	0.00027
碳	4.8	0.0034	钠	3.2	0.53
铀	7	0.0005	铀	8.9	7.6
钷	0.8	<0.007	铯	6.4	0.19

2.168 硼和镉的吸收截面很大,因此这些元素被用于吸收中子的控制棒中。另一方面,氘(重氢)、铍和碳(石墨)的吸收截面很小,这表明用这些物质作为慢化剂的优越性。同样,铝、铯和铁(或钢)的吸收截面较小,使它们可以作为结构材料。铅和铋以及钷(§1.29)具有低的吸收截面。这些元素虽然不能作结构材料之用,但在反应堆的设计中曾经打算作其他的用途,例如作为冷却剂。

裂 变 过 程

核裂变的机理

2.169 利用原子核的液滴模型有助于了解裂变过程的某些特性。核的每一个组成粒子与它最邻近的粒子发生等强的相互作用,从这方面来说,一个核类似于一滴液体。所以,作为一级近似,核的内能(或结合能)与核子数或质量数成正比。此外,如§2.165所述,核的半径随 $A^{2/3}$ 而变化,所以核的有效体积也与质量数成正比。然而,如液滴那样,核表面粒子的相邻粒子数少于内部粒子的相邻粒子数。所以,上述估算的结合能即体积能必须减去一个随核表面积而增加的量。除了这些能量项以外,在研究核的行为时还必须对于质子之间的静电排斥进行修正。

2.170 考虑一滴液体因受到力的作用而发生的振荡；该系统要经历一系列阶段，其中最重要的示于图2.22中。液滴开始是球形的（A）；然后被拉长成一个椭球体（B）。虽然体积没有变，表面积却增加了，但只要体积能超过表面能，液滴就会返回到它的原始形状。然而，如果变形力足够大，则液滴将达到C中所示的哑铃形。在这种状态中，表面能一般会超过为液滴提供内聚力的体积能。结果，液滴将不再能返回它的原始形状；而是分裂成两个小液滴。这两个小液滴开始多少有点变形，如D中那样，但最后将成为球形。

2.171 核裂变中的情形可以认为与上述情形相类似。靶核吸收一个中子而形成一受激的复合核。这时复合核的激发能等于中子的结合能加上这个中子被俘获前可能具有的动能。由于有这种过剩能量，可以认为复合核要经历一系列的振荡，在这个过程中，它要经过类似于图2.22中B的阶段。如果振荡能不足以引起超过B的进一步变形，则吸引力将迫使核回到它的原始形状。而过剩的能量则由受激的复合核通过发射一个 γ 射线光子而释放。

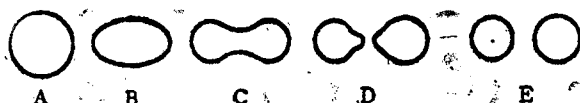


图2.22 裂变的液滴模型

2.172 然而，如果复合核具有足够的能量使它进入哑铃状态（图2.22中C），则由于表面能（加上静电排斥能）超过体积能，它就不可能再回复到起始状态A。从而，这个系统很快地由C转到D，然后到E，表示裂变成两个分离的核——裂变碎片，由于静电排斥它们向相反的方向飞开。复合核为了变形到状态C而必须具有的过剩能量叫做裂变的临界能量。如果可以得到这么多的能量，例如由俘获中子后形成的激发能，则通常将发生裂变。如果不能获得这么多能量，则裂变不可能发生，至少不会以可觉察的速率发生。

2.173 裂变的临界能量也可以借助于图2.23中的势能曲线来分析。裂变系统中势能的变化可能更加复杂^[11]，但对于目前的要求来说，这种简化表示是满足要求的。在最右方的E处，假定两个裂变碎片核离得很远，所以系统的势能实际上为零。当两个核彼此接近时，由于它们的正电荷之间的静电排斥作用，势能逐渐增加。当碎片到达C点时，它们差不多已经接触，这时吸引力成为决定性的，因而势能向着A点下降。A点可以看作对应于靶核俘获一个中子后形成的复合核的基态；这就是说，它代表除去由俘获中子引起的激发能以外的复合核能量。裂变要以相当高的概率发生，系统必须由A过渡到E，而一般说只有当复合核得到足够的能量使它得以上升到C的水平时才能如此。所以，A与C之间的能量差代表裂变的临界能量。

2.174 按照以液滴模型为基础的计算^[11]，裂变的临界能量应该随着 Z^2/A 值的增加而减小， Z 是核的原子序数， A 是质量数。导致这个结论的一个定性论据是，有利于裂变的核子之间排斥力随 Z^2 而变化，而吸引力近似地与 A 成正比，所以当 Z^2/A 增加时裂变应更加容易发生。当 Z^2/A 小于约35时，临界能量很大，需要极高能量的中子（或其他粒子）才能引起裂变。但对于 Z^2/A 值大于35的核，临界

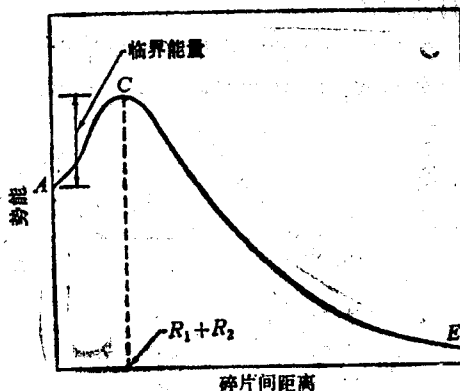


图2.23 裂变的临界能量

能量降到6MeV以下,该值与一个中子的结合能具有同样的量级,从而也与俘获一个低能中子时产生的激发能具有同样的量级。

2.175 在实验上,测定使给定核素裂变的光子的最小能量来确定临界能量。表2.7中对一些感兴趣的核素将由这种方法得到的临界能量值与增加一个中子产生的结合能作了比较。由表可见,对于易裂变核素铀-235、铀-233和钷-239来说,附加中子的结合能超过裂变的临界能量。所以,俘获一个动能为零的中子就可以提供足以使复合核发生裂变的激发能。这一点说明了为什么这些核素可以由各种能量的中子引起裂变。然而对于钷-232和铀-238,情况就不同了:在每一种情形中,附加中子的结合能比临界能量约小1MeV。因此,欲使复合核具有足够的激发能以发生裂变,被俘获的中子必须至少具有1MeV的动能。

表2.7 裂变的临界能量

靶核	Z^2/A	临界能量 (MeV)	附加中子的结合能 (MeV)
钷-232	34.9	5.9	5.1
铀-238	35.6	5.9	4.9
铀-235	36.0	5.8	6.4
铀-233	36.4	5.5	6.6
钷-239	37.0	5.5	6.4

2.176 铀-235、铀-233和钷-239是一类,钷-232和铀-238又是一类,这两类核素在中子结合能方面的差异是由于前者含有奇数中子,而后者含有偶数中子。奇中子核增加一个中子而形成偶中子核时伴生的结合能,比同样质量范围内一个偶中子核变成一个奇中子核相应的结合能高出1MeV左右。

裂变截面

2.177 易裂变核素铀-233、铀-235和钷-239的裂变截面随中子能量变化的方式,与那些具有显著共振的核的辐射俘获截面相类似。如在图2.18中所见,在低中子能量处有一个 $1/v$ 区,接着是一个具有许多清晰共振峰的共振区。在超过几keV的高能处,裂变截面随中子能量的增加而减小。对于6MeV附近的能量,裂变截面有些增加,但这对反应堆的运行几乎没有影响。

2.178 表2.8中给出了反应堆中感兴趣的几种物质对于所谓热中子即能量为0.0253eV的中子的截面; σ_f 是裂变截面, σ_c 是辐射俘获截面,而 σ_a 则是总的吸收截面,它等于 σ_f 与 σ_c 之

表2.8 易裂变和可裂变核素的热(0.0253eV)中子截面(以靶为单位)

物质	σ_f	σ_c	σ_a	α
铀-233	531	48	579	0.090
铀-235	582	99	681	0.170
钷-239	743	269	1012	0.362
铀-238	—	2.70	2.70	—
铀(天然)	4.2	3.4	7.6	0.81

和, 所有的截面均以靶为单位。天然铀的裂变截面来源于所含0.7%的铀-235。对于铀-238, 直到中子能量稍大于1MeV为止, 其裂变截面都基本上为零; 在2MeV处, 其值增加到约0.6 b, 然后在中子能量约为7MeV处, 再次增加到1b。

2.179 中子在给定条件下俘获与裂变之比, 即 σ_c/σ_f , 用符号 α 表示; 于是,

$$\alpha \equiv \frac{\sigma_c}{\sigma_f}, \quad (2.52)$$

从而,

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_c} = \frac{1}{1 + \alpha}. \quad (2.53)$$

量 σ_f/σ_a 是给定物质所吸收的中子中引起裂变的份额。因此, 在铀-235中, 被吸收的热中子中有85%引起裂变, 而在铀-239中, 这个比例仅为73%。对于高能中子, 例如能量大于0.1MeV左右, 裂变的比例显著增大, 对于铀-239尤为明显。在§2.184及有关各节中将研究这种情况在易裂变物质增殖方面的意义。

裂变率和反应堆的功率

2.180 §2.118中证明了单能中子的任何一种反应率都可以表示为 $\Sigma\phi$, 其中 Σ 是该过程的宏观截面, 而 ϕ 是单能中子的通量。当应用于裂变时, 它成为

$$\text{裂变率} = \Sigma_f \phi \quad \text{fs/m}^3 \cdot \text{s}^*, \quad (2.54)$$

其中

$$\Sigma_f = N\sigma_f \quad \text{和} \quad \phi = nv,$$

N 是每立方米中易裂变物质的核数, σ_f 是每个核的裂变截面 (m^2); n 是中子密度 (n/m^3), v 是中子速度 (m/s)。在反应堆内, 中子不是单能的, 而是具有一个宽阔的能量范围; 对于每一种能量, 都有不同的通量和截面。况且, 甚至对于给定的能量 (或速度), 某一时刻的中子通量也随反应堆中的位置而变化。此外, 易裂变物质的空间分布在开始就可能不均匀, 而当反应堆运行了一段时间后则肯定不会均匀。于是, 要确定某一时刻的裂变率就要将 $\Sigma_f \phi$ 对所有的中子能量和整个反应堆体积进行积分。这种计算可利用适当的计算机程序进行, 但对于目前的应用而言, 将采用一种近似的方法。因为热中子反应堆中的大部分裂变发生在热能区, 该能区内 ϕ 和 Σ_f 都很大, 所以可假定 ϕ 是适当 (空间和能量) 平均的热中子通量, 而 Σ_f 是相应的平均宏观截面, 以此来粗略地确定裂变率。

2.181 于是, 由方程 (2.54) 可得, 在一个体积为 $V \text{ m}^3$ 的热中子反应堆内每秒将发生 $V\bar{\Sigma}_f \bar{\phi}$ 次裂变, 这里 $\bar{\Sigma}_f$ 和 $\bar{\phi}$ 是上节所说的平均值。设反应堆已运行了若干时间, 所以几乎所有的放射性衰变能都正在递降为热能, 产生1瓦特热功率要求的裂变率为 $3.1 \times 10^{10} \text{ fs/s}$ (§1.55); 因而, 以瓦特表示的热功率 (或称释热率) P (近似地) 由下式给出:

$$P(\text{热}) = \frac{V\bar{\Sigma}_f \bar{\phi}}{3.1 \times 10^{10}} \text{ 瓦特 (W)}. \quad (2.55)$$

因此, 对于活性体积为一定的反应堆 (其中裂变由某一能量范围的中子引起), 热功率同宏观裂变截面与中子通量的乘积成正比。随着反应堆的运行, $\bar{\Sigma}_f = N\sigma_f$ 必然有些减小, 因为 N

* 在单位表示中, 本书译文用fs表示裂变数。——译者

(每立方米中的易裂变核数)逐步减少。然而,如果认为 N (从而 Σ_f)为常数,则功率水平与中子通量成正比。这样,反应堆的功率输出可以通过改变中子通量或中子密度来调节。由于这种比例关系,平均中子通量(或密度)被广泛地用作反应堆功率水平的一种量度。

例题2.8 一座水慢化的反应堆含有100,000kg二氧化铀(UO_2),其中铀-235的平均浓集度为2.5%(重量); $\text{H}/^{235}\text{U}$ 的原子比为200。问热功率为300MW、平均慢化剂温度为310°C时的近似(空间)平均热中子通量是多少?

解:在20°C(293K)时,铀-235对于0.0253eV中子的 σ_f 值为582b,平均慢化剂温度在310°C(583K)时,由图2.16查得 g 约为0.94。所以,由考虑了 g 因子后的方程(2.46)得到583K时的平均热裂变截面为

$$\bar{\sigma}_f(583\text{K}) = \frac{(0.94)(582)}{1.128} \left(\frac{293}{583} \right)^{1/2} = 344 \text{ b} = 344 \times 10^{-28} \text{ m}^2,$$

这里假定中子完全热化。 ^{235}U 在 $^{235}\text{UO}_2$ 中占的份额是235/267;因而,反应堆中 ^{235}U 的质量 w 为

$$w = (10^5) (235/267) (0.025) = 2.20 \times 10^3 \text{ kg}.$$

1摩尔的 ^{235}U 是 $235 \times 10^{-3} \text{ kg}$,其中含有阿伏加德罗数(6.02×10^{23})个 ^{235}U 核;反应堆中这些核的总数等于 NV ,

$$NV = \frac{(2.20 \times 10^3)(6.02 \times 10^{23})}{235 \times 10^{-3}} = 5.6 \times 10^{27} \text{ 核}.$$

由于 P 是 $3000 \times 10^6 \text{ W}$, $\bar{\sigma}_f$ 是 $344 \times 10^{-28} \text{ m}^2$,所以由方程(2.55)得近似平均热中子通量为

$$\bar{\phi} = \frac{3.1 \times 10^{10} P}{NV \bar{\sigma}_f} = 4.8 \times 10^{17} \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}.$$

2.182 反应堆中易裂变物质的消耗率可根据§1.55中的数据进行计算。1GW即 10^9 W 的释热率每天需要将近1.05kg的易裂变物质发生裂变。因而,对于 P 瓦特热功率,裂变率将由下式给定:

$$\text{裂变率} = 1.05 \times 10^{-9} P \text{ kg/d}.$$

易裂变物质也通过辐射俘获而消耗;所以,总消耗率等于裂变率乘以 σ_a/σ_f ,即乘以 $1+\alpha$ 。于是,

$$\text{易裂变物质的消耗率} = 1.05 \times 10^{-9} P (1+\alpha) \text{ kg/d},$$

热功率 P 以瓦特为单位。

裂 变 中 子

2.183 裂变中释放的中子可以分成两类,即瞬发中子和缓发中子。占裂变中子总数99%以上的瞬发中子在 10^{-14} s (或更短)的裂变瞬间内被释放。裂变发生以后,瞬发中子的发射就马上停止,但缓发中子继续从裂变碎片中放出,持续几分钟之久,它们的强度随时间很快地下降。表2.9中给出了在裂变反应中每吸收一个0.0253eV中子或快(约1MeV)中子后所释放的平均(总)中子数 ν 。注意 ν 的值不是整数;这是由于受激的复合核以多种不同的方式分裂的缘故。虽然在任何一次特定裂变中放出的中子数总是整数,但其平均值不一定是整数。

表2.9 裂变中释放的平均中子数

易裂变核	热中子 (0.0253eV)		快中子 (~1MeV)	
	ν	η	ν	η
	铀-233	2.49	2.29	2.58
铀-235	2.42	2.07	2.51	2.35
钚-239	2.93	2.15	3.04	2.90

2.184 一个十分有用的量是 η ，即易裂变物质在裂变和其他反应中每吸收一个中子所释放的中子数。 ν 与 η 之间的关系是

$$\eta = \nu \times \frac{\text{裂变吸收的中子}}{\text{吸收中子的总数}}$$

$$= \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a}, \quad (2.56)$$

其中 Σ_f 是易裂变核素的宏观裂变截面，而 Σ_a 是总吸收截面。对于单一的易裂变物质， Σ_f/Σ_a 可以用 σ_f/σ_a 来代替，由方程(2.53)可知，后者等于 $1/(1+\alpha)$ ；因而，

$$\eta = \frac{\nu}{1+\alpha}. \quad (2.57)$$

表2.9中包括了三种易裂变核素的 η 值。快中子的 η/ν 比显著地大于热中子，这是因为快中子非裂变反应（主要是辐射俘获）吸收的中子份额较小。

2.185 表2.9中的数据对于核反应堆中增殖易裂变物质的可能性具有重要的作用 (§ 1.64)。要发生增殖，除了应有一个中子用来维持裂变链以外，还必须在吸收一个中子后能有一个以上的中子用来将可转换核素转化为易裂变核素；就是说， η 必须大于2。此外，还必须考虑由于逸出反应堆系统以及结构材料与冷却剂等寄生俘获而不可避免地损失的中子。因此，对于有意义的增殖来说， η 必须显著地大于2，例如至少为2.15。从表2.9中的值可以明显地看出，以钚-239为易裂变物质的快中子反应堆的增殖最为有效。这就是人们主要感兴趣的快中子反应堆类型 (§ 1.109)。在热中子反应堆中，看来只有用铀-233才能实现增殖，但其效率将不会很高。

2.186 一般地说，反应堆的燃料由易裂变核素和可转换核素组成，并且常常还有其他的元素，例如氧化物燃料中的氧。于是，需要推广单一核素方程(2.56)以便对燃料物质定义一个 η ；所以，

$$\eta_{\text{燃料}} = \frac{\sum_i (\nu \Sigma_{f,i})}{\Sigma_a}, \quad (2.58)$$

式中分子是所有易裂变核素的 $\nu \Sigma_f$ 项之和，而分母是燃料中存在的所有核素的总吸收截面。如果燃料由铀-235和铀-238的氧化物组成，如在水慢化的动力反应堆中那样，则铀-235是唯一的易裂变核素。氧的吸收截面很小，可以忽略，所以方程(2.58)成为

$$\eta_{\text{燃料}} = \nu^{235} \frac{\Sigma_f^{235}}{\Sigma_a^{235} + \Sigma_a^{238}}$$

利用 $\Sigma = N\sigma$ 的定义和已知的微观截面，已经算得天然铀和各种浓集铀的 $\eta_{\text{燃料}}$ 值，其结果以曲线形式表示在图2.24中。

2.187 天然铀中热中子的 $\eta_{\text{燃料}}$ 为1.34，而在浓集度为2.5 (wt) %的铀中，例如在水慢化反应堆的燃料中， $\eta_{\text{燃料}}$ 为1.79。当浓集度超过5 (wt) %左右时， $\eta_{\text{燃料}}$ 接近于纯净铀-235的值，这是由于铀-238的 σ_a 比铀-235的小得多的缘故。在反应堆运行期间，燃料中的铀含量降低， $\eta_{\text{燃料}}$ 也减小，但具有较大 η 值的铀-239的生成可以起某种程度的补偿作用。图中绘出的 η 是以0.0253eV的截面为基础的，但由于 η 中包含的是截面比，所以它们对于大多数热中子反应堆是一种很好的近似。

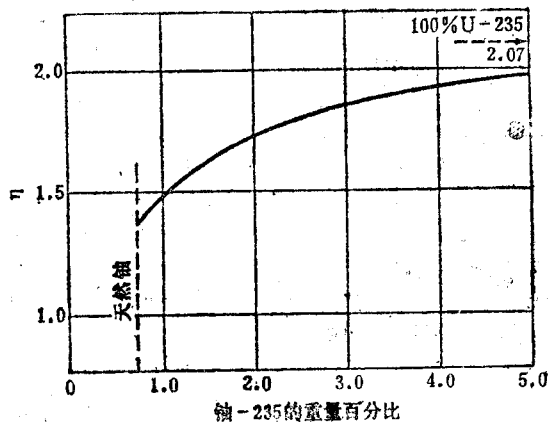


图2.24 不同铀-235含量下0.0253eV中子的 η 值

瞬发中子

2.188 瞬发中子的释放大抵按以下的方式进行。由俘获一个中子形成的受激复合核首先分裂成两个核碎片，每一个碎片都具有对稳定性来说过多的中子以及放出一个中子所需要的过剩（激发）能量（约6—8MeV）。这种受激的不稳定核碎片常常在它形成后的极短时间内放出一个或更多的中子——瞬发中子。伴随裂变的一些瞬发 γ 射线显然也是与此同时发射的。

2.189 瞬发裂变中子能谱可用量 $\chi(E)$ 来表示，这里 $\chi(E) dE$ 是裂变中子在能量从 E 到 $E + dE$ 范围内的份额。它对所有的能量积分（形式上以零到无穷表示）必须为1；于是，

$$\int_0^{\infty} \chi(E) dE = 1.$$

已经发现，在约从0.18到12MeV的中子能量范围内，瞬发裂变谱可用下式相当精确地表示：

$$\chi(E) = 0.453e^{-1.036E} \sinh(2.29E)^{0.5}, \quad (2.59)$$

其中 E 以MeV为单位^[12]。这个表达式适用于铀-235裂变；常数稍微不同的类似表达式可应用于铀-233和钚-239。由方程(2.59)给出的 $\chi(E)$ 作为 E 的函数画于图2.25中。由图可见，虽然大多数瞬发中子的能量在1到2MeV之间，但也有一些中子的能量超过10MeV。这些高能中子在反应堆的屏蔽设计中必须加以考虑。

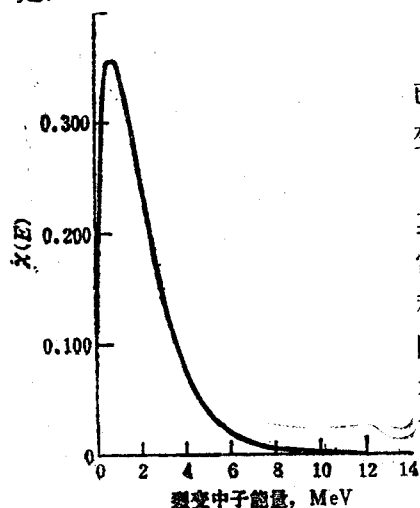


图2.25 瞬发裂变中子能谱

缓发中子^[13]

2.190 对于缓发中子发射率的实验研究表明，它们可分成六群，每一群以一定的指数衰变率表征。这样，每群就可以与一个确定的半衰期相联系。这些半衰期随不同的易裂变核素多少有些变化，但它们都接近于表2.10第一列中的近似值。该表给出了铀-233、铀-235和钚-239每次热裂变放出的各群缓发中子的平均数和缓发裂变中子所占的总份额。对于较快中子引起的裂变，其相应的数据没有明显的不同。应当指出，表中最后一列所给出的各群缓发中子的近似能量都低于绝大部分瞬发中子的能量。

表2.10 热裂变中缓发裂变中子的特性

近似半衰期 (秒)	每次裂变中缓发的中子数			能量 (MeV)
	铀-233	铀-235	钚-239	
55	5.7×10^{-4}	5.2×10^{-4}	2.1×10^{-4}	0.25
23	19.7	34.6	18.2	0.46
6.2	16.6	31.0	12.9	0.41
2.3	18.4	62.4	19.9	0.45
0.61	3.4	18.2	5.2	0.41
0.23	2.2	6.6	2.7	—
缓发总数	0.0066	0.0158	0.0061	
裂变中子总数	2.49	2.42	2.93	
缓发的份额	0.0026	0.0065	0.0020	

2.191 大多数含中子偏多的裂变产物进行 β 衰变 (§1.49)；然而在少数情形中，所产生的子核处在某种激发态，并具有足够的能量，因而可能发射一个中子。缓发中子就是这样产生的，其特征半衰期由实际中子发射体的母核素（或称先驱核素）的半衰期决定。已经确定，与（近似为）55秒和23秒两群相联系的前驱核素分别是溴-87和碘-137，相应的中子发射体是氙-87和氙-137。每种情形中，发射核素的核内中子数都比幻数多1，即分别为51和83。这意味着最后一个中子的结合能较低，从而也就容易被发射。

2.192 图2.26示意地说明55秒群缓发中子产生的机理。溴-87（半衰期55秒）的 β 衰变中大约70%导致形成氙-87的一个（或几个）激发态，其激发能略大于该核内最后一个中子的结合能（B.E.），即5.4MeV。于是，这个激发态立即发射一个中子，导致形成稳定的氙-86。这个中子的能量在图中以 E_n 表示。虽然图中所表示的只是从氙-87的一个激发态发射中子，但很可能有几个间距很近的状态；因此中子的能量有一个小的分布范围。观测到的缓发中子发射率由氙-87的形成率决定，后者取决于溴-87的衰变率。所以发射中子的半衰期为55s。

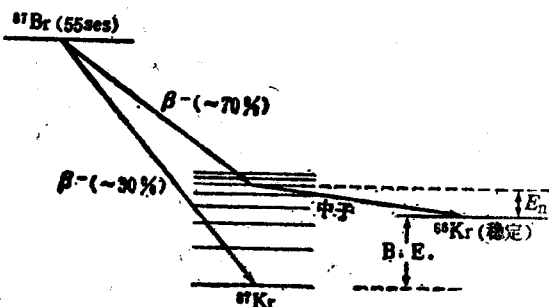


图2.26 缓发中子发射的机理

主要衰变为氙-137的一个（或几个）激发态，其激发能大于最后一个中子的结合能。于是，

2.193 23秒缓发中子群的主要先驱核素可能是碘-137，其半衰期为22秒。它

该激发态立即发射一个中子，留下稳定的氙-136。这里，中子也是缓发的，因为发出中子的氙-137的形成率取决于先驱核素碘-137的衰变率。其他各群缓发中子显然也是以类似的方式产生的。

裂变γ射线^[14]

2.194 如同处理中子发射那样，伴随裂变发生的γ辐射也常常分为瞬发的和缓发的。瞬发γ射线一般（有几分人为地）定义为在裂变后0.1μs内产生的γ射线。它们中的一部分是与瞬发中子差不多同时发出的，另一部分则是从半衰期非常短的裂变产物中放出的。另一方面，缓发γ射线是那些在0.1μs以后仍然存在的裂变产物在较长时间内所放出的γ射线。

2.195 图2.27中的光滑曲线表示伴随铀-235裂变放出的瞬发γ射线的近似能量分布；其纵坐标是 $\Gamma(E)$ ，这里 $\Gamma(E)dE$ 是每次裂变中放出的能量从 E 到 $E+dE$ 的瞬发γ射线光子数。这个能谱可以分成三个γ射线能区，其中的分布可以近似地表达为

$$\Gamma(E) = \begin{cases} \sim 6.6 & E=0.1-0.6\text{MeV} \\ 20.2e^{-1.78E} & E=0.6-1.5\text{MeV} \\ 7.2e^{-1.09E} & E=1.5-10.5\text{MeV} \end{cases}$$

每次裂变中瞬发γ射线的总能量接近于7.3MeV，而光子的平均能量约为0.9MeV。

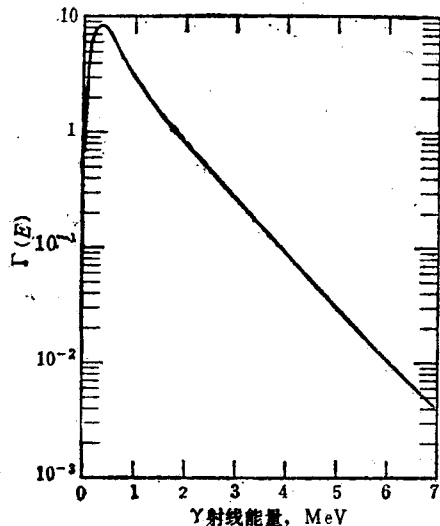


图2.27 瞬发裂变γ射线的能谱

质量数而不用原子序数来研究，其原因是大多数的裂变碎片是放射性的，通过放出负β粒子而衰变。因此，原子序数随时间而改变，而质量数不受β衰变的影响（§1.34）。

裂变产物

2.196 对铀-235慢中子裂变的详细研究表明，复合核以40多种不同的方式分裂，产生80种以上的初级裂变产物（或称裂变碎片）。这些产物的质量数范围从72（很可能是锌的一种同位素，原子序数为30）到161（可能是铯的一种同位素，原子序数是65）。图2.28中给出了铀-235的热中子裂变产物和铀-238的快中子裂变产物的裂变产额随质量数变化的图形；裂变产额定义为在总的核裂变中产生某种给定质量数产物的核裂变所占的份额（或百分数）。因为观测到的裂变产额分布在 10^{-5} 到百分之六以上的范围内，所以将它们用对数标度画出。应该注意，由于每次裂变成两个核，所以所有质量数的总产额加起来等于百分之二百。至于为什么用

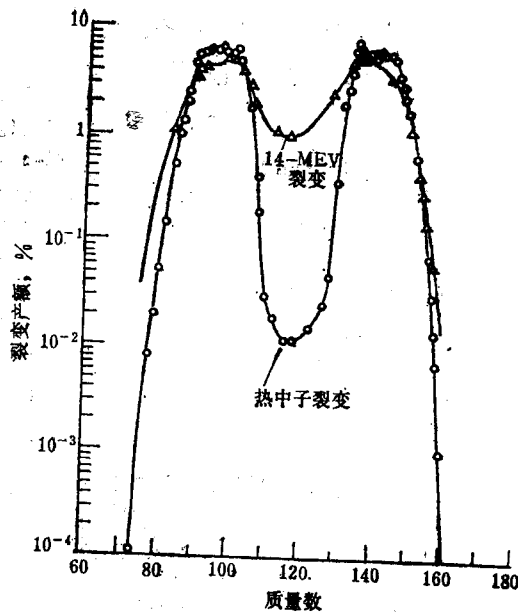


图2.28 裂变产额随裂变产物的质量数的变化

2.197 研究图2.28看出，几乎所有裂变产物的质量可以分成两大群：一是“轻”群，质量数从80到110；二是“重”群，质量数从125到155。有一些产物在这两群的中间和外边，但它们加起来也不超过裂变的百分之几左右。裂变的最可几方式所给出的产物质量数为95和139，它们构成总产物的将近百分之6.4。显然，铀-235的慢中子裂变在绝大多数情况中是不对称的。对于铀-233和钚-239的慢中子裂变，得到了类似于图2.28中的曲线，但其最大值和最小值稍有不同。随着中子能量的增大，对称裂变的概率增大，这从图2.28中上面那条曲线可以看到。

2.198 已观测到了与裂变产物质量数的分布相对应的动能分布。结果，与两个质量数群类似，探测到了两个明显的动能群；重群中最丰产物的动能近似为67MeV，而轻群中最丰产物的动能为98MeV。98与67之比约为1.46，这非常接近于最大产额的质量数之比，即139比95或1.46；只要动量是守恒的，它就应当是这样。

2.199 在裂变过程中，发生裂变的原子内放出许多轨道电子，结果使裂变碎片带有很高的电荷。较轻的碎片平均带有约20个单位正电荷，而较重的碎片带有约22个单位正电荷。这种以 10^7 m/s量级速度运动的粒子在它们穿过物质的路程上能够产生相当大的电离。由于它们的质量和电荷大，所以比电离高，从而射程比较短（§2.28）。已经观察到轻群和重群裂变碎片在空气中的射程分别为25mm和19mm左右。它们与放射源中发出的 α 粒子的射程相近。

2.200 裂变碎片在各种材料中的射程对于反应堆的设计很重要，因为必须防止它们从燃料元件中逸出。表2.11中给出了裂变碎片在一些材料中的平均射程和相应的面积密度^[1.5]。作为一种实用近似，裂变碎片在任何介质中的射程都可以取4MeV的 α 粒子在该介质中的射程值。

2.201 由于裂变碎片的中子-质子比超过了稳定性范围，所以它们几乎全部是负 β 发射体。这可以从图2.29中看到，该图显示了裂变碎片和核的“稳定性曲线”之间的相对关系（也可

表2.11 铀-235热中子裂变产生的
裂变碎片的近似射程

材料	射程 (10^{-2} mm)	面积密度 (10^{-2} kg/m ²)
铝	1.4	3.7
铜	0.59	5.2
银	0.53	6.1
金	0.59	11.1
铀	0.66	12.6
二氧化铀	1.4	10.0

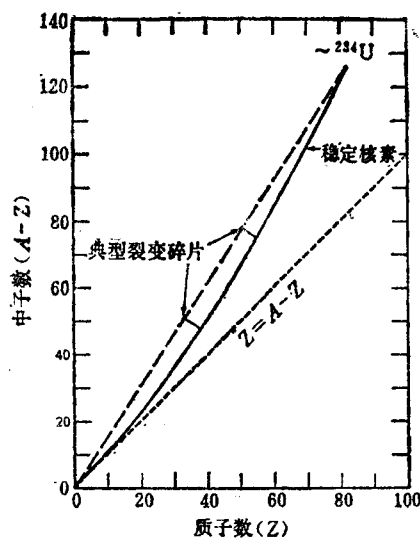


图2.29 裂变碎片的不稳定性

参看图1.2)。直接衰变产物通常也是放射性的，而且，虽然衰变链各有长短，但平均来说每一碎片都要经过四到五级衰变后才能形成一种稳定核素。由于裂变中产生约80种不同的放射性核素，所以在裂变后的短时间内，裂变产物中将存在300种以上的放射性核素。

2.202 大部分放射性裂变产物除了发射 β 粒子外，还放出 γ 射线。它们就是所谓缓发裂变 γ 辐射。大多数光子具有中等的能量，低于2MeV左右，但少数裂变产物放出的光子具有较高的能量。后者在一些屏蔽问题和反应堆控制方面是很重要的。铀-235每次裂变的裂变产物中所放出的缓发 γ 辐射总能量约为7.5MeV。

裂变产物的数量和活度

2.203 在反应堆运行期间和停堆以后，燃料中各单种裂变产物和总裂变产物的数量和活度从几个方面来看都很重要。这些量有下列用途：(1) 估计反应堆事故中散失到环境的裂变产物可能产生的辐射危害。(2) 确定乏燃料元件从反应堆中卸出后其裂变产物的放射性随时间的衰减，以确定燃料在后处理之前所需的冷却周期长度 (§ 1.70)。(3) 估算反应堆停闭后裂变产物放射性衰变的释热率。主冷却剂回路故障时使用事故冷却系统，而后者

的设计取决于停堆后的释热。(4) 计算反应堆运行期间积累的裂变产物中毒, 即中子的寄生俘获。

2.204 在反应堆运行时和运行后, 某种特定裂变产物核素*i*的核浓度 N_i (即单位体积中的核数) 随时间的变化率, 可以用下面的普遍形式表示:

$$\frac{dN_i}{dt} = \text{生成率} - \text{耗损率} - \text{衰变率} \quad (2.60)$$

核素*i* (质量数*A*, 原子序数*Z*) 可以通过裂变以及核素*j* (质量数*A*-1, 原子序数*Z*) 的中子俘获和核素*k* (质量数*A*, 原子序数*Z*-1) 的放射性 (通常是 β) 衰变而生成。另一方面, 它也由于俘获中子和发射 β 粒子而消失。这几个不同的核过程表示在图2.30中。

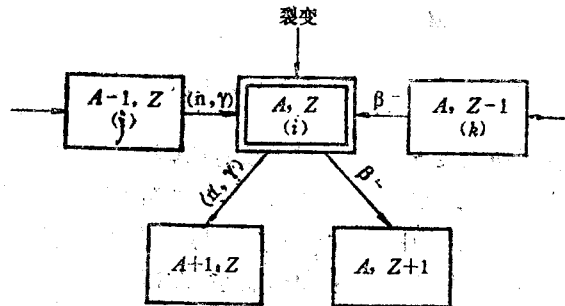


图2.30 裂变产物的形成和消失过程

2.205 在某一给定位置处或均匀区域内, 方程(2.60)的右边各项如下:

$$(1) \text{生成率} = \gamma_i N_t \sigma_t \phi + N_j \sigma_j \phi + \lambda_k N_k$$

其中 γ_i 是核素*i*的裂变产额, 以总裂变数中直接生成核素*i*的裂变所占的份额表示, N_t 、 N_j 和 N_k 分别为易裂变核素、核素*j*和*k*的核(数)密度; σ_t 是易裂变物质的裂变截面, 而 σ_j 是*j*的俘获截面; ϕ 是中子通量, λ_k 是核素*k*的放射性衰变常数。

$$(2) \text{耗损率} = N_i \sigma_i \phi$$

$$(3) \text{衰变率} = \lambda_i N_i$$

这两项的意义是明显的。所以, 将(1)、(2)、(3)和方程(2.60)结合起来使得

$$\frac{dN_i}{dt} = \gamma_i N_t \sigma_t \phi + N_j \sigma_j \phi + \lambda_k N_k - N_i \sigma_i \phi - \lambda_i N_i \quad (2.61)$$

其中 γ 、 σ 和 λ 的值可视为已知量。

2.206 为了由方程(2.61)解出任一时刻*t*的 N_i , 必须知道该时刻的 N_t 、 N_j 和 N_k 的值。易裂变核素的数密度可从反应堆中的初始数密度和某一功率水平下的运行时间容易地确定, 但计算 N_j 和 N_k 需要解类似于方程(2.61)的*i*个方程。在某些情形中, 有些项 (如 $N_j \sigma_j \phi$ 和 $\lambda_k N_k$) 可以忽略, 于是可以得到简单的解析解 (§5.56及其后有关各节)。然而一般来说, 必须使用计算机方法来解耦合微分方程组 (见 §4.70及有关各节)。

2.207 在运行了足够长的时间以后, 任一裂变产物核素*i*的数密度将趋近于一个平衡(或饱和)值, 这时该核素的生成率趋近于消失率。对于许多重要的裂变产物, 如铯-90和碘-131, 当反应堆运行在 10^{17} 到 10^{18} n/m²·s时 (这是动力反应堆的一般运行工况), 方程(2.61)中

·在中子俘获中质量数增加1, 但原子序数不变; 在 β 衰变中则相反。

只有第一项和最后一项才是重要的。在这些条件下，方程(2.61)简化为下列很好的近似形式：

$$\frac{dN_i}{dt} \approx \gamma_i N_i \sigma_i \phi - \lambda_i N_i.$$

如果在反应堆启动时（即当 $t=0$ 时）裂变产物 i 的初始数密度 N_i 取为零，并假定在短时间内反应堆中的中子通量就达到了常数值，则其情形类似于§2.119及有关各节中处理过的情形。于是， i 的饱和密度由下式给出：

$$N_i(\text{饱和}) \approx \frac{\gamma_i N_i \sigma_i \phi}{\lambda_i},$$

并且，任一时刻 t 的数密度与其饱和值之比为

$$\frac{N_i(t)}{N_i(\text{饱和})} \approx 1 - e^{-\lambda_i t} = 1 - \exp[-0.693(t/t_{1/2})_i],$$

所以，对于给定的中子通量和易裂变核素，即对于给定的 ϕ 和 σ_i ，核素的饱和数密度（相对于易裂变核素的数密度 N_i ）随裂变产额 γ_i 的增大和 λ_i 的减小（即半衰期的增大）而增大。在其他条件保持不变的情况下， $N_i(\text{饱和})$ 随中子通量的提高而增大。此外，核数趋近饱和的速率随 λ_i 的增大而加大，即随裂变产物核素半衰期的缩小而加大。

2.208 上述某些结论在图2.31中作了说明，该图表示了对于铯-90（ $\gamma_i=0.059, t_{1/2}=27.7$ 年）和碘-131（ $\gamma_i=0.029, t_{1/2}=8.05$ 天）， $N_i(t)/N_i(\text{饱和})$ 随反应堆运行时间的变化。由于经过七个半衰期的时间后可以达到饱和值的99.2%（§2.122），所以大约在反应堆运行两个月以后，碘-131已接近饱和。然而对于铯-90，达到饱和将需要很多年，对于水慢化的动力反应堆，燃料在反应堆中只存留3到4年，所以这一饱和活度值是永远达不到的。在燃料卸出时，铯-90的数密度为其理论饱和值的7—10%。

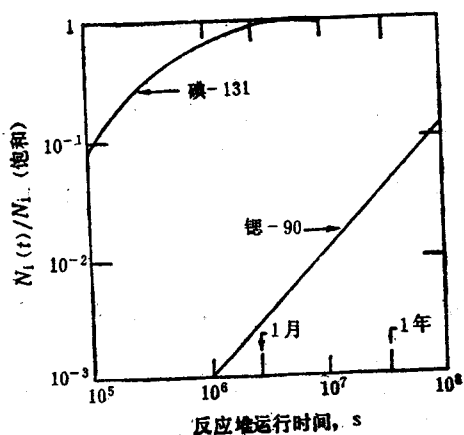


图2.31 裂变产物相对于饱和值的份额随反应堆运行时间的变化

对于一个典型的水慢化反应堆（如例题2.8中所考虑的那个反应堆），在3000MW热功率水平下运行，启动后30天裂变产物的活度约为 5.9×10^{20} Bq（ 1.6×10^{10} Ci）。

2.209 假定通过解方程(2.61)已经得到某一给定裂变产物的 $N_i(t)$ 值，则确定以贝可勒尔或居里为单位的相应活度是一件简单的事情（§2.15）。然后将各单种核素的活度加起来，就可以给出运行反应堆中裂变产物的总活度随时间的变化。以简化形式表示的主要结果概括在表2.12中，表中 ϕ 是热中子通量（n/m²·s）， N_{235}^0 是易裂变核素铀-235的初始数密度（每m³）， V （m³）是堆芯体积，所以 VN_{235}^0 是初始时存在于堆芯中的铀-235原子总数。至于为什么在运行几天以后活度不再发生很大的变化，其原因在于活度的主要贡献来自半衰期短的裂变产物核素（§2.16），刚才已经说明，这些核素在短时间内就趋近于它们的饱和

表2.12 运行反应堆中裂变产物的总活度

运行时间	$B_4/VN^{0.235}$	$C_1/VN^{0.235}$
10天	$2.0 \times 10^{-25} \phi$	$5.4 \times 10^{-26} \phi$
30天	$2.2 \times 10^{-25} \phi$	$5.8 \times 10^{-26} \phi$
1年	$2.3 \times 10^{-25} \phi$	$6.1 \times 10^{-26} \phi$

停堆后的裂变产物活度

2.210 反应堆停闭时中子通量降到很低的值，以致那些包含 ϕ 的项可以忽略；于是，方程(2.61)简化为

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda_k N_k - \lambda_i N_i$$

它可以按照 § 2.11 中所述的方法来解出。刚停堆后的 N_i 究竟是增大还是减小，这取决于 $\lambda_k N_k$ 和 $\lambda_i N_i$ 之间的相对大小。如果 k 衰变为 i 的速率超过 i 衰变的速率，即 $\lambda_k N_k > \lambda_i N_i$ ，则 dN_i/dt 将是正的，因而 N_i 将随时间而增大。另一方面，如果 i 的衰变快于生成它的 k 的衰变，即 $\lambda_k N_k < \lambda_i N_i$ ，则 dN_i/dt 将是负的，因而 N_i 在停堆后将逐步减小。然而，即使开始时 $\lambda_k N_k$ 大于 $\lambda_i N_i$ ，由于放射性衰变使 N_k 减小，也迟早会使情况转化为完全相反的状态。所以，当 $\lambda_k N_k = \lambda_i N_i$ 时， N_i 的值达到最大，然后随时间逐步减小。第五章中将描述这种行为的一个重要例子。

2.211 由于单种裂变产物的 N_i 值随反应堆停闭后的时间变化是已知的，所以可按反应堆运行时的同样方法计算总活度。但对于许多用途而言，使用一种半经验方法就足够了，从停堆后约10秒起到100天以内，所给出的结果可以精确到最多只差一倍的程度。该近似以应用由统计方法推得的下列关系为基础^[17]。从裂变产物中发出的 β 粒子的总发射率为

$$\text{每次裂变}\beta\text{粒子的发射率} \approx 3.2t^{-1.2} \text{ s}^{-1}, \quad (2.62)$$

其中 t 是以秒为单位的裂变后时间。如果假定每种裂变产物核素衰变时只发射一个 β 粒子，则其活度为

$$\text{每次裂变后裂变产物的活度} \approx 3.2t^{-1.2} \text{ Bq} \approx 8.6 \times 10^{-11} t^{-1.2} \text{ Ci}. \quad (2.63)$$

2.212 设一座反应堆在停闭前以热功率 P_0 运行了时间 T_0 ；然后要求确定在启动后 τ 时刻，即停堆后 $\tau - T_0$ 时刻的裂变产物活度。考虑在启动后 T 时刻的一个微小时间间隔 dT (图2.32)。于是，由时间间隔 dT 中发生的每次裂变在时刻 τ 所产生的活度由方程(2.63)给出为 $3.2(\tau - T_0)^{-1.2} \text{ Bq}$ 。因为 $3.1 \times 10^{10} \text{ f/s}$ 产生 1 W 热功率，所以在时间间隔 dT 中反应堆(运行功率为 $P_0 W$)内发生的裂变数为 $3.1 \times 10^{10} P_0 dT$ 。这样就有

由时间间隔 dT 中的裂变产生的 τ 时刻的裂变产物活度

$$\approx (3.2)(3.1 \times 10^{10}) P_0 (\tau - T_0)^{-1.2} dT \text{ Bq}$$

$$\approx 9.9 \times 10^{10} P_0 (\tau - T_0)^{-1.2} dT \text{ Bq}$$

$$\approx 2.7 P_0 (\tau - T_0)^{-1.2} dT \text{ Ci}.$$

将这个结果对整个运行期(即从零时刻到停堆时刻 T_0)积分，就给出在这个期间形成的全部裂变产物所产生的活度；于是，

$$\begin{aligned}
 \text{时刻}\tau\text{的裂变产物活度} &\approx 9.9 \times 10^{10} P_0 \int_0^{\tau-T_0} (\tau-T)^{-1.2} dT \text{ Bq} \\
 &\approx 5 \times 10^{11} P_0 [(\tau-T_0)^{-0.2} - \tau^{-0.2}] \text{ Bq} \\
 &\approx 14 P_0 [(\tau-T_0)^{-0.2} - \tau^{-0.2}] \text{ Ci}, \quad (2.64)
 \end{aligned}$$

其中 $\tau-T_0$ 是以秒为单位的停堆后时间。因此,停堆后的裂变产物活度可以由反应堆的已知热功率和运行时间(近似地)确定。

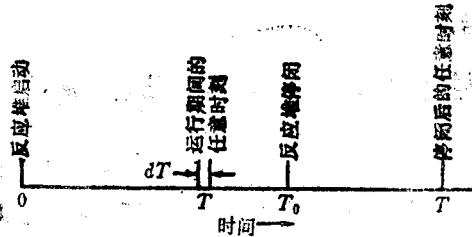


图2.32 裂变产物活度或衰变热
随时间变化的计算

停堆后的释热

2.213 在反应堆停闭并且裂变率变得很低以后,由于吸收了裂变产物中发出的 β 粒子和 γ 射线的能量而继续产生显著数量的热能,必须采取措施排出这些热量以防止损坏燃料元件;因此,衰变释热率和它随时间的变化是反应堆停闭系统设计中的重要考虑因素(第十一章)。

2.214 某种特定裂变产物在停堆后某一时刻的释热率可以由该时刻的衰变率 $\lambda_i N_i$ (如§2.205中那样确定)乘以 β 粒子和 γ 射线光子(如果有的话)的能量之和而得到。这里, β 粒子的能量是考虑了中微子带走能量后的平均能量(§2.39)。虽然有一小部分 γ 辐射泄漏,但一般假定所有 γ 射线的能量都在反应堆中递降为热。将所有裂变产物的释热率加起来,就给出停堆后任一时刻总的衰变释热率。

2.215 为了近似计算,可以采用类似于确定停堆后裂变产物活度的那种方法。取 β 粒子和 γ 射线的能量平均值,并且假定 β 粒子的能量(除去中微子的能量)和 γ 射线光子的能量全部都转化为热,就有^[17]

$$\text{每次裂变的衰变释热率} \approx 0.43 \times 10^{-12} t^{-1.2} \text{ W},$$

同以前一样,这里的 t 是以秒为单位的裂变后时间。如果采用处理方程(2.63)那样的方法来处理这个表达式,则与方程(2.64)相当的结果为

$$\frac{P}{P_0} \approx 6.5 \times 10^{-2} [(\tau-T_0)^{-0.2} - \tau^{-0.2}], \quad (2.65)$$

其中 P 是时刻 τ 的衰变释热率(或功率),表示单位相同于运行功率 P_0 的单位,例如可用瓦特表示。不管含有裂变产物的燃料在反应堆停闭后仍然留在堆内还是卸出准备后处理,这个方程都成立。所以一般来说, $\tau-T_0$ (即停堆后的时间)就是§1.70和§2.203中所说的冷却周期。应当记住,方程(2.65)只适用于冷却周期大于10秒到小于100天的范围。

2.216 将几个实验中测得的数据与按§2.214中方法进行的计算结合起来,已经提出了一种更加精确表达裂变产物衰变热功率的(图解)方法^[18]。图2.33中所示的结果已被美国核学会用作计算以铀-235和铀-238为初始燃料的反应堆停闭后冷却条件的推荐标准(ANS-5.1/N18.6)的基础。图中的曲线(它所包括的时间从停堆后的0.1秒到 10^9 秒,即31.7年)指的是一种假想反应堆,它以恒定功率 P_0 运行无限长的时间,然后瞬时停闭。对于有限的运行时间 T_0 秒(小于无限),停堆后任一时刻 t (= $\tau-T_0$)秒的 P/P_0 值可这样求得:先从图2.33中查出停堆后 t 时刻的 P/P_0 值,然后减去停堆后 T_0+t 时刻的 P/P_0 值。

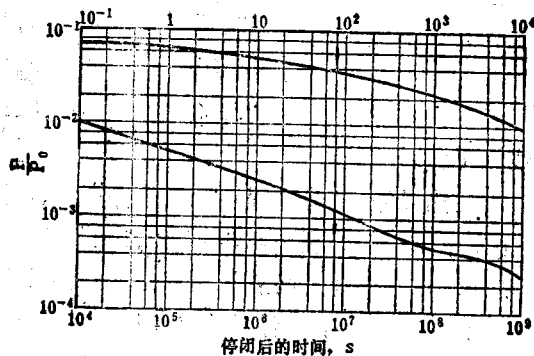


图2.33 裂变产物衰变热功率随停堆后时间的变化 (引自ANS-5.1/N18.6)

例题2.9 一座反应堆在恒定功率 P_0 下运行1天后突然停堆;问停堆后0.1秒时裂变产物衰变热功率 P 为多少?

解:由图2.33得停堆后0.1秒时的 P/P_0 为0.068。这个数字应减去停堆后1天加0.1秒(即 8.64×10^4 秒)时的 P/P_0 值。因此,所要求的 P/P_0 值为 $0.068 - 0.005 = 0.063$,或 $P = 0.063P_0$ 。

2.217 对于30天、1年和无限长(即所有的裂变产物都已经达到饱和)的反应堆运行时间以及各种的冷却周期(即停堆后的时间),由图2.33计算衰变热功率(以运行功率的分数表示),可以引出一些有意思的结论。其结果由表2.13给出。由表可见,停堆后1秒由裂变产物衰变而释放的热稍大于反应堆运行时热功率的6%。对于短的冷却时间,只要运行时间长

表2.13 停堆后的衰变热功率

运行时间	停堆后的时间(冷却周期)					
	1秒	1分	1小时	1天	30天	90天
	占运行热功率的份额(P/P_0)					
30天	0.061	0.035	0.012	4.7×10^{-3}	3×10^{-4}	1×10^{-4}
1年	0.062	0.036	0.013	4.8×10^{-3}	9×10^{-4}	5×10^{-4}
无限长	0.062	0.037	0.013	4.9×10^{-3}	1.8×10^{-3}	1.2×10^{-3}

于30天左右,则 P/P_0 基本上与运行时间无关。其原因是半衰期较短的裂变产物很快地达到了它们的饱和值,当然也首先衰变。往后的衰变热由半衰期较长的裂变产物产生,它们在停堆时的数量取决于反应堆的运行时间。

2.218 有时需将图2.33中的数据表示成解析形式^[19]。如果 P 是停堆后 t 秒时的衰变热功率, T_0 为停堆前的运行时间,则

$$\frac{P}{P_0} \approx 5 \times 10^{-3} a [t_0^{-b} - (T_0 + t)^{-b}], \quad (2.66)$$

其中,对于不同冷却时间的 a 和 b 的值为:

*在根据较新的测量和计算修订的一种ANS标准中,衰变热数据以适用于计算机计算的函数形式表出。对于直到停堆后100秒的时间(这段时间对于反应堆的安全分析很重要),修订后的衰变热值比图2.33中给出的低百分之几^[20]。但本图中的曲线仍然可以(如在本书中那样)用来了解停堆后热功率的一般特点。

停堆后的时间 (s)	a	b
0.1到10	12.05	0.0639
10到150	15.31	0.1807
150到 8×10^5	27.43	0.2962

其结果约在 $\pm 6\%$ 以内与曲线相符合。

2.219 除了裂变产物的衰变热以外,其他过程在反应堆停闭后也继续释放热量。最重要的是由某些裂变产物发射的缓发中子引起的裂变释热(§ 2.190)。这种缓发中子裂变热开始时大体上相当于裂变产物衰变热,但它们随时间衰减得更快;在30秒内约减少到最初的一半,而在1分钟以后可以忽略。铀-238俘获中子后形成寿命比较短的产物铀-239和镎-239,它们对停堆后的发热也有贡献。这些放射性核素在停堆后头几分钟内使 P/P_0 值增加0.004左右,在停堆后1小时下降到0.002左右。最后,当考虑停堆后的排热问题时,还必须考虑到仍然留在燃料中的“显”热(§ 6.89)。

一般参考文献

- A. Foderaro, "The Elements of Neutron Interaction Theory," MIT Press, 1971.
- A. R. Foster and R. L. Wright, Jr., "Basic Nuclear Engineering," Allyn and Bacon, Inc., 3rd Ed., 1977.
- S. Glasstone, "Sourcebook on Atomic Energy," Van Nostrand Reinhold Co., 3rd Ed., 1967.
- S. Glasstone and M. C. Edlund, "The Elements of Nuclear Reactor Theory," Van Nostrand Co., 1952.
- I. Kaplan, "Nuclear Physics," Addison-Wesley Publishing Co., 2nd Ed., 1963.
- J. R. Lamarsh, "Introduction to Nuclear Engineering," Addison-Wesley Publishing Co., 1975.
- J. R. Lamarsh, "Introduction to Nuclear Reactor Theory," Addison-Wesley Publishing Co., 1966.
- R. E. Lapp and H. L. Andrews, "Nuclear Radiation Physics," Prentice-Hall Inc., 3rd Ed., 1963.
- O. Oldenberg and N. C. Rasmussen, "Modern Physics for Engineers," McGraw-Hill Book Co., 1966.

参考文献

1. L. Katz and A. S. Penfold, *Rev. Mod. Phys.*, 24, 1(1952), p. 28.
2. O. Klein and Y. Nishina, *Z. Physik*, 52, 853(1929); see also W. Heitler, "The Quantum Theory of Radiation," Oxford University Press, 3rd Ed., 1954, p. 215 et seq.
3. Adapted from G. W. Grodstein, *NBS Circular* 583(1957).
4. G. I. Bell and S. Glasstone, "Nuclear Reactor Theory," Van Nostrand Reinhold Co., 1970, Chap. 7; see also J. J. Duderstadt and L. J. Hamilton, "Nuclear Reactor Analysis," John Wiley & Sons, 1976, p. 384 et seq.

5. C. H. Westcott, AECL(Canada)Report-670(1968); C. H. Westcott and D. A. Ray, AECL(Canada)Report-869(1959).
6. G. I. Bell and S. Glasstone, Ref. 4, p. 391-398.
7. G. I. Bell and S. Glasstone, Ref. 4, p. 319.
8. G. I. Bell and S. Glasstone, Ref. 4, p. 320-323.
9. G. I. Bell and S. Glasstone, Ref. 4, p. 347-350.
10. "ENDF/B Summary Documentation," 2nd Ed., U.S. ERDA Report BNL-17541 (ENDF-201), 1975; see also "Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF," U.S. ERDA Report BNL-NCS-50496 (ENDF-102), 1975; and "Neutron Cross Sections," U.S. ERDA Report BNL-325, Vol. 1, 1973, Vol. 2, 1976; CINDA 76/77, "An Index to the Literature on Microscopic Neutron Data," International Atomic Energy Agency, 1976.
11. R. B. Leachmann, "Nuclear Fission," *Sci. Am.*, 217, No. 2, 49(1965); see also A. Bohr and B. R. Mottelson, "Nuclear Structure," W. A. Benjamin, 1969.
12. L. Cranberg, et al., *Phys. Rev.*, 103, 662(1956).
13. G. R. Keepin, "Physics of Nuclear Kinetics," Addison-Wesley Publishing Co., 1965, Chapter 4.
14. N. M. Schaeffer, Ed., "Reactor Shielding for Nuclear Engineers," U.S. AEC Report TID-25951, 1973, p. 49.
15. E. Segrè and C. Wiegand, *Phys. Rev.*, 70, 808(1946); C. B. Fulmer, *ibid.*, 108, 1113, (1957).
16. H. H. Van Tuyl, "ISOGEN-A Computer Code for Radioisotope Generation Calculations," U.S. AEC Report HW-83785, 1964; M. J. Bell, "ORIGEN-The ORNL Isotope Generation and Depletion Code," U.S. AEC Report ORNL-4628(1973).
17. K. Way and E. P. Wigner, *Phys. Rev.*, 73, 1318(1948); see also W. B. Cottrell and A. W. Savolainen, "U. S. Reactor Containment Technology," U.S. AEC Report ORNL-NSIC-5, 1965, p. 5.117 et seq.
18. K. Shure, "Fission Product Decay Energy," U.S. AEC Report WAPD-BT-24, 1961; see also, M. A. Bjerke, et al., *Nucl. Safety*, 18, 596(1977).
19. K. Shure and D. J. Dudziak, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 4, 30(1961).
20. V. E. Schrock, *Nucl. Technol.*, 46, 323(1979).

习 题

1. ^{124}Sb 的放射性衰变常数为 $1.33 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ 。问这种同位素的活度衰减到它的初始值的0.1%需要多少年? 这个时间相当于多少个半衰期?
2. 一个放射性碘的样品具有 $3.7 \times 10^7 \text{ Bq}$ 的活度, 这是由半衰期为13.3d的 ^{131}I 造成的。问这种放射性同位素的重量是多少?
3. 1951年以前, 自然界中所有碳化物发射 β 粒子的平均速率是每千克碳255/s, 这是由于存在 ^{14}C 的缘故, 它的半衰期为5730y。(1951年以后, 由于试验热核武器, 这个发射率已经

增加。) 试确定天然碳中存在的 ^{14}C 的重量百分数。

4. 用放射性碳测定年龄是以生命物质吸收大气中由宇宙射线形成的 ^{14}C (作为 $^{14}\text{CO}_2$ 而存在) 为依据的。在生命物质死亡后, 吸收停止, ^{14}C 衰变。试估计 ^{14}C 浓度只有生命物质中的80%的木材样品的年龄。

5. 裂变产物钷-140 (半衰期为12.8d) 衰变为 ^{140}La (半衰期为40.5h), 后者形成稳定的 ^{140}Ce 。试从新提纯的1.0mg的 ^{140}Ba 开始, 绘制(a) 每种同位素的数量和(b) 以居里为单位的总活度随时间变化的曲线。(注意要将曲线加长到可能的最大值以外。)

6. 金由100%的同位素 ^{197}Au 组成, 它俘获热中子后形成放射性 ^{198}Au (半衰期2.7d); 活化截面为96b。重50mg的金箔片在一座低功率培训用反应堆中辐照600s, 取出2小时后测得 β 粒子发射率为 300s^{-1} 。试计算反应堆中的热中子通量。

7. 如果裂变产物 ^{141}Cs 的同位素质量为140.9472u, 它的 β 衰变产物(^{141}Ba)的同位素质量为140.9438u, 在假定没有 γ 射线的情况下, 试估算由前者发射的 β 粒子在(a) 空气中和(b) 混凝土(密度为 $2.7 \times 10^3 \text{kg/m}^3$) 中的近似射程。

8. 试比较将2.0MeV的 γ 射线减弱到1/10所需要的铝、铁和铅的厚度。

9. 证明对于麦克斯韦分布的热中子, 某种相互作用的速率等于 $\Sigma_{kT} \phi_{kT}$, 其中 Σ_{kT} 是能量 kT 处该种相互作用的所谓热中子截面, 而 $\phi_{kT} = n v_{kT}$, n 是总的中子密度, v_{kT} 是能量 kT 处的中子速度。

10. 一块500mg的天然铜箔片在充分热化的麦克斯韦中子通量 $10^{16} \text{n/m}^2 \cdot \text{s}$ 下受照射。问靶中的相互作用率是多少? 如果照射时间为0.5h, 则该片从通量中撤出1小时后的活度是多少? (天然铜由69.1%的 ^{63}Cu 和30.9%的 ^{65}Cu 组成, 它们的标准热中子吸收截面分别为4.4b和2.2b。 ^{64}Cu 和 ^{66}Cu 的半衰期分别为12.9h和306s。)

11. 在 ^{235}U 的一种可能的裂变模式中产生质量数分别为95和139的两个核。假定这两个碎片中的中子-质子比与原来 ^{235}U 中的一样, 试指出所形成的这两种同位素是什么。将它们的质量数与同类元素的稳定同位素的质量数作比较, 说明这些裂变产物具有 β 活度的原因。

12. 如果中子可以认为是一种单原子气体, 试估算与 25°C 时 $10^{19} \text{n/m}^2 \cdot \text{s}$ 热中子通量相当的“中子气体压力”(以Pa为单位)。

13. 对于在 315°C 的慢化剂中完全热化的中子, 试确定 ^{235}U 的平均热中子吸收(微观)截面。

14. 一座反应堆在3800MW(热)下运行250天, 然后停堆换料。问在冷却60天以后被卸出的燃料(堆芯的1/3)中裂变产物衰变所释放能量的速率是多少?

15. 低浓铀燃料元件从反应堆中卸出后, 需要多长时间才能使99%的留存 ^{239}U 转化为 ^{239}Pu ?

• 本题中的热中子分布不必是麦克斯韦的, 但截面要求按 $1/v$ 变化。——译者

第三章 中子的扩散和慢化

中子扩散理论

引言

3.1 当中子在气体、液体或固体介质内运动时，它们将与介质中各种原子的核发生碰撞。每次碰撞后，中子可能被核吸收，也可能发生弹性或非弹性散射。吸收的结果，或导致中子损失（如由辐射俘获），或由于裂变使中子数增加。裂变中子和入射中子通常具有不同的能量，飞行方向也不相同。再者，由于散射，中子的位置、能量和运动方向一般来说都将发生变化。因此，介质内中子和核的相互作用，使中子从某个位置到另一位置、从某一能量到另一能量、从一运动方向到另一方向发生转移（或输运）。

3.2 利用输运方程可以直接表述中子的空间、能量和时间分布。该方程有时也称为玻耳兹曼方程，因为它与L.玻耳兹曼（约于1870年）在气体动力学理论中导出的方程十分相似。输运方程基于中子守恒或中子平衡原理。在推导该方程时，考察系统中某一确定位置处的小体积元；然后求出具有给定能量并运动在给定方向的中子进入和离开该体积元的速率的表达式。这些表达式的代数和表示在该位置处以给定能量和方向运动的中子的密度随着时间的净变化率。实质上，这个结果就是中子输运方程。如果中子密度不随时间而变化，则方程描述稳态系统。

3.3 因为在很宽的能量和方向范围内运动的许多中子经散射碰撞后都可能产生以给定的能量运动在某一规定方向上的中子，所以散射项必须对所有的初始能量和运动方向进行积分。因此输运方程是一个积分微分方程，它仅在几种非常简单的情形下才能精确解出。然而，为计算反应堆的临界条件、各种能量下中子通量的空间分布以及构成核反应堆设计基础的其他物理量，输运方程是一个根本的出发点。因此在实际应用上采用了种种近似方法，并借助于各种计算程序得到数值解，这些将在第四章内说明。

3.4 对输运理论广泛采用的最简单近似之一是扩散理论近似。采用这一名称是因为所用到的关系式颇类似于气体和溶液扩散中所用的著名的斐克定律。从理论上说，扩散理论方程应从输运方程导出（§4.97），但因这一推导过程较复杂；此处从扩散的斐克定律出发，然后结合单能中子守恒方程导出扩散方程的实用形式。

单速中子守恒

3.5 为当前的目的，可以将单能中子系统的中子守恒原理以简单的形式表出。单能中子通常称为“单速”中子，因为他们全都具有相同的速度。试考察介质内单速中子和核存在着相互作用的一个体积元。在此假想系统内，散射将不会改变中子的能量（和速度）。中子可由某个源（或若干源）产生，亦可由于与核发生各种反应而被吸收或从体积元逃逸（泄

漏)。因此，中子密度 n 随时间的净变化率 $\partial n/\partial t$ 可由中子守恒方程给出：

单位体积内由源引起的生成率—单位体积内由吸收引起的消失率
—单位体积内由泄漏引起的消失率=单位体积内的净变化率。

或者

$$\text{源} - \text{吸收} - \text{泄漏} = \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (3.1)$$

其中，“源”、“吸收”和“泄漏”等词系指单位体积内这些过程的时间速率。

3.6 中子源的大小取决于环境，目前暂以符号 S 表示，指每秒每立方米内中子的生成率。中子吸收率可根据方程(2.34)明确表成 $\Sigma_a \phi$ ，其中 Σ_a 为系统内单速中子的宏观吸收截面， ϕ 为这些中子的通量。因此方程(3.1)可以写为：

$$S - \Sigma_a \phi - \text{泄漏} = \frac{\partial n}{\partial t}. \quad (3.2)$$

中子泄漏的计算

3.7 中子泄漏根据中子流密度来计算。 z 方向的流密度 J_z 定义为每单位时间内在 z 方向穿过单位表面面积的净中子数。在坐标位置为 x 、 y 和 z 的点处取出一个立方体体积元 dV ，其边长为 dx 、 dy 、 dz (图3.1)。考察面积为 $dxdy$ 的两个面，它们平行于 $x-y$ 平面，即与 z 方向垂直。每秒进入底面的中子数为 $J_z dxdy$ ，穿出顶面的中子数可记为 $J_{z+dz} dxdy$ ，其中 J_z 和 J_{z+dz} 为相应面上的中子流密度。因此，通过平行于 $x-y$ 平面的两个表面逸出该给定体积元 J 的中子净消失率为

$$(J_{z+dz} - J_z) dxdy = \frac{\partial J_z}{\partial z} (dxdydz).$$

全式除以体积元的体积 $dxdydz$ 后，得到

每单位体积通过 z 方向的中子消失率

$$= \frac{\partial J_z}{\partial z}.$$

对 x 和 y 方向可以采用类似的表达式，结果为

每单位体积内中子的消失(或泄漏)率

$$\begin{aligned} &= \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} \\ &= \text{div } \mathbf{J} = \nabla \cdot \mathbf{J}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

其中 \mathbf{J} 为中子流密度矢量，数值上等于每单位时间穿过与流动方向垂直的单位面积的净中子数；符号 $\nabla \cdot$ 是散度算符的矢量标记。

3.8 现在可将中子泄漏表达式代入单速中子的守恒方程(3.2)中；于是有

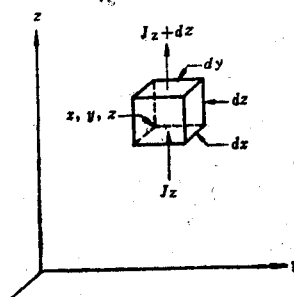


图3.1中子泄漏计算

$$S(\mathbf{r}, t) - \Sigma_a \phi(\mathbf{r}, t) - \nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \quad (3.4)$$

其中宗标 (\mathbf{r}, t) 表示有关量在系统内 (矢量) 点 \mathbf{r} 处在时刻 t 取值。对单速中子, 方程 (3.4) 完全是普遍适用的, 它和扩散理论并无关系。

扩散方程

3.9 单个中子在散射介质内以某种随机性的之字形路径飞行, 如图3.2所示。但当考察大量的单速中子时, 将发现中子群从高中子密度 (或通量) 区向低中子密度区有一总体徙动。按照斐克扩散定律, 中子在给定方向的净流动率正比于中子通量的 (负) 空间梯度。例如, 对于 z 方向单速中子的扩散, 斐克定律可表述为

$$J_z = -D \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad (3.5)$$

其中 $\partial \phi / \partial z$ 是 z 方向的中子通量梯度, J_z 是前面所定义的该方向的中子流密度, 而 D 是中子扩散系数。为了考虑中子在所有方向的扩散, 斐克定律可写成普遍形式表达式

$$\mathbf{J} = -D \text{grad} \phi = -D \nabla \phi, \quad (3.6)$$

其中 \mathbf{J} 是所考虑的系统给定地点的中子流密度矢量, ∇ 是梯度算符。扩散系数 D 具有长度量纲, 通常以米作单位。

3.10 现在可将斐克定律方程 (3.6) 代入普遍的单速中子平衡方程 (3.4) 的泄漏项中, 经整理后的结果为

$$\nabla \cdot [D \nabla \phi(\mathbf{r}, t)] - \Sigma_a \phi(\mathbf{r}, t) + S(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t},$$

此式通常称为**扩散方程**。下面当应用这一方程时, 将作**系统是均匀的**简化假定, 从而扩散系数与位置无关。在这些条件下中子泄漏项为

$$\nabla \cdot [D \nabla \phi(\mathbf{r}, t)] = D \nabla^2 \phi(\mathbf{r}, t),$$

其中 ∇^2 是拉普拉斯算符, 即

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}.$$

于是扩散方程一般可写成下列形式:

$$D \nabla^2 \phi(\mathbf{r}, t) - \Sigma_a \phi(\mathbf{r}, t) + S(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t}. \quad (3.7)$$

对于处于稳定状态的系统, 如本章将讨论的那些情形, $\partial n / \partial t$ 为零; 因而单速中子的**稳态扩散方程**可写成

$$\nabla \cdot [D \nabla \phi(\mathbf{r}) - \Sigma_a \phi(\mathbf{r})] + S(\mathbf{r}) = 0, \quad (3.8)$$

• 中子流密度矢量 \mathbf{J} 和通量 ϕ 通常都表示为每平方米每秒中子数; 但应注意 \mathbf{J} 是矢量, 即它包含方向, 而 ϕ 为标量。如果按通量本来的严格含义将它表示为 (中子数/m²) (m/s), 则两者可不致混淆。

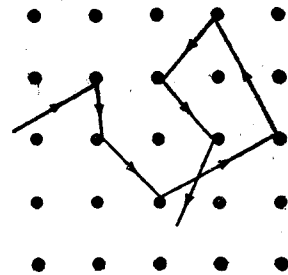


图3.2 固体介质内中子与核的弹性散射

3.11 通过作一定的近似, 扩散方程(3.8)可以从精确的单速输运方程推出。这些近似表明, 扩散理论只对于远离中子源、强吸收体或边界大约二或三个以上散射平均自由程 (§3.12) 的空间区域才能描述中子的行为。然而, 扩散理论非常有用, 因为它适于进行简单的数学处理, 并且有助于理解倍增系统和非倍增系统的各种特性。扩散方程也常用于进行反应堆计算(第四章), 这时所用的方程形式比刚才给出的形式略微复杂些。

扩散系数和扩散长度

3.12 在进一步探讨扩散方程以前, 先来探讨一下扩散系数的各种表示方法。在对输运理论采用单速扩散近似的过程中, 发现扩散系数可以利用宏观截面表为

$$D = \frac{1}{3(\Sigma_a - \Sigma_s \bar{\mu}_0)} \quad (3.9)$$

其中总截面 Σ_t 为吸收截面 Σ_a 和散射截面 Σ_s 之和, $\bar{\mu}_0$ 为实验室坐标系内中子碰撞的平均散射角余弦 (§3.68 及以下有关小节)。括号内的量称为运输截面 Σ_{tr} , 其倒数为运输平均自由程 λ_{tr} ; 因而

$$\Sigma_t - \Sigma_s \bar{\mu}_0 \equiv \Sigma_{tr} = 1/\lambda_{tr}$$

结果有

$$D = \frac{1}{3\Sigma_{tr}} = \frac{1}{3}\lambda_{tr} \quad (3.10)$$

对弱吸收介质, Σ_a 很小, Σ_t 可代之以 Σ_s ; 因此方程(3.9)化为

$$D \approx \frac{1}{3\Sigma_s(1 - \bar{\mu}_0)} = \frac{\lambda_s}{3(1 - \bar{\mu}_0)}$$

其中 $\lambda_s (= 1/\Sigma_s)$ 是单速中子在扩散介质内的散射平均自由程。

3.13 若中子散射是各向同性的, 即在实验室系中是球对称的, 则平均散射角余弦 $\bar{\mu}_0$ 为零, 于是 Σ_{tr} 就等于总截面 Σ_t , 或在弱吸收介质情况下等于 Σ_s 。系数 $1/(1 - \bar{\mu}_0)$ 可以看作对散射非各向同性的修正, 它表示向正前方(即中子与核碰撞以前的初始运动方向)的优先散射。一般来说, $\bar{\mu}_0$ 随着碰撞核质量的增加而变小, 因此各向异性散射的倾向也相应减弱。所以, 对重的核, 系数 $1/(1 - \bar{\mu}_0)$ 接近于 1, 总截面(或散射截面)和运输截面相差不大, 相应的平均自由程也相差不大。

3.14 在求解扩散方程(3.8)时, 有时为方便起见将全式除以 Σ_a , 结果出现量 D/Σ_a ; 该量具有(长度)²的量纲, 因为 D 的量纲是长度, Σ_a 的量纲是倒长度 (§2.111)。于是 D/Σ_a 的平方根有长度量纲, 称之为给定扩散介质中单速中子的扩散长度 L ; 因此,

$$\sqrt{L} \equiv \sqrt{D/\Sigma_a} \quad (3.11)$$

利用 §3.12 中的结果, 上述定义可以写成不同的形式。

扩散方程的解: 边界条件

3.15 根据拉普拉斯算符 ∇^2 的含义, 扩散方程显然是一个微分方程式, 因此并不能

为物理图象提供完整描述。其一般解将含有任意的积分常数。为了决定这些常数的适当数值，必须以边界条件的形式对允许解加以限定。边界条件根据问题的物理性质导出，其数目必须足以确定不带任意常数的唯一解。以下几小节讨论在求解中子分布问题中常常用到的几种边界条件。

3.16 假定两个不同介质均非真空，中子能自由地穿越它们之间的界面。因而可以期望，在两个介质之间的界面上中子通量以及流密度都应该连续。因此，一种简单的边界条件是：**在具有不同扩散性质的两种介质的交界面处，两种介质内的中子通量相等。**若以符号A和B记两种介质，则

$$(\phi_A)_0 = (\phi_B)_0, \quad (3.12)$$

下标0用来表明物理量在交界面处取值。

3.17 中子流密度是一个矢量，连续性条件要求垂直于界面的分量连续。因此流密度的边界条件取如下形式：在具有不同扩散性质的两种介质的平面交界面处，垂直于交界面方向上的净中子流密度相等。如果将垂直于界面的方向取为x方向，由方程(3.5)得到该方向的中子流密度为

$$J_x = -D \frac{d\phi}{dx}. \quad (3.13)$$

于是，界面处流密度的连续性条件可以写为

$$-D_A \left(\frac{d\phi_A}{dx} \right)_0 = -D_B \left(\frac{d\phi_B}{dx} \right)_0. \quad (3.14)$$

像平面的情形一样，对于球形或无限圆柱形的交界面，这一结果依然成立。应注意的是，方程(3.14)意味着扩散理论可以用在两种介质间的界面处。虽然实际情况并非如此，然而从输运理论已证明，这一方程代表了对精确边界条件的一种具有适当精度的近似。

线性外推距离

3.18 在扩散介质与真空之间的界面上，因为中子不会从真空散射返回扩散介质，从而出现了不同的情况。换句话说，这时只有单方向的中子流动。对扩散介质和空气之间的界面，情况大体相同；有一些中子从空气中散射返回，但其量甚微；因此，对中子而言，处理介质-空气界面时可以把空气看成为真空。于是可假定下述边界条件：**在扩散介质与真空（或空气）之间的界面附近，中子通量梯度应使通量在界面外侧某一距离处线性外推至零。**应该强调，当我们假定在扩散介质和真空之间实际界面的外侧某一距离处有一假想外推边界，中子通量在那里为零时，并不意味着通量在那儿实际上真的为零。由线性外推使中子通量在外推边界上为零，这种外推边界概念仅是为了得到简单边界条件的一种方便的数学技巧而已。

3.19 如果在介质-真空界面上中子通量为 ϕ_0 ，则界面附近中子通量的梯度为 $d\phi_0/dx$ 。为了要使在离实际边界距离为d的假想外推边界处中子通量线性外推到零，应取条件为

$$\frac{d\phi_0}{dx} = -\frac{\phi_0}{d}, \quad (3.15)$$

这可以从图3.3看出。满足这一边界条件的距离d称为**线性外推距离**。按照扩散理论^[1]，界面附近x方向的单速中子通量梯度由下式给出：

$$\frac{d\phi_0}{dx} = -\frac{\phi_0}{2D}$$

将它与方程(3.15)比较, 可以看到扩散理论外推距离为

$$d=2D$$

或者, 因为由方程(3.10)有 $D = \frac{1}{3}\lambda_{tr}$, 所以

$$d = \frac{2}{3}\lambda_{tr}$$

因此, 在扩散介质和真空(或空气)之间的交界面处的边界条件是: 在物理边界

外侧 $\frac{2}{3}\lambda_{tr}$ 距离处, 中子通量应线性外推至零。

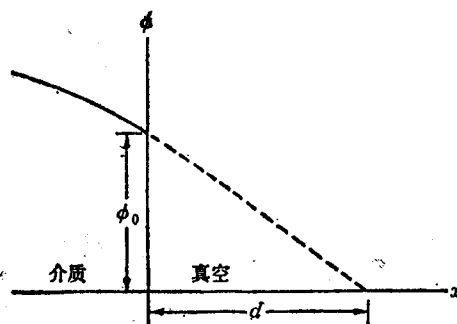


图3.3 中子通量在平面界面处的外推

3.20 因为在界面附近扩散近似是无效的, 可以预期, 上面得到的线性外推距离不会提供正确的边界条件。按照更为精确的输运理论, 对弱吸收介质的平表面, 采用 $0.71\lambda_{tr}$ (或大约 $2.1D$)作为外推距离, 可以在除去边界附近区域以外的介质内部, 求得中子通量的较好近似值。这一情况可参见图3.4, 那里在与真空接界的界面附近分别画出了由输运理论和由扩散理论导出的 x 方向通量分布。在离界面约一个输运平均自由程处, 输运理论给出的(或真实的)通量显著低于扩散理论给出的值。但是通过采用线性外推距离 $0.71\lambda_{tr}$ 作为介质-真空边界条件, 对于离界面远于一个输运平均自由程的介质内部点, 由扩散方程也可以得到满意的通量描述。

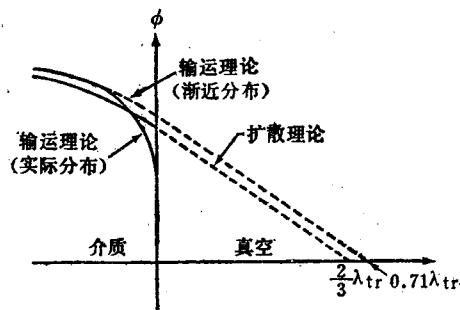


图3.4 在平面界面上输运理论和扩散理论的外推

非倍增介质中的扩散方程

3.21 稳态扩散方程(3.8)可应用于倍增系统, 即含有吸收中子后能产生附加中子的易裂变材料的系统, 也可应用于非倍增系统, 这时中子来自独立的(或外部的)源。因此, 扩散方程中的源项 S 可以来自裂变(它取决于中子通量), 也可以来自独立源(它不取决于中子通量), 或同时来自于两者。目前, 暂时限于讨论非倍增介质。

3.22 在非倍增介质中, 即不含易裂变材料的介质中, S 仅取决于独立源。因此, 除了在中子源的实际位置处以外, 扩散方程的源项为零。因此在求解微分方程(3.8)时, 对于源位置(或有源区域)以外的介质内的所有点, 可以令 $S=0$ 。这时, 对于源位置处要置以适当的边界条件, 这将在下列诸节中加以说明。若 S 为零, 则非倍增介质内的稳态扩散方程(3.8)化为齐次形式, 它除了源点外处处适用; 这就是

$$D\nabla^2\phi(\mathbf{r}) - \Sigma_a\phi(\mathbf{r}) = 0,$$

或

$$\nabla^2 \phi(r) - \frac{1}{L^2} \phi(r) = 0, \quad (3.16)$$

其中, L 为方程 (3.11) 所定义的扩散长度。方程 (3.16) 与亥姆霍兹 (Helmholtz) 方程具有相同的形式, 并且也常常以此命名。§3.10 中已指出, 该方程基于如下假定, 即在所考虑的介质中扩散系数与位置无关。

点源产生的单速中子的扩散

3.23 现在以点源产生的单速中子在无限非倍增介质中的扩散为例, 说明对于简单情形扩散方程的求解过程。这一结果是很有意义的, 因为它提供了扩散长度的物理解释。

3.24 在球对称系统中, 球坐标的拉普拉斯算符为

$$\nabla^2 \equiv \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr},$$

其中 r 表示离原点的距离。对于无限介质中的点源, 中子分布可以认为具有球对称性。若假定源位于球坐标原点, 则无源扩散方程 (3.16) 变为

$$\frac{d^2 \phi(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\phi(r)}{dr} - \frac{1}{L^2} \phi(r) = 0, \quad (3.17)$$

其中 r 为离点源的距离。于是, 方程 (3.17) 描述除了源点以外无限介质中的中子通量分布。

3.25 为了解这一方程, 引入变量 $y \equiv \phi/r$, 方程 (3.17) 化为

$$\frac{d^2 y}{dr^2} - \frac{1}{L^2} y = 0.$$

因为由方程 (3.11) 可以看出 L^2 为一正量, 所以一般解为

$$y = A e^{-r/L} + C e^{r/L},$$

因此

$$\phi(r) = A \frac{e^{-r/L}}{r} + C \frac{e^{r/L}}{r}, \quad (3.18)$$

常数 A 和 C 由边界条件决定。

3.26 若 C 不为零, 则由方程 (3.18) 显然可见当 $r \rightarrow \infty$ 时中子通量变为无穷大。因为除了原点外通量必须永远是有限的, 从而得出 C 必须为零, 于是方程 (3.17) 的一般解现在简化为

$$\phi(r) = A \frac{e^{-r/L}}{r}. \quad (3.19)$$

3.27 为了求出 A 的值就要采用所谓源条件。如果 J 是以源为中心、半径为 r 的球表面上的中子流密度, 则每秒穿过整个球面的中子总数为 $4\pi r^2 J$ 。当 r 趋于零时, 该数的极限值应等于源的强度 S n/s, 即等于点源每秒向所有方向发射中子的总数。距源为 r 的点处, 中子流

• 因为 B 在反应堆理论中具有特殊的意义 (见 §3.59 及以下各节), 此处不用它来表示任意常数。

密度由方程(3.5)和(3.19)给出为

$$J = -D \frac{d\phi}{dr} = DAe^{-r/L} \left(\frac{1+r/L}{r^2} \right) .$$

结果, 从前面的论述得到,

$$\begin{aligned} S &= \lim_{r \rightarrow 0} 4\pi r^2 J \\ &= \lim_{r \rightarrow 0} 4\pi r^2 DAe^{-r/L} \left(\frac{1+r/L}{r^2} \right), \end{aligned}$$

因此

$$A = \frac{S}{4\pi D} .$$

表示通量分布的方程(3.19)因而变为

$$\phi(r) = \frac{S}{4\pi D} \cdot \frac{e^{-r/L}}{r}, \quad (3.20)$$

这就是所要求的扩散方程的解。

例题3.1 假想的单速中子点源向周围的“无限大”石墨块发射 10^6 n/s。试确定离源0.27, 0.54和1.08m远处的中子通量。(假设石墨的 $1/L$ 为 1.85m^{-1} , D 为 9.4mm)。

解: 根据方程(3.20),

$$\phi(0.27) = \frac{10^6}{(4\pi)(9.4 \times 10^{-3})} \cdot \frac{e^{-(1.85)(0.27)}}{0.27}$$

$$= 8.5 \times 10^6 \frac{e^{-0.5}}{0.27} = 1.9 \times 10^7 \text{ n/m}^2 \cdot \text{s},$$

$$\phi(0.54) = 8.5 \times 10^6 \frac{e^{-1}}{0.54} = 5.8 \times 10^6 \text{ n/m}^2 \cdot \text{s},$$

$$\phi(1.08) = 8.5 \times 10^6 \frac{e^{-2}}{1.08} = 1.1 \times 10^6 \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}.$$

3.28 考察环绕着中子点源的半径为 r 、厚度为 dr 的一个球壳元, 它的体积为 $4\pi r^2 dr$ 。由于通量为 ϕ n/m²·s、宏观吸收截面为 Σ_a m⁻¹的区域中每立方米每秒吸收的中子数可由 $\Sigma_a \phi$ 表示, 故得到球壳内的中子吸收率为 $4\pi r^2 dr \Sigma_a \phi$ n/s。该值即为球壳中心点源发射的中子在离源 r 处 dr 体积元内被吸收的概率的度量。

3.29 因此, 从中子源到它被吸收的地点的均方(净矢量)距离 $\overline{r^2}$ 就等于

$$\overline{r^2} = \frac{\int_0^\infty r^2 (4\pi r^2 \Sigma_a \phi) dr}{\int_0^\infty 4\pi r^2 \Sigma_a \phi dr} .$$

• 原文中极限号下误写为 $r \rightarrow \infty$ 。——译者

将方程(3.20)给出的 ϕ 值代入,这就变为

$$\bar{r}^2 = \frac{\int_0^{\infty} r^3 e^{-r/L} dr}{\int_0^{\infty} r e^{-r/L} dr} = \frac{6L^4}{L^2} = 6L^2, \quad (3.21)$$

或者

$$L^2 = \frac{1}{6} \bar{r}^2. \quad (3.22)$$

因此,单能中子扩散长度的平方等于从源到中子被核吸收地点的均方(净矢量)距离的六分之一。

无限平面源和有限厚介质

3.30 扩散方程在另一种有意义的情形下也易于解出,即由平面源产生的单速中子非倍增介质中扩散的情况,该介质由长、宽为无限,但厚度为有限的平板所构成(图3.5)。这种情况颇类似于后面(§3.147)将讨论的反射层(扩散介质)包围反应堆(相当于平面源)的情况。

3.31 目前所选取的坐标系使源平面所有的点均处在 $x=0$ 平面上。因为假定源在长宽方向是无限的,显然对任一给定的 x 值,中子通量和 y 与 z 无关。现在拉普拉斯算符在直角坐标系中仅剩 d^2/dx^2 项,所以在目前情况下扩散方程(3.16)变为

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} - \frac{1}{L^2}\phi = 0. \quad (3.23)$$

由于 L^2 为正,所以该方程的普遍解为

$$\phi(x) = Ae^{-x/L} + Ce^{x/L}, \quad (3.24)$$

其中 A 和 C 是需由边界条件决定的常数。

3.32 为了求 C 的值,利用在假想外推边界上通量应为零的边界条件;因此

$$\phi(a) = Ae^{-a/L} + Ce^{a/L} = 0,$$

其中 a 为介质厚度,包括外推距离在内。所以

$$C = -Ae^{-2a/L}.$$

常数 A 可由源条件导出,其推导过程类似于§3.27中叙述的程序;结果为

$$A = \frac{S}{2(D/L)(1 - e^{-2a/L})}.$$

在将 A 和 C 的这些表达式代入方程(3.24)后,由无限平面源 S n/m²·s 在厚度 a 为有限的介质内形成的 x 方向通量分布为

• 本处考虑的净矢量(或“直飞”)距离与中子的吸收平均自由程的不同之处在于,后者对应于中子飞行的总(或标量)距离。

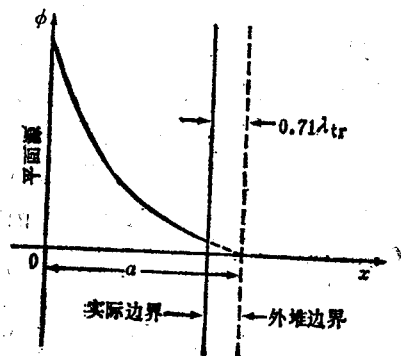


图3.5 无限平面源在有限厚平板内形成的中子通量分布

$$\phi(x) = \frac{SL}{2D} \frac{\sinh[(a-x)/L]}{\cosh(a/L)}, \quad (3.25)$$

其中

$$\sinh\theta = \frac{1}{2}(e^\theta - e^{-\theta}) \text{ 和 } \cosh\theta = \frac{1}{2}(e^\theta + e^{-\theta}).$$

3.33 由图3.6可以初步了解扩散介质厚度对通量分布的影响。图中对于石墨的各种厚度画出了 ϕ/S 随平面源距离的函数变化，该厚度分别等于1, 2, 3和无穷大*。这里 L 等于0.54m, D 等于8.6mm(见表3.1)。由于 a/L 为有限扩散介质的厚度 a 所对应的扩散长度数, 所以图3.6中的曲线对应于1, 2, 3个扩散长度厚和无限厚的介质。

3.34 可以看到, 当 $a/L=3$ 时, 即当包括外推距离在内的介质厚度等于特定单速中子扩散长度的3倍时, 则除在界面附近外, 这些中子的通量分布与无限介质内的通量分布相差不大。即使对 $a/L=2$, 只要离界面的距离超过一个扩散长度时, 即在图3.6中 $x < 0.5\text{m}$ 的区域内, 其中子通量分布与无限介质分布的差别也不大。这些结果是颇带普遍性的, 因为在决定中子通量如何随着离平面源距离的增加而下降时, 以扩散长度为单位的介质厚度 a/L 为一个重要参量。因此, 当介质的厚度为扩散长度的2倍或更高倍数时, 对于离界面距离约大于一个扩散长度的区域, 可以将介质视为无限的一样。

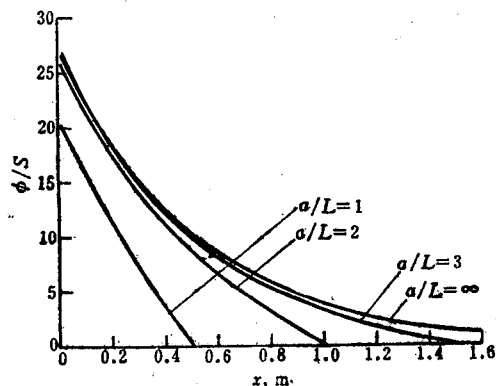


图3.6 不同厚度介质内的中子通量分布

3.35 对这些结果的物理解释是颇有意义的。在无限介质内没有中子损失, 但对有限厚平板, 中子会从界面泄漏出去。如果厚度是扩散长度的3倍或更厚, 大部分中子在达到界面以前就被散射回来, 泄漏很少。对于较薄的平板, 中子损失较多, 结果在接近边界处通量下落较快。当包括外推距离在内的厚度等于扩散长度, 即 $a/L=1$, 或者更小时, 这个效应非常显著。

热中子扩散长度

3.36 单速(或单能)中子的扩散长度没有实际意义, 因为由于散射碰撞的结果, 中子能量不可避免要发生变化。然而, 可以定义并通过实验测量热中子扩散长度, 即与扩散介质达到热平衡状态的中子的扩散长度。当存在一个稳定状态时, 热能区内中子的能量分布在弱吸收的非倍增介质内近似为麦克斯韦分布, 且与时间无关。因而可能按照§2.128及其后诸节描述的那样, 定义一个平均热中子扩散系数 \bar{D} 和平均宏观吸收截面 $\bar{\Sigma}_a$, 其中积分在整个热能区进行, 即从0到大约1eV。因此, 根据方程(3.11), 热中子扩散长度等于 $\sqrt{\bar{D}/\bar{\Sigma}_a}$ 。

3.37 对某种给定材料的无限介质, 在垂直于无限平面源的方向上热中子通量随距离的变化可以表示为

* 因为方程(3.25)不适用于源本身所在的位置, 所以曲线不能延伸到 $x=0$ 。

$$\phi(z) = Ae^{-z/L},$$

其中 z 为离平面源的距离, A 为一常数。虽然实际上不可能构造无限大的介质, 但可以将平面源置于由扩散材料构成的有限大的长方六面体内, 通过测量离源不同距离处的热中子通量来确定给定材料的热中子扩散长度。如图3.7所示, 源位于 $x-y$ 平面上。沿任一条平行于 z 轴的直线(即对任意一对常数值 x 和 y), 通量的变化可表示为*

$$\phi(z) = \text{常数} \times e^{-\gamma z},$$

或

$$\frac{d \ln \phi(z)}{dz} = -\gamma.$$

此关系式对离开源平面和材料块上端面较远处成立。

3.38 利用§2.119内描述的箔片活化法测量离源不同距离 z 处的热中子通量(或与其成比例的量)可决定 γ 值。若将 $\ln \phi(z)$ 对于 z 作图, 则线性部分的斜率等于 $-\gamma$ 。理论分析表明

$$\frac{1}{L^2} = \gamma^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2,$$

其中 a 和 b 是长方块在 x 和 y 方向上的尺寸, 包括外推距离在内(见图3.7)。由于 a 、 b 和 γ 现为已知, 可以算出扩散长度 L 。值得注意的是 $(\pi/a)^2$ 和 $(\pi/b)^2$ 两项计入了中子从具有有限尺寸 a 和 b 的六面体诸侧面上发生的泄漏。

例题3.2 通过对 $1.0\text{m} \times 1.0\text{m} \times 0.65\text{m}$ 高装置内的通量分布测量来确定金属铍的热中子扩散长度。装置的底部是热中子平面源。安放在底面上方各垂直距离处箔片的修正饱和活度(每秒衰变数, 或贝可勒尔数 Bq)在下面给出。在水平方向进行类似测量得出外推距离值(即中子通量外推到零的位置离装置表面的距离)为 25mm 。问铍内热中子的扩散长度值是多少?

垂直距离 z (m)	饱和活度 (Bq)
0.1	5.2
0.2	2.8
0.3	1.5
0.4	0.8
0.5	0.4
0.6	0.2

解: 饱和活度正比于热中子通量(§2.122); 所以图3.8中直线的斜率就是 $d[\ln \phi(z)]/dz$, 它等于 $-\gamma$ 。因此求得 γ 的值为 -6.5m^{-1} 。铍装置在 x 和 y 方向的实际尺寸都是 1m ; 该值必须加上两边的外推距离 $2 \times 25 = 50\text{mm} = 0.05\text{m}$ 。因而, $a = b = 1.05\text{m}$,

* 该理论在此已大加简化, 其细节和实验方法可参见文献[2]。

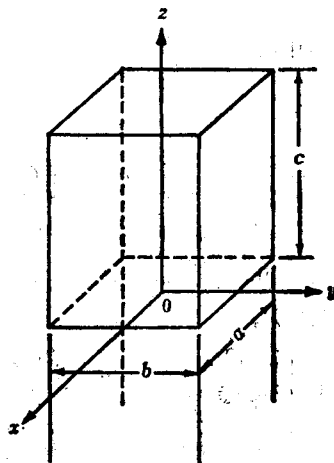


图3.7 热中子扩散长度的确定

$$\frac{1}{L^2} = \gamma^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 = (6.5)^2 - 2 \left(\frac{\pi}{1.05}\right)^2,$$

$$L = 0.20 \text{ m.}$$

(文献给出的值是0.21m.)

3.39 确定给定材料的热中子扩散长度的另一种方法是向适当大的这种材料块内注入快中子短脉冲(束), 中子被迅速热化¹³³; 然后, 测量脉冲终止后热中子通量随时间衰减的速率。从理论上已经证明, 材料中任何给定位置处的通量 $\phi(t)$ 最终应按指数方式随时间衰减; 即

$$\phi(t) = \text{常数} \times e^{-\lambda t}, \quad (3.26)$$

其中 λ 是时间衰减常数, 它取决于使脉冲衰减的材料尺寸。作为一阶近似, λ 可以表示为

$$\lambda = \frac{1 + L^2 B^2}{t_d}, \quad (3.27)$$

其中 L 为材料的热中子扩散长度, t_d 为热中子扩散时间, 即热中子在被吸收以前在无限介质内平均度过的时间。量 B^2 将在§3.48及其后诸节内进行更充分的讨论, 它与使脉冲衰减的介质尺寸的平方成反比。对于常见形状的介质, 可以给出计算 B^2 的各种简单表达式(见表3.2)。

3.40 从方程(3.26)得出不同尺寸长方体块的衰减常数 λ , 就可以将其表为 B^2 的函数。将结果画出图并外推到 $\lambda=0$ 。从方程(3.27)可知 L^2 等于相对应的 $-1/B^2$ 之值。热中子扩散时间也可由同一组测量结果中得到, 因为当 B^2 等于零时, $\lambda=1/t_d$ (图3.9)。

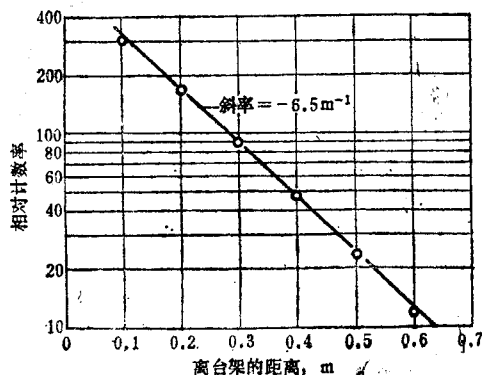


图3.8 求铍内热中子扩散长度的数据

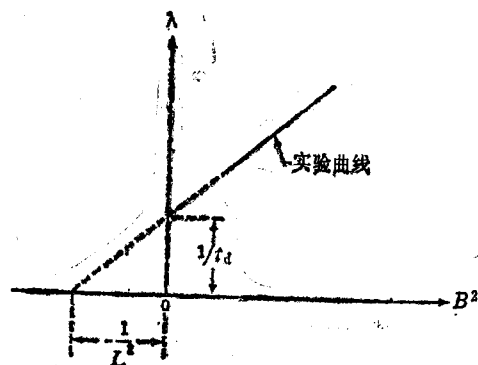


图3.9 利用脉冲中子技术确定热中子扩散长度

3.41 表3.1给出核反应堆中可用作(或已用作)慢化剂的四种材料的热中子扩散长度和扩散系数; 对于每种情况, 输运平均自由程按方程(3.10)均等于 $3D$ 。应注意热中子在水中的扩散长度非常短; 这部分地是由于吸收截面相对较大的缘故。

表3.1 慢化剂的热中子扩散参数 (温度为293K)

慢化剂	密度 (10^3kg/m^3)	L (m)	D (mm)
水	1.00	0.0275	1.6
重水 (99.75% D_2O)	1.10	1.00	8.5
铍	1.85	0.21	5.4
石墨 (堆用等级)	1.70	0.54	8.6

中子在倍增系统内的扩散

无限倍增因子和有效倍增因子

3.42 前面所讨论的扩散介质是非倍增性的, 即介质内不含有会引起中子密度增加的易裂变物质。然而, 本节所讨论的扩散理论主要着眼于在倍增介质如核反应堆内的应用。可以用这种理论 (至少是近似地) 导出临界系统条件, 即在有限尺寸的系统中获得自持中子链式反应的条件 (§1.56)。在临界 (或稳态) 条件下, 给定时间内由裂变产生的中子数正好等于由吸收和从系统中逃逸 (或泄漏) 而损失的中子数。严格来说, 临界条件是指在没有独立源或外源条件下系统中仍然能存在某种中子稳定状态的条件, 此处所谓独立源指与中子通量无关的源。当这种源存在时, 即使裂变链不是自持的, 也可以存在稳定状态, 因为源提供了一定数量的补充中子。如果将源移去, 系统内的中子密度就会不断下降。

3.43 倍增系统 (如核反应堆的堆芯) 的基本参数之一是它的无限倍增因子, 记作符号 k_{∞} 。对于一个假想的无限大系统, 没有中子泄漏损失。中子由裂变产生, 并且仅仅由于被系统内所含各种材料的吸收而损失。因而无限倍增因子定义为

$$k_{\infty} = (\text{无限大系统中}) \frac{\text{某代产生的中子数}}{\text{上一代吸收的中子数}},$$

或者, 另一种形式是

$$k_{\infty} = (\text{无限大系统中}) \frac{\text{中子产生率}}{\text{中子吸收率}}. \quad (3.28)$$

无限大系统中的临界条件, 即可能实现自持裂变链的条件为: 无外源时中子产生率应该等于吸收率。换言之, 在无中子泄漏和无外源的特定条件下, 临界性要求是 $k_{\infty} = 1$ 。

3.44 然而对有限大的系统, 部分中子由于泄漏而损失。这时可以很方便地根据有效倍增因子来确定临界条件, 此量有时记作 k_{eff} , 但目前一般都用符号 k , 此处也采用后者。因此有效倍增因子可以给出为

$$k = (\text{有限大系统中}) \frac{\text{中子产生率}}{\text{中子吸收率} + \text{泄漏率}}.$$

在没有外源时, 有限大系统的临界要求为 $k = 1$; 这时可能存在稳定状态, 因为所产生的中子数正好和各种渠道损失的中子数相等。

3.45 若条件为 $k < 1$ ，系统就是次临界的。中子的产生率将会小于各种渠道的损失率，因此当没有外源时，中子密度就会不断下降。然而，当有外源存在时，最后仍可达到稳定状态，其中子水平由外源维持。换句话说，只要存在外源，次临界系统内就可能达到稳态。最后，对于 $k > 1$ ，系统是超临界的。这时产生的中子多于损失的中子，结果，不论外源是否存在，中子密度（以及裂变率）不断增长。

3.46 根据以上给出的无限倍增因子和有效倍增因子的定义可以看到

$$\frac{k}{k_{\infty}} = \frac{\text{吸收的中子}}{\text{吸收的中子} + \text{泄漏的中子}} \equiv P_{n1}.$$

这里定义 P_{n1} 的分式表示中子不漏出而是留在有限系统内直至被吸收为止的概率的一种量度^{**}。此量叫做有限大小临界系统的不泄漏几率。有限系统的临界条件是 $k=1$ ；因此基本临界方程为

$$k = k_{\infty} P_{n1} = 1. \quad (3.29)$$

3.47 无限倍增因子是反应堆内材料（如燃料、慢化剂、冷却剂、与结构材料等）的函数。原则上可以从这些材料的中子参数计算无限倍增因子（例如可以参见§3.150及其后的有关章节）。然而，不泄漏几率既依赖于反应堆的材料，也依赖于倍增介质的几何，包括尺寸和形状。对于各种几何结构的系统（不论其是否临界），可以写出给定能量中子的不泄漏几率的表达式，其中用称为几何曲率的特征量作为参数。下节中将介绍这一问题。

几何曲率和通量空间分布

3.48 将中子通量分离为时间和空间的函数可以求解普遍的扩散方程（3.7）。这时空间分布可以由下式决定：

$$\nabla^2 \psi(\mathbf{r}) + B^2 \psi(\mathbf{r}) = 0, \quad (3.30)$$

其中 $\psi(\mathbf{r})$ 是系统内任一点 \mathbf{r} 处给定时刻的通量。系统可以是临界的，也可以不是临界的。量 B^2 称为“曲率”，因为按照方程（3.30），它等于 $-\nabla^2 \psi(\mathbf{r})/\psi(\mathbf{r})$ ，后者表征了中子通量空间分布的弯曲或曲度。

3.49 曲率和系统的几何有关；对于长宽无限但厚度有限的均匀平板介质这种简单几何，所求得的方程（3.30）的解是十分有用的。所设的边界条件是通常的条件，即在物理界面外侧的外推边界上通量趋于零。令 a 为包括每一侧外推距离在内的平板厚度。坐标原点取在无限平板的中心面上，这样，通量分布问题只包含一个空间变量 x （图3.10）。于是在每一外推边界上通量为零这一边界条件下由方程（3.30）解出 $\psi(x)$ 。

3.50 在目前情况下，拉普拉斯算符 ∇^2 只含 d^2/dx^2 ，所以方程（3.30）可以写为

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} + B^2 \psi(x) = 0. \quad (3.31)$$

若 B^2 为正实数（如本处的情形），则方程（3.31）的普遍解为

* 实际上，有些外来中子是根本不可能避免的，如铀-238自发裂变产生的中子。因而稳态反应堆系统实际上总是稍呈次临界，但与真正临界状态（ $k=1$ ）的偏离极小。

** 这里隐含着如下假定：有限大小系统内中子的能量分布是和无限大系统内的能量分布相同的，对于大的和中等大的反应堆，实际情况也确实如此。

$$\psi(x) = A\cos Bx + C\sin Bx, \quad (3.32)$$

其中 A 和 C 暂时还是任意常数。图3.10中的中心平面对称性要求 $\psi(x) = \psi(-x)$ ，这一条件消去了方程(3.32)中的正弦项；因此方程(3.31)的解具有形式

$$\psi(x) = A\cos Bx.$$

为求 B 的值，应用 $\psi(x)$ 在每一外推边界($x = \pm \frac{1}{2}a$)上为零的边界条件，于是

$$\psi(\pm \frac{1}{2}a) = A\cos(\pm \frac{1}{2}Ba) = 0.$$

因为 A 不能为零(否则 $\psi(x)$ 将处处为零)，得到

$$\cos(\pm \frac{1}{2}Ba) = 0,$$

要使这一条件能被满足，只要 B 具有下式规定的任一个值：

$$B_n = \frac{n\pi}{a},$$

其中 n 取奇整数1, 3, 5等。因此方程(3.31)有无限多个解，每个解具有形式

$$\psi_n(x) = A\cos \frac{n\pi x}{a},$$

n 是奇整数。量 B_1, B_3 等称为方程(3.31)的**本征值**，解 ψ_1, ψ_3 等是相应的**本征函数**。

3.51 对目前讨论的普遍情况，中子通量是时间的函数也是空间的函数。于是通量 $\phi(x, t)$ 可以表示为与时间有关的若干项(或模态)之和，每一项中包含本征函数 ψ_1, ψ_3 等中的一个以及对应的本征值 B_1, B_3 等。详细计算的结果表明，随着时间变大，除去第一个模态外的所有模态均衰减了；渐近的(或持久的)通量取决于 $n=1$ 或第一个(或基本的)模态。于是，以 B_g^2 表示的系统**几何曲率**定义为基态本征值的平方 B_1^2 。因此，对无限平板几何有

$$B_g^2 = B_1^2 = \left(\frac{\pi}{a} \right)^2.$$

渐近中子通量的空间分布(或“形状”)与时间无关，它可以表为

$$\phi(x) = A\cos B_g x = A\cos \frac{\pi x}{a}. \quad (3.33)$$

3.52 不论所考虑的系统是次临界的，临界的，或是超临界的，上述结果均可应用。对每种情况渐近通量形状均由方程(3.33)表示。然而，若系统是次临界的，则系数 A 随时间而下降；而在超临界系统中 A 随时间而增长。对于临界系统， A 是与时间无关的常数，因而稳态通量得以维持。在方程(3.33)中令 $x=0$ 可以看出 A 的物理意义；显然它等于原点处的中子通量 ϕ_0 。对任意的几何，只要原点取在对称轴上或对称中心上，上述结论都成立。对于以恒定(临界)状态运行的反应堆， ϕ_0 由热功率所决定。

3.53 当对于其他几何形状推导方程(3.30)的解时，可以采用类似于处理无限裸平板所用的过程。表3.2内对于裸的球、长方六面体、有限高圆柱和无限平板给出了最小本征值(或几何曲率)和相应的本征函数(或渐近通量形状)的表达式。图3.11中画出了各种尺寸(已计入外推距离)。函数 J_0 是第一类零阶贝塞尔函数。表3.2表明曲率 B_g^2 永远具有(长

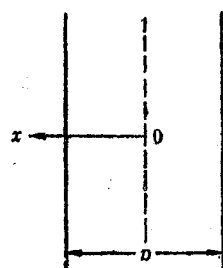


图3.10 无限平板坐标
(包括外推距离)

度) 的量纲。

表3.2 各种裸几何的曲率和通量分布

几何形状	曲率	渐近通量分布
无限平板	$(\frac{\pi}{a})^2$	$\phi_0 \cos \frac{\pi x}{a}$
球	$(\frac{\pi}{R})^2$	$\frac{\phi_0}{r} \sin \frac{\pi r}{R}$
长方六面体	$(\frac{\pi}{a})^2 + (\frac{\pi}{b})^2 + (\frac{\pi}{c})^2$	$\phi_0 \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi z}{c}$
有限高圆柱	$(\frac{2.405}{R})^2 + (\frac{\pi}{H})^2$	$\phi_0 J_0(\frac{2.405r}{R}) \cos \frac{\pi z}{H}$

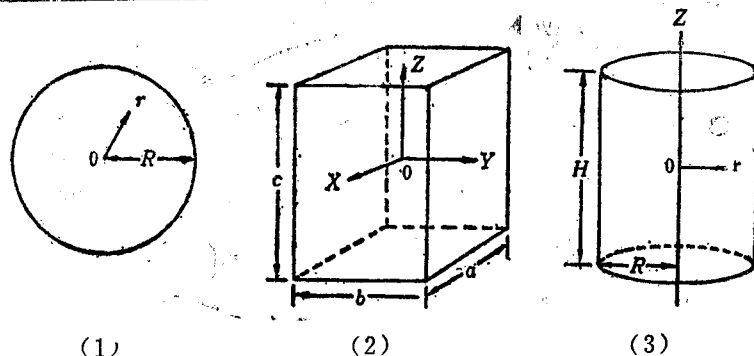


图3.11 三种几何形状反应堆的尺寸和坐标

(1) 球, (2) 平行六面体, (3) 有限高圆柱

3.54 表3.2中所给出的各种裸系统内渐近通量空间分布的表达式, 在球几何中它取决于 $(1/r) \sin(\pi r/R)$, 在平板中为 $\cos(\pi x/a)$, 在长方六面体中为三个类似的项, 在无限圆柱中为 $J_0(2.405r/R)$ (因为这时 $\cos(\pi z/H)$ 为1)。在图3.12内以这三个量为纵坐标, 分别对于 r/R , x/a 和 r/R 作图。横坐标值代表每种情况下从原点到外推表面的距离份额; 纵坐标给出了相对于原点处最大通量值 ϕ_0 的相对中子通量。可以看到, 对于各种几何形状的裸倍增系统, 渐近中子通量在一阶近似下均可取余弦分布。

3.55 表3.2中几何曲率和渐近通量分布的数学表达式适用于特定能量的中子。然而, 由于图3.11内给出的尺寸包括外推距离在内, 后者随中子的能量而变化, 因此 B_g^2 的实际数值以及通量的空间分布也随着能量而变化。尽管如此, 一般仍近似地认为外推距离与中子能量无关 (见§3.136); 这样, 几何曲率对所有的能量均相同。

不泄漏几率

3.56 某一特定能量的中子的不泄漏几率 P_{nl} 定义为该能量中子的吸收率同吸收和泄漏的总

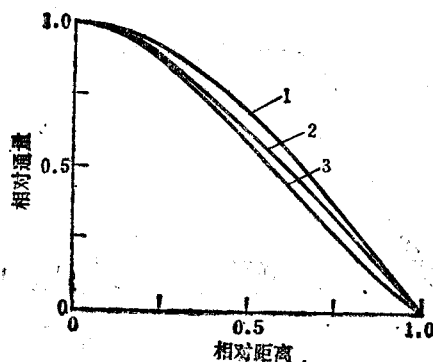


图3.12 三种几何形状内的中子通量分布
(1) 平板 (余弦), (2) 无限圆柱, (3) 球

速率之比(见§3.46)。每单位体积的吸收率为 $\Sigma_a\phi$, 其中 ϕ 为给定能量的中子通量, Σ_a 为相应的宏观吸收截面。均匀系统的泄漏率根据扩散理论(§3.10)为 $-D\nabla^2\phi$, 其中 D 指规定能量的中子的相应值。在渐近状态下, 除了 $B_m=B_g$ 这个基态外, 所有的模态均已消失, 由方程(3.30)得到泄漏率等于 $DB_g^2\phi$ 。因此就有

$$P_{n1} = \frac{\text{中子吸收率}}{\text{吸收率} + \text{泄漏率}} = \frac{\Sigma_a\phi}{\Sigma_a\phi + DB_g^2\phi} = \frac{1}{1 + L^2B_g^2}, \quad (3.34)$$

其中 $D/\Sigma_a = L^2$ 为给定能量中子扩散长度的平方(§3.14)。因为 B_g^2 随系统尺寸的增大而减小, 由方程(3.34)显然可见当倍增系统的尺寸增大时不泄漏几率增加并趋近于1, 这正是所预期的。

3.57 虽然在§3.46中也采用了相同的记号 P_{n1} , 但这两个量不同。在§3.46中, P_{n1} 是反应堆视为整体时的总的中子不泄漏几率; 而方程(3.34)定义的 P_{n1} 指特定能量的中子。在§3.139中将看到, 总的 P_{n1} 等于所有能量(或能群)中子的各个类似项的乘积。

裸堆的单群临界方程

3.58 计算临界倍增系统不泄漏几率的另一种方法, 是利用扩散理论导出一个能应用于裸的临界反应堆的方程, 这种处理也为从系统的材料性质出发计算它的临界尺寸提供了一种方法。最简单的途径是假设中子的产生(由裂变)、泄漏(由扩散)以及吸收全都发生在具有同一速度或动能的中子群体中。这种分析方法通常称之为“单群”方法, 因为它对处于给定有限能量范围内的一群中子也同样适用。

3.59 在临界反应堆内, 毋需由外源来维持稳定状态; 因此, 稳态条件下的单群扩散方程(3.8)为

$$D\nabla^2\phi - \Sigma_a\phi + S = 0, \quad (3.35)$$

这里源项 S 是每单位体积内中子的裂变产生率。按照方程(3.29)中 k_∞ 的定义, 中子的裂变产生率等于 k_∞ 乘吸收率。现在情形中, 单位体积的吸收率为 $\Sigma_a\phi$, 所以 S 等于 $k_\infty\Sigma_a\phi$ 。因此, 对临界系统, 方程(3.35)成为:

$$D\nabla^2\phi - \Sigma_a\phi + k_\infty\Sigma_a\phi = 0,$$

或者, 重新排列后有

$$\nabla^2\phi + \left[\frac{(k_\infty - 1)\Sigma_a}{D} \right] \phi = 0. \quad (3.36)$$

因为对单速(或单群)中子, D/Σ_a 等于 L^2 , 方程(3.36)可以写为

$$\nabla^2\phi + \frac{k_\infty - 1}{L^2}\phi = 0. \quad (3.37)$$

若第二项中 ϕ 的系数记为 B_m^2 , 则该表达式取亥姆霍兹方程的形式

$$\nabla^2\phi + B_m^2\phi = 0, \quad (3.38)$$

其中

$$B_m^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2}. \quad (3.39)$$

3.60 由方程(3.38)和(3.39)所定义的量 B_m^2 称为材料曲率。将方程(3.30)和

(3.38) 比较表明, B_m^2 在形式上类似于 B_g^2 , 后者等于方程 (3.30) 中 B^2 的基态值或渐近值 B_1^2 。但是, B_m^2 决定于系统中材料的性质, 例如对单群中子 B_m^2 由方程 (3.39) 给出, 而 B_g^2 却仅仅依赖于几何形状。现在来推导材料曲率和几何曲率之间的关系。

3.61 重新排列后, 方程 (3.39) 能写成

$$\frac{k_\infty}{1+L^2 B_m^2} = 1, \quad (3.40)$$

它是裸堆单群临界方程的一般形式。临界的普遍条件 (§3.46) 为 $k_\infty P_{n1} = 1$, * 因此从方程 (3.40) 有

$$\frac{k_\infty}{1+L^2 B_m^2} = 1 = k_\infty P_{n1},$$

所以

$$P_{n1} = \frac{1}{1+L^2 B_m^2}. \quad (3.41)$$

因为这一结果基于单群处理, 所以 P_{n1} 表示规定能量 (或能群) 的中子不从临界系统中泄漏的几率。

3.62 将方程 (3.41) 与用于单群中子的方程 (3.34) 相比较, 表明对于临界系统有

$$B_m^2 = B_g^2.$$

这就是说, 在这种系统中材料曲率和几何曲率在数值上是相等的。因此, 如果根据倍增系统内材料的性质得到了 B_m^2 , 则从表 3.2 内 B_g^2 的有关表达式就能算出给定形状的临界尺寸。作为简单例子, 考虑一个裸球系统; 对这种几何, 表 3.2 给出

$$B_g^2 = \left(\frac{\pi}{R} \right)^2,$$

其中 R 是球半径。对单群中子, B_m^2 由方程 (3.39) 定义。对于临界系统, 令 B_m^2 和 B_g^2 相等, 临界半径 R_c 就可写为

$$R_c = \frac{\pi L}{(k_\infty - 1)^{1/2}}.$$

因而裸堆的临界半径可以根据该倍增系统的参数 k_∞ 和 L 值算出。

例题 3.3 一裸堆由直径为 25.4mm 的天然铀金属长棒排列成栅距为 0.152m 的正方形栅格并悬挂在圆柱形容器内所组成。容器内盛有重水作为慢化剂。堆芯的高度-直径比为 1.2。由材料的性质已知 B_m^2 为 8.60m^{-2} (见例题 3.5)。试估算使这一反应堆刚好临界的天然铀质量。

解: 第一步是确定圆柱体系统的临界尺寸。根据表 3.2,

$$B_g^2 = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{H} \right)^2,$$

但因 $H/(2R) = 1.2$, 或 $H = 2.4R$, 所以

* 原文中 k_∞ 误为 k 。——译者

$$B_c^2 = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{2.4R} \right)^2 = \frac{7.50}{R^2}$$

对于临界反应堆, $B_c^2 = B_m^2 = 8.60 \text{ m}^{-2}$; 因此可以从

$$R_c^2 = \frac{7.50}{8.60} = 0.87 \text{ m}^2$$

得到临界尺寸:

$$R_c = 0.93 \text{ m} \quad \text{以及} \quad H_c = 2.23 \text{ m}.$$

燃料棒位于栅距为0.152m的正方形栅格节点上; 因此每根棒分得的有效面积为 $(0.152)^2 = 0.0231 \text{ m}^2$ 。*堆芯的截面积为 $\pi R_c^2 = (3.14)(0.93)^2 = 2.72 \text{ m}^2$, 所以燃料棒数为 $2.72/0.0231 \approx 117$ 。每根棒的直径为25.4mm $(= 2.54 \times 10^{-2} \text{ m})$, 其长度和堆芯相同, 即2.23m, 因此117根棒的体积为

$$\text{燃料总体积} = \left(\frac{1}{4} \right) (\pi) (2.54 \times 10^{-2})^2 (2.23) (117) = 0.132 \text{ m}^3.$$

金属铀的密度为 $19.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 因此这个裸的临界堆内铀的总质量为

$$\text{燃料质量} = (0.132) (19.0 \times 10^3) = 2.51 \times 10^3 \text{ kg}.$$

3.63 应该强调, 仅仅在临界系统内材料曲率才等于几何曲率。次临界系统比相同成分的临界系统小, 因此 B_c^2 大于 B_m^2 , 其不泄漏几率小于临界系统的值。也就是说 $k = k_{\infty} P_{n,1} < 1$ 这在§3.45中已看到了。另一方面, 超临界系统的 B_c^2 小于 B_m^2 , 并且 $k > 1$ 。这些结论可以综合如下:

次临界:	$B_c^2 > B_m^2$	$k < 1$
临界:	$B_c^2 = B_m^2$	$k = 1$
超临界:	$B_c^2 < B_m^2$	$k > 1$

中子的慢化

引言

3.64 单群近似有助于我们深入了解倍增系统的一些基本特性, 但用它来对核反应堆进行分析显然是不足的。裂变中产生的大部分中子具有1—2MeV的能量 (§2.189)。由于中子与原子核发生弹性碰撞和非弹性碰撞时能量要降低, 也就是说中子将被慢化, 结果, 在反应堆内的中子能量范围极广, 由远小于1eV起直到几MeV。在快中子反应堆中, 应尽可能避免含有低质量数的材料, 因为它们引起弹性散射碰撞, 从而会降低中子的能量 (§3.77)。所以, 大部分中子处于高能量区, 其中由铀和钚这样一些核引起的非弹性(激发)散射起着重要作用。

3.65 另一方面, 热中子反应堆含有专为将中子慢化到热能区的慢化剂, 大部分裂变就发生在该能区内。在热中子反应堆的精确理论分析中, 非弹性散射和弹性散射都必须加以考虑。然而, 绝大部分慢化起因于慢化剂的弹性散射, 只要作以下假设就可以进行简化的数

* 原文误为 0.231 m^2 。——译者

学处理：(1)和中子相比，慢化剂核可看成是静止的，(2)核不束缚在固体、液体或气体的分子中。于是可以用经典力学来处理慢化，其中认为中子和(静止)核之间的每次碰撞导致中子能量下降。

3.66 在第二章中已看到，当中子能量低于几eV时，应将散射核看成是受束缚的，除非后者是单原子气体。而且，此时核的热能与中子动能相比不能被忽略。不仅低能非弹性散射很重要，而且中子通过与散射核的弹性或非弹性碰撞还可能获得能量。这种特性称为上散射，它与通常中子在与慢化剂核的碰撞中损失能量的下散射情形相反。由以上分析可知，中子的慢化有两个不同的方面。慢化一词只应用于从裂变能到大约1eV的能区内；这个能区称为慢化区。大约1eV以下的慢化称为热化。现在，我们主要讨论§3.65中两项假设成立情况下的中子慢化过程。

弹性散射

3.67 在处理慢化区的弹性散射时，牵涉到的是运动中子和静止核之间的碰撞，并假定这些碰撞粒子的行为就象弹性小球一样。应用动能和动量守恒原理，可以通过简单的力学模型导出散射角同中子与核碰撞前后的能量之间的关系式。通过引入适当的散射定律，就能得到各种有用的结果。

3.68 在讨论散射碰撞时，可以采用两种方便的参考系，它们是实验室L系和质量中心C系。在前一种系统中，假定散射核在碰撞前是静止的，而在后一种系统中则认为中子加核的质量中心在碰撞过程中是静止的。在L系中实质上是一个旁观者在观察，而在C系中观察者位于中子加核的质量中心上。对理论处理来说C系较为简单，虽然实际测量是在L系中进行的。

3.69 用两种系统表示的碰撞前后的情况示于图3.13中。中子的质量在常规的原子质量标度下近似为1，它以速度 v_1 相对于质量数为A的核运动。因为靶核在L系中是静止的，所以中子的动量 v_1 也就是总动量。碰撞的两个粒子的总质量为A+1，因此，L系内质量中心的速度 v_m 可由下式给出：

$$v_m = \frac{v_1}{A+1} \quad (3.42)$$

在C系内，中子在碰撞前的速度是 $v_1 - v_m$ ，用刚推得的 v_m 代入便得到

$$v_1 - v_m = \frac{Av_1}{A+1} \quad (3.43)$$

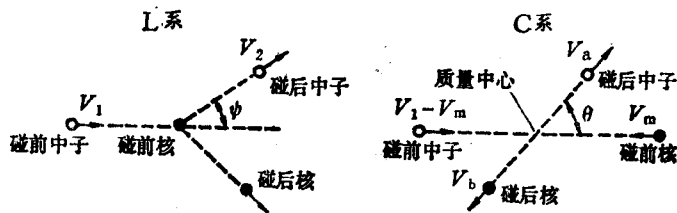


图3.13 实验室(L)系和质量中心(C)系内中子的散射

3.70 于是可以看出，在C系内中子和散射核分别以 $Av_1/(A+1)$ 和 $v_1/(A+1)$ 的速度相向运动。因而中子(质量为1)的动量为 $Av_1/(A+1)$ ，而核(质量为A)的动量也是 $Av_1/(A+1)$

• 译文中对于原文slowing down和moderation二词均译为“慢化”。——译者

1), 但是方向相反。所以碰撞前相对于质量中心的总动量为零。根据动量守恒原理, 在碰撞后总动量也必为零。

3.71 在碰撞以后, 在C系内中子离开的方向与其初始方向成 θ 角; 这就是C系内的散射角。为了保持动量守恒, 反冲核向相反方向运动。若 v_a 是C系内碰撞后的中子速度, v_b 是核的速度, 则动量守恒要求

$$v_a = Av_b. \quad (3.44)$$

3.72 C系内核和中子在碰撞前的速度由方程(3.42)和(3.43)分别给出。因此能量守恒条件可以写为:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{Av_1}{A+1} \right)^2 + \frac{1}{2} A \left(\frac{v_1}{A+1} \right)^2 = \frac{1}{2} v_a^2 + \frac{1}{2} Av_b^2, \quad (3.45)$$

其中左边给出碰撞前的总动能, 右边是碰撞后的总动能。从方程(3.44)和(3.45)中解出 v_a 和 v_b , 得到

$$v_a = \frac{Av_1}{A+1} \quad \text{和} \quad v_b = \frac{v_1}{A+1}. \quad (3.46)$$

将这些值分别与方程(3.43)和(3.42)相比较, 表明C系内中子和核在碰撞后的速度与它们在碰撞前的速度完全一样。

3.73 为了确定中子与基本静止的核发生碰撞后的动能损失, 必须将从C系求得的结果变换回L系, 为完成这一变换, 要用到两种系统总是以不变的速度相对运动这一事实, 该速度就是质量中心在L系内的速度 v_m 。因此L系内中子在碰撞后的最终速度等于矢量 v_m 加上矢量 v_a , 前者是L系内质量中心的运动速度, 后者是C系内中子在碰撞后的速度。矢量相加示于图3.14中, 两矢量间的夹角为C系内的散射角 θ 。

3.74 设 v_2 是L系内中子在碰撞后的速度, 则按照余弦定律:

$$v_2^2 = v_1^2 \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A+1)^2}. \quad (3.47)$$

矢量 v_2 和 v_m 间的夹角 ψ 是L系内的散射角。在§3.12中记作 $\bar{\mu}_0$ 的量就是对于许多次散射这一角度的余弦的平均值 $\overline{\cos \psi}$ 。

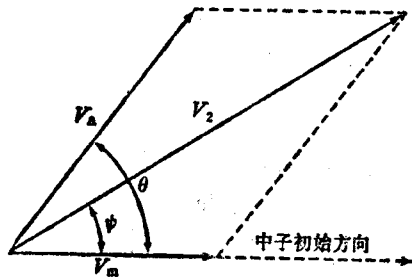


图3.14 从C系向L系变换

散射前后的能量变化

3.75 中子碰撞前的动能 E_1 为 $\frac{1}{2}mv_1^2$, 碰撞后的能量 E_2 为 $\frac{1}{2}mv_2^2$; 因此, 碰撞后和碰撞前中子能量的比可由方程(3.47)给出为

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{v_2^2}{v_1^2} = \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A+1)^2}. \quad (3.48)$$

此处和以下都假定实际散射发生在实验室系内核是基本静止的条件下。如果由下式定义量 α :

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2, \quad (3.49)$$

它是和散射核质量有关的一个参数，于是方程(3.48)变为

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{2} [(1+\alpha) + (1-\alpha)\cos\theta]. \quad (3.50)$$

3.76 比值 E_2/E_1 的最大值，或一次碰撞中最小的能量损失，发生在 $\theta=0$ 的掠擦碰撞情形中；此时 $\cos\theta$ 为1，方程(3.50)给出

$$\frac{E_{\max}}{E_1} = 1 \quad \text{或} \quad E_{\max} = E_1. \quad (3.51)$$

在此情况下，散射前后中子的能量相等，碰撞未造成中子损失能量。另一方面， E_2/E_1 的最小值，即能量的最大可能转移，发生在 $\theta=\pi$ 的正面碰撞情形中。此时 $\cos\theta$ 的值是-1，从方程(3.50)得到

$$\frac{E_{\min}}{E_1} = \alpha \quad \text{或} \quad E_{\min} = \alpha E_1. \quad (3.52)$$

因此，在一次弹性散射碰撞中中子能量能够降到的最低值是 αE_1 ，其中 E_1 是碰撞前的能量。在一次碰撞中能量损失的最大份额由下式给出：

$$\frac{E_1 - E_{\min}}{E_1} = 1 - \alpha, \quad (3.53)$$

一次碰撞中可能损失的最大实际能量为 $E_1(1-\alpha)$ 。

3.77 由方程(3.49)可知，量 α 与靶核的质量数有关。显然，中子在一次碰撞中损失的能量也将取决于质量数。对于氢， $A=1$ ，因而 $\alpha=0$ ；所以中子和氢核的一次碰撞中有可能损失其全部动能。当然，发生这一情况是因为中子和氢核(质子)的质量基本相等。对于碳， $A=12$ ， $\alpha=0.716$ ；因此，中子在与碳核的一次碰撞中能量损失的最可能的可能份额为 $1-0.716=0.284$ 。

经验散射定律

3.78 方程(3.50)给出了能量比 E_2/E_1 与C系中散射角 θ 之间的关系。但要导出每次散射的能量平均变化的表达式，还需要引入一个散射定律，即需要引入关于各种散射角出现概率的假定。看来，C系中中子各向同性散射的假定，或者说散射角余弦 $\cos\theta$ 的所有值具有相等概率*的假定，对于能量处于慢化区内的中子的弹性散射提供了相当满意的描述。换句话说， $\cos\theta$ 从-1到+1的所有值可以假定为等概率的。我们将把这一经验散射定律假定为以下处理的基础。

3.79 虽然在C系内散射可以是球对称的，在L系内却并非如此，除非散射核的质量远大于中子的质量。如果真是这后一种情况，那么系统的质量中心与核靠得很近，因而L系就接近于C系。可用另一种方法得到同样的结论。从图3.14容易证明

$$\cos\psi = \frac{A\cos\theta + 1}{\sqrt{A^2 + 2A\cos\theta + 1}} \quad (3.54)$$

其中 ψ 和 θ 分别是L系和C系内的散射角。对于重核， $A \gg 1$ ， $\cos\psi \rightarrow \cos\theta$ ，因此L系内的

*原文中为“散射角 θ 的所有值等概率”。——译者

散射角接近于C系内的散射角。所以，如果散射在C系内是各向同性的，它在L系内也将是各向同性的。

3.80 设散射在C系内各向同性，则L系内的平均散射角余弦 $\overline{\mu}_0$ ，由下式给出

$$\overline{\cos\psi} \equiv \overline{\mu}_0 = \frac{\int_0^{4\pi} \cos\psi d\Omega}{\int_0^{4\pi} d\Omega},$$

其中 $d\Omega$ 是立体角元。将变量 Ω 变换为 θ ，即 $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ ，并将 $\cos\psi$ 的方程(3.54)代入，可得

$$\overline{\mu}_0 = \frac{2}{3A}. \quad (3.55)$$

因此，如同前面已指出的， $\overline{\mu}_0$ 随着散射核质量的增加而下降。

平均对数能量缩减

3.81 在中子慢化的研究中，每次碰撞中子能量的自然对数减少的平均值是一个有用的量，它又叫做每次碰撞的平均对数能量缩减。它是 $\ln E_1 - \ln E_2$ 或 $\ln(E_1/E_2)$ 对所有碰撞的平均值，其中 E_1 是碰撞前中子的能量， E_2 是碰撞后的能量。以符号 ξ 记该量，考虑到在 -1 至 $+1$ 内 $\cos\theta$ 的所有值是等概率的，就得到

$$\xi \equiv \overline{\ln \frac{E_1}{E_2}} = \frac{\int_{-1}^1 \ln \frac{E_1}{E_2} d(\cos\theta)}{\int_{-1}^1 d(\cos\theta)},$$

这里积分限是 $\cos\theta$ 的区间，将 E_2/E_1 表达式(3.48)代入，就有

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1},$$

或利用方程(3.49)的 α 的定义，

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha. \quad (3.56)$$

3.82 从方程(3.56)可以看到，只要散射在C系内是各向同性的， ξ 的值与中子的初始能量无关。换言之，中子在与给定散射核所作的任何一次碰撞中，平均损失的能量为它在碰撞前所具有的能量中的一个不变份额。^{*}该份额随核质量的增加而减少，只要核可以按静止的处理。因而这一结果可应用在慢化区，即可用于能量低到约1eV的中子。

3.83 表3.3中给出了若干元素的 α 和 ξ 值，尤其是低质量数元素的值。量 $\ln(2 \times 10^6/1)$ 除以给定慢化剂的 ξ ，就得到为使初始能量大约为2MeV的裂变中子减速到1eV能量与该慢化剂核所需发生的平均碰撞数；于是

$$\text{慢化区内从2MeV至1eV所需的平均碰撞数} = \frac{\ln\left(\frac{2 \times 10^6}{1}\right)}{\xi} = \frac{14.5}{\xi}. \quad (3.57)$$

^{*}每次碰撞中 E_1/E_2 的算术平均值也与中子初始能量无关，等于 $\frac{1}{2}(\alpha+1)$ 。

表3.3中也包括了从该方程得到的一些结果。

表3.3 核的散射性质

元素	质量数	α	ξ	到1eV的碰撞次数
H	1	0	1.000	15
D	2	0.111	0.726	20
Be	9	0.640	0.207	70
C	12	0.716	0.158	92
O	16	0.779	0.120	121
U	238	0.983	0.0083	1700

3.84 若慢化剂不是单一元素，而是含有 n 种不同核的化合物，则 ξ 的有效（或平均）值为

$$\bar{\xi} = \frac{\sigma_{s,1}\xi_1 + \sigma_{s,2}\xi_2 + \dots + \sigma_{s,n}\xi_n}{\sigma_{s,1} + \sigma_{s,2} + \dots + \sigma_{s,n}}, \quad (3.58)$$

其中 σ_s 是微观散射截面，下标1, 2, ..., n 指相应的核。例如对水，含有两个氢核和一个氧核， ξ_{H_2O} 的相应表达式为

$$\xi_{H_2O} = \frac{2\sigma_{s,(H)}\xi_{(H)} + \sigma_{s,(O)}\xi_{(O)}}{2\sigma_{s,(H)} + \sigma_{s,(O)}}$$

其中 ξ_H 等于1。对于多种元素或化合物的混合物也可应用类似表达式。

3.85 散射核的质量数愈小，平均对数能量缩减愈大，使裂变中子能量下降到约1eV所需的弹性碰撞次数也愈少。因此，一般而言，含有低质量数元素（或由其组成）的材料最宜于用来慢化中子。某种物质要成为有效的慢化剂，除了它的 ξ 值应该较大以外，还要求宏观散射截面 Σ_s 也应该大。乘积 $\xi\Sigma_s$ 称为慢化剂的慢化能力。然而，为了堆内使用，还要求中子吸收截面要小；否则，寄生吸收引起中子损失将会有碍于维持裂变链式反应。正因为锂（含锂-6）和硼（含硼-10）的吸收截面太大，它们不能用作慢化剂。

勒

3.86 为了各种应用的方便，可以通过定义一个量 u 将中子能量 E 表成对数无量纲的形式。 u 称为勒或对数能量缩减，它定义为

$$u \equiv \ln \frac{E_0}{E}, \quad (3.59)$$

其中 E_0 是任意选择的参考能量，与其相应的勒为零。 E_0 通常取一个较大的值，例如10MeV，这样，反应堆内几乎所有中子的能量均低于该值，因而勒都是正的。从方程（3.59）可见，中子的勒随着被慢化而增加。

3.87 若勒 u_1 对应于中子在散射碰撞以前的能量 E_1 ，勒 u_2 对应于碰撞以后的能量 E_2 ，则勒的变化 $u_2 - u_1$ 由下式给出：

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \ln \frac{E_1}{E_2}.$$

• 又称对数能降。——译者

因为 § 3.81 内定义的量 ξ 是 $\ln(E_1/E_2)$ 的平均值, 显然, ξ 也可以看作中子每次碰撞后能量的平均变化。因此, 其倒数 $1/\xi$ 等于使能量变化一个单位所需的平均碰撞次数。如同 § 3.82 中已叙述的, 对于慢化能区内的 C 系各向同性散射, ξ (因而 $1/\xi$) 与中子初始能量无关。因此, 不管中子的能量为多少, 在给定介质内为了使它的能量增加一定的数值, 所需的平均碰撞次数必然是相同的。在这点上体现了采用能量作为变量的一个优点。

3.88 按照方程 (3.59), 可以得到

$$E = E_0 e^{-u},$$

所以由图 3.15 可见 E 随 u 变化的曲线实际上是指数曲线。如果以间距 ξ 画出一组垂直线, 则根据上一节的讨论, 它们的高度代表了中子在作各次相继碰撞时的平均能量值。因而可以看出, 平均而言, 中子在早期每次散射碰撞中损失的能量要比后期碰撞中损失的大得多。

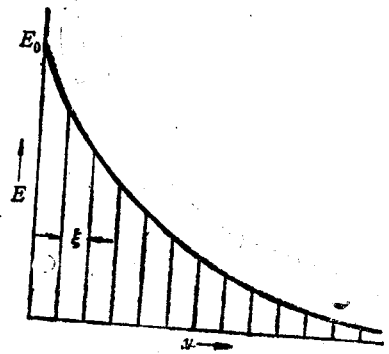


图 3.15 能量和勒之间的关系

无限介质内的慢化

无吸收的中子慢化

3.89 为了确定反应堆内中子的各种反应率, 必须知道慢化过程中中子通量随能量的变化。作为确定通量对能量依赖性的第一步, 考虑一个无限的无吸收介质。由于介质为无限大, 中子不会由泄漏而损失; 又由于介质没有吸收, 中子在慢化过程中也不会损失。假定快中子由慢化系统各处发生的裂变以恒定的速率均匀产生。因为中子不会因泄漏而逃逸, 中子通量随能量的分布在空间所有的点均相同。随着与慢化剂核发生碰撞, 中子不断损失能量。但由于快中子由裂变源不断地产生, 所以系统将达到某种稳定的能量分布状态。

3.90 通过考察慢化过程中能量空间内无限小能量元 dE (类似于体积空间内的无限小体积元) 内的中子平衡, 很容易推导出慢化区内通量作为中子能量函数的表达式。令 $\phi(E)$ 为能量 E 处每单位能量间隔内的中子通量; 同一能量处的宏观散射截面为 $\Sigma_s(E)$ 。于是, 由于散射碰撞的结果, 离开能量元 dE 的速率为 $\Sigma_s(E)\phi(E)dE$ $n/m^3 \cdot s$ 。该量称为能量为 E 的中子的碰撞密度。

3.91 根据慢化密度可以算出中子由于慢化而被散射进入能量间隔 dE 内的速率。慢化密度记为符号 q , 它定义为慢化越过给定能量 E 的 $n/m^3 \cdot s$ 数。选取能量值 E' , 使得 $\ln(E'/E)$ 等于中子慢化所处介质的 ξ 值。因此, 平均而言, 在 E' 散射的中子其能量将降低到 E (图 3.16)。因为已经假定中子不会由于吸收或泄漏而损失, 所以进入 E 至 $E-dE$ 之间 dE 能量间隔内的中子数平均说来将等于 E' 至 $E'-dE'$ 间隔内被散射的中子数。根据 ξ 的定义, 越过能量 E' 的一个中子在 dE' 间隔内被散射的概率为 $[\ln E' - \ln(E' - dE')]/\xi$, 即 $dE'/E'\xi$ 。若 $q(E')$ 是 E' 处的慢化密度, 则 dE' 间隔内发生散射的速率为 $q(E')dE'/E'\xi$ $n/m^3 \cdot s$, 这也是

• 只要散射截面和能量无关, 对于单一种核的散射或者几种核混合物的散射, 这个结论均严格成立 (可参见方程 (3.58))。

中子进入能量间隔 dE 内的速率。因为中子不损失，该速率可以写作 $q(E)dE/E\xi$ 。

3.92 因为不存在因吸收或泄漏引起的中子损失，稳定状态下的中子平衡条件要求散射出间隔 dE 的速率，即碰撞密度，应等于散射进入该能量间隔的速率；因此，

$$\Sigma_s(E)\phi(E)dE = \frac{q(E)dE}{E\xi}$$

结果有

$$\phi(E) = \frac{q(E)}{E\xi\Sigma_s(E)} \quad (3.60)$$

这个关系式应用于氢慢化剂时（此时 $\xi=1$ ），对于慢化区内所有能量的中子它都成立。对于其他的慢化剂，只要中子能量小于 $\alpha^2 E_i$ ，方程（3.60）也是满意的，其中 E_i 是初始裂变能。

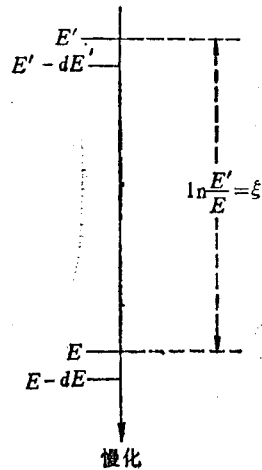


图3.16 中子的慢化

3.93 比以上更精确的一种处理^[4]表明中子能量在 αE_i 处的碰撞密度具有不连续性，在较低能量处也发生偏离于方程（3.60）的类似情况。对氢， α 为零，不存在不连续性；因此方程（3.60）对所有的中子能量都成立。对其他慢化剂，当能量低于 $\alpha^2 E_i$ 时，即在中子经受第二次碰撞以后，偏离就很小了。因而在这些条件下可以应用方程（3.60）。对实用上重要的所有慢化剂，当中子能量约低于0.5MeV时，这个方程为中子通量 $\phi(E)$ 提供了很好的近似。

3.94 由于在无限大无吸收的介质中中子不会发生损失，在达到稳定状态后，中子慢化越过任一能量的速率为常数；换句话说，方程（3.60）中的 $q(E)$ 为常数。而且，它就等于于介质内产生的源的强度 S ，以 $n/m^3 \cdot s$ 表示。于是方程（3.60）可以写为

$$\phi(E) = \frac{S}{E\xi\Sigma_s(E)} \quad (3.61)$$

在慢化区域，散射截面随中子能量的变化并不很剧烈，所以，实际上 $\phi(E)$ 正比于 $1/E$ 。这就是在§2.101内所提及的当能量超过麦克斯韦区后中子通量呈 $1/E$ 变化的根据。

例题3.4 一个反应堆堆芯以浓集铀为燃料，氧化铍为慢化剂（中子能量在1eV处 $\Sigma_s = 64 m^{-1}$ ， $\xi = 0.17$ ）。设热中子通量为 $2 \times 10^{16} n/m^2 \cdot s$ ；燃料对这些中子的 Σ_a 为 $0.5 m^{-1}$ ；每吸收1个热中子产生1.7个裂变中子。慢化过程中的所有各种损失可忽略。试估算1eV处每单位勒间隔内的中子通量。

解：若 $\phi(u)$ 为每单位勒间隔内的中子通量， $\phi(E)$ 为每单位能量间隔内的通量，则

$$\phi(u)du = -\phi(E)dE,$$

• 本节中 dE' 的选取应满足 $\ln \frac{E' - dE'}{E - dE} = \ln \frac{E'}{E} = \xi$ （因此 $dE'/E' = dE/E$ ），这样才能保证 dE' 中发生散射的中子能进入 dE 中。从下面§3.92的应用来说，并不需要本节中的辅助能量间隔 $(E' - dE', E')$ 。利用本节的论述得到 dE 内发生散射的速率为 $q(E)dE/E\xi$ ；由§3.90知该量又等于 $\Sigma_s(E)\phi(E)dE$ 。令两者相等就推得§3.92中的方程（3.60）。但是在§3.100中讨论共振近似用要时到本处的论述。——译者

• 见上一个注。——译者

其中 u 为对应于能量 E 的勒；引入负号是由于勒随着能量下降而增加（见图3.15）。按照定义勒的方程（3.59），

$$du = -d \ln E = -\frac{dE}{E},$$

所以

$$\phi(u) = E\phi(E).$$

因此，由方程（3.61）得到

$$\phi(u) = \frac{S}{\xi \Sigma_a(E)},$$

其中 E 在本例题中为1eV。

裂变中子的产生率为 $1.7 \Sigma_f \phi_{th} = (1.7)(0.5)(2 \times 10^{16}) = 1.7 \times 10^{16} \text{ n/m}^3 \cdot \text{s}$ 。这就是 S 的值；因此，

$$\phi(u) = \frac{1.7 \times 10^{16}}{(0.17)(64)} = 1.6 \times 10^{14} \text{ n/m}^3 \cdot \text{s} \cdot \text{单位勒间隔}.$$

3.95 上述讨论基于源中子全都具有相同能量这一隐含假设。但是由裂变源产生的中子有一能量范围。然而可以证明，所推导的结果在低于绝大多数裂变中子能量的能区范围内是有效的。在分析热中子反应堆时，实际上也正是这一能量范围内的中子才有重要性。

有吸收的中子慢化

3.96 在一个热中子反应堆内，大部分中子吸收发生在热能区域，此处暂不讨论。然而，在慢化区域内也会有显著的吸收，并且它将影响中子通量随能量的分布。在吸收不强的情况下， $\phi(E)$ 与中子能量倒数相关；因为高能处中子通量低，反应截面也小，所以对于高能和较高能量的中子，可以将其吸收忽略。然而，对于大约1至1000eV的低能共振区，中子通量较大。而且在各共振中吸收截面也较大。结果，中子在慢化过程中的吸收几乎全部发生在共振区。在热中子反应堆内，燃料通常约含有97%的铀-238，慢化区域内的吸收绝大部分都来自各共振能量处中子与这类核的 (n, γ) 反应。

3.97 逃脱共振几率是有吸收剂情况下研究中子吸收的重要物理量。它用符号 $p(E)$ 表示，定义为源中子逃脱俘获并慢化到低于共振区域的某一特定能量 E 的份额数。因此，若 $q(E)$ 是吸收介质内能量 E 处的慢化密度，则

$$\begin{aligned} p(E) &= \frac{q(E)}{S} \\ &= \frac{S - \text{从 } E_0 \text{ 到 } E \text{ 的吸收}}{S} \\ &= 1 - \frac{\text{从 } E_0 \text{ 到 } E \text{ 的吸收}}{S}, \end{aligned} \quad (3.62)$$

其中 E_0 是源中子能量。如前面一样，设系统在空间上是无限的，因此中子没有泄漏损失。

3.98 首先考察燃料均匀分布于慢化剂内的情况；这种系统称为均匀系统。若这种系

统在空间上是无限的, 则中子通量将和位置无关。在任何地点从 E_0 至 E 能量范围内的中子吸收率等于 $\int_{E_0}^E \Sigma_a(E')\phi(E')dE'$ 对该能量区间的积分; 因此,

$$\text{从 } E_0 \text{ 至 } E \text{ 的吸收} = \int_{E_0}^E \Sigma_a(E')\phi(E')dE', \quad (3.63)$$

其中如 § 3.91 中所示, $\phi(E')$ 为每单位能量间隔内的中子通量。

3.99 为了计算中子吸收, 需要知道 $\phi(E')$ 随能量的变化, 但这很难精确确定, 因而通常要作一些近似。一般采用的是**窄共振**(或NR)近似。假定单个的共振非常陡锐(窄), 即它只涉及极窄的能量范围。于是进入共振能区的中子或被吸收, 或被散射至低于共振的各种能量处。换句话说, 中子不会由共振中的某一能量散射至同一共振中的另一能量处。

3.100 考虑共振内的一个能量间隔 dE 。只有在较高能量处被散射的中子才能进入这一能量间隔中。在NR近似下, 进入间隔 dE 的中子数与中子是否在 dE 内被吸收无关; 因此按照 § 3.91 的论述, 该数量等于 $q(E)dE/E\xi$ 或 $SdE/E\xi$, 其中 ξ 是慢化剂和吸收剂两者的加权平均对数能量缩减。 ξ 的值取决于宏观散射截面, 因而是中子能量的函数, 但变化很小。

3.101 中子由于吸收和散射而离开能量间隔 dE 。若 $\Sigma_{a,F}$ 是燃料(吸收剂)的宏观吸收截面, Σ_s 是燃料和慢化剂的总的散射截面, 则损失率为 $(\Sigma_{a,F} + \Sigma_s)\phi(E)dE$, 其中各截面是能量的函数。在稳定状态下, 从高能进入 dE 的中子数等于损失数; 因此得到

$$\frac{SdE}{E\xi} = (\Sigma_{a,F} + \Sigma_s)\phi(E)dE.$$

或者

$$\phi(E) = \frac{S}{E\xi(\Sigma_{a,F} + \Sigma_s)}. \quad (3.64)$$

该表达式与方程(3.61)的比较表明, 分母上出现量 $\Sigma_{a,F}$ 意味着共振内的中子通量显著低于不存在吸收剂情况下原本会达到的通量值, 这点正是所预期的结果。

3.102 $\phi(E)$ 的表达式(3.64)可代入方程(3.63)中, 其结果又可用于方程(3.62)中。将两边取对数, 并利用小 x 值的近似关系 $\ln(1-x) \approx -x$, 得到NR近似下的关系式

$$\phi(E) \approx \exp \left[-\frac{1}{\xi} \int \frac{\Sigma_{a,F}}{\Sigma_{a,F} + \Sigma_s} \frac{dE}{E} \right], \quad (3.65)$$

其中积分在共振区进行。有时用到的更进一步近似是**窄共振无限质量**(或NRIM)近似, 在这一近似中吸收剂的质量数取为无限大。这时 Σ_s 只计及慢化剂的散射截面, 而 ξ 也等于慢剂的 ξ 。

3.103 在通常情况下, 燃料中存在的吸收剂如铀-238和铀-235具有多处共振(见图 2.17 和 2.18)。如果所有这些都是窄共振, 并在能级上相距较远, 使得共振之间的中子通量得以恢复到没有吸收剂情况下应有的 $1/E$ 变化, 则总的逃脱共振几率可由类似于方程(3.65)的表达式给出, 其中积分要在整个共振区进行。(注意在单个窄共振的方程(3.65)中, 积分下限应取在刚好低于共振的能量 E 处。)

3.104 利用关系式

$$\frac{\Sigma_{a,F}}{\Sigma_{a,F} + \Sigma_s} = \frac{N_F \sigma_{a,F}}{\Sigma_s} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_{a,F} + \Sigma_s},$$

可以引伸出逃脱共振几率的另一种表达式，其中 N_F 为系统每单位体积内的燃料核数目。若将这一结果代入方程(3.65)中，可以得到

$$p(E) \approx \exp \left[-\frac{N_F}{\xi \Sigma_s} \int \frac{\Sigma_a}{\Sigma_{a,F} + \Sigma_a} \sigma_{a,F} \frac{dE}{E} \right], \quad (3.66)$$

其中假定了 ξ 和 Σ_s 与能量无关。严格讲， Σ_a 包括共振散射截面(§2.157)，因此在每一共振内 Σ_a 也随着能量而变化。然而，只考虑吸收剂的势散射就可达到满意的效果，这时在共振区域内 Σ_a 实际上与能量无关。方程(3.66)中的积分叫做有效共振积分 I ；即

$$I \equiv \int \frac{\Sigma_a}{\Sigma_{a,F} + \Sigma_a} \sigma_{a,F} \frac{dE}{E}, \quad (3.67)$$

于是由方程(3.66)得到

$$p(E) \approx \exp \left[-\frac{N_F I}{\xi \Sigma_s} \right]. \quad (3.68)$$

3.105 有效共振积分具有与微观截面相同的量纲；因而 $N_F I$ 具有与宏观截面相应的量纲。 I 的物理意义是，将 $N_F I$ 乘以在共振能量处无吸收情况下单位勒中子通量的应有值，就给出共振内的中子吸收率。因此，若 $\phi(u)$ 是无吸收情况下共振能量处的单位勒中子通量，则共振中的吸收率 $= N_F I \phi(u)$ 。

$$(3.69)$$

当然， $\phi(u)$ 的值大于共振中的实际通量；而另一方面，由于包含系数 $\Sigma_a / (\Sigma_{a,F} + \Sigma_a)$ ，因而有效共振积分小于实际共振积分，即小于 $\sigma_{a,F} dE/E$ 在共振上的积分。

3.106 由于有效共振积分具有清晰的物理意义，它被普遍应用于反应堆分析中，并可根据截面随中子能量的已知变化计算它的数值。也可依据方程(3.69)直接测量有效共振积分，用以校验计算值。例如，可以通过测量俘获中子后产生的铀-239的活性来确定共振区中铀-238的吸收率。将铀靶放入共振区中子通量已知按 $1/E$ 变化的介质中，从 $\phi(u)$ 之值以及测得的吸收率就能确定 I 。

非均匀系统内的共振吸收

3.107 除了极少数例外，实际反应堆并非均匀系统而是非均匀系统；即其中燃料分为许多独立单元，一般作成棒状。这些单元(燃料棒)在慢化剂内布置成一定的阵列(或栅格)。如果某一特定能量中子的平均自由程相当于或小于燃料棒的直径，中子在燃料内被吸收的几率就较大。结果，燃料内该能量处的通量将显著低于慢化剂内的通量。于是在§3.102等节中给出的逃脱共振几率和有效共振积分的各种结果不再有效，因为它们都是以中子通量在空间均匀分布为依据的。

3.108 在一个非均匀系统中，共振中子大部分在燃料棒的外区被吸收，对于高而窄的共振峰情况更是如此。结果，内区的核只受到很低的中子通量照射，吸收量很少。燃料棒内区的核受到外区核的保护，这称为自屏。其净效果是共振俘获几率小于将燃料均匀分散在整个慢化剂内的相应几率。因此非均匀系统内的逃脱共振几率将大于总体成分相同的均匀系统内的逃脱共振几率。燃料棒半径越大，燃料内免遭共振中子照射的份额也越大，因为共振中子几乎全部被外区所吸收。因此，若其他条件相同，例如对固定的燃料-慢化剂比，逃脱共振几率将随燃料棒半径的增大而增加。非均匀系统内使逃脱共振几率趋于增加的另外一个因素

• 原文中本式及其前后有关处的单位勒中子通量 $\phi(u)$ 误为单位能量中子通量 $\phi(E)$ 。——译者

(但作用较小)是,有一些中子没有碰上燃料而直接在慢化剂中被慢化到共振能区以下,从而逃脱了俘获。

3.109 因为被铀-238共振俘获而吸收掉的中子不再能参与维持裂变链,所以大多数热中子反应堆设计成使逃脱共振几率尽可能大的形式。在早期正是由于这种设想,即燃料在慢化剂内的非均匀布置可能导致较高的逃脱共振几率,才使第一个自持裂变系统得以实现(§ 1.73)。在天然铀燃料和碳(石墨)慢化剂的均匀混合物中,无限倍增因子 k_{∞} 的最高值为0.855(§ 3.159);因此不可能维持裂变链。然而,采用一种石墨基体内燃料棒的非均匀布置,由于增大了逃脱共振几率, k_{∞} 的值可能达到1.08。只要不泄漏几率大于约0.92(对于大堆这是可能的),有效倍增因子 k 就能超过1,从而有可能建立临界系统。

3.110 如果燃料棒相距很远,使得共振中子不能直接从一根棒到达另一根棒,则这些棒可称为“孤立的”。这时逃脱共振几率为^[5]

$$p(E) \approx \exp \left[- \frac{N_F V_F I}{\xi_M \Sigma_M V_M + \xi_F \Sigma_F V_F} \right], \quad (3.70)$$

其中下标M和F分别指慢化剂和燃料; V_M 和 V_F 分别为堆芯内两者的相应体积。虽然在此情况下的有效共振积分具有与均匀系统内相同的物理意义,但它的确定比较复杂。为计算非均匀系统的 I 值,已经提出了多种方法^[6],但它们过于复杂,在此不加详述。然而利用类似于§ 3.106中所简述的方法和其他办法,可以很容易地测量出有效共振积分。

3.111 在紧密布置(或“稠密”)的栅格中,如轻水慢化动力反应堆内的情况,某些共振中子本来会由慢化剂内进入一根燃料棒的,却被相邻的燃料棒所遮蔽。因此,任一棒内的平均共振通量低于各棒相隔甚远情况下应有的数值。所以,在紧密布置的栅格中,可以说每根燃料棒被其他的棒部分地“遮蔽”了。于是比起孤立棒栅格来,有效共振积分较小,而逃脱共振几率较大。采用丹柯夫(Dancoff)系数可对此效应作必要的修正。它取决于燃料棒的半径和间距以及燃料材料的截面^[8]。

3.112 按照理论的预计,可将孤立棒系统共振积分的实验测量结果整理成如下形式:

$$I = a + b \sqrt{\frac{A}{M}}, \quad (3.71)$$

其中 a 与 b 对于给定的燃料物质为常数, A 和 M 分别为燃料棒的面积(m^2)和质量(kg)。对于天然铀金属(密度为 $19.7 \times 10^3 kg/m^3$)和二氧化铀(密度为 $10.2 \times 10^3 kg/m^3$), a 和 b 的值列于下方,由它们算得的 I 值以靶为单位。

	a	b
铀	2.95	81.5
二氧化铀	4.45	84.5

对于稠密栅,方程(3.71)中的有效面积略小于实际面积。其比值由§ 3.111内提到的丹柯夫修正系数给出。

3.113 由于多普勒效应(§ 2.151及其后诸节)会引起共振中子吸收的增加,可以预料有效共振积分将随温度的升高而变大。实验测量结果可表为

$$I(T) = I(300K) [1 + \beta(\sqrt{T} - \sqrt{300})], \quad (3.72)$$

其中 $I(T)$ 为开尔文温度 T 之下的有效共振积分, $I(300K)$ 为300K(27°C)的值; β 为一取决于燃料性质和非均匀系统内燃料棒半径的常数。对于新型水慢化动力堆中一般常用

的二氧化铀燃料元件, β 约为 6×10^{-3} 。

中子的热化

3.114 由于 § 2.101 内提到的各种因素的作用, 热能区 (中子能量约低于 1eV) 内确定中子通量随能量的变化是相当复杂的。在理想情况下, 若中子和散射核之间能达成热平衡, 通量分布就会是慢化剂温度下的麦克斯韦分布 (§ 2.97)。但由于散射过程复杂并加上其他各种原因, 热中子反应堆内的中子通量往往偏离麦克斯韦分布。目前已经可以根据适当的慢化剂散射模型 (§ 2.103) 用数值方法算出与实验观察符合得很满意的实际分布。

3.115 在核反应堆的分析中通常不能采用麦克斯韦谱, 尤其对于具有非均匀的燃料-慢化剂结构的反应堆 (绝大部分反应堆正属于这种情况) 以及 (或者) 不太大的反应堆, 情况更是如此。在许多情况下, 由于裂变和俘获反应中吸收热中子以及慢化剂对燃料的比例偏低都会妨碍充分热化, 例如具有稠密栅格的水慢化反应堆即如此。除此以外, 还有一种 (比较次要的) 扩散冷却效应, 它是由于快中子比低能中子具有更易于逃脱的倾向而产生的 (§ 2.102)。

3.116 对某些反应堆, 可以将热中子处理成具有一定吸收硬化的麦克斯韦分布作为初步近似。这时可以按照 § 2.131 及其后诸节描述的方法, 取一个比慢化剂实际温度略高的修正温度, 来对热中子反应率作出粗略的估计。

慢化中子的空间分布

费米年龄 (连续慢化) 模型

3.117 在以上的中子慢化处理中所考虑的是无限介质。因为慢化密度和中子通量中只包含中子能量而不包含空间坐标, 因而计算它们时可以得到简化。当然, 在实际上系统的尺寸是有限的, 所以需要同时确定慢化过程中中子在空间和能量区域上的分布。后面将会看到, 这一空间分布和影响反应堆临界性的总不泄漏几率有重要关系。研究慢化能区内中子空间分布的一种有效方法是考察慢化密度而非通量, 因为前者随能量的变化较为平缓。

3.118 除非作某些近似, 否则慢化密度无法以解析形式表出, 而只能用数值方法根据测出的截面来计算。然而有一种特殊的近似慢化模型能够进行相当简单的解析处理。这就是所谓连续慢化模型, 或者沿用其创始人的姓氏, 称为费米模型。

3.119 在费米模型中, 假定在 C 系内散射为各向同性, 因此平均对数能量缩减 ξ 与中子能量无关 (§ 3.82)。这一量也就是每次碰撞的平均勒增量; 因此在碰撞了 n 次后中子的勒将增加 $n\xi$ 单位。在近似模型中假定, 每次碰撞中每一中子刚好获得 ξ 单位的勒增量; 换言之, 将每个中子的行为都看作大量中子的平均行为。若情况确乎如此, 则在慢化区内可能的勒值只是那些由散射碰撞次数所决定的离散值 $n\xi$, 其中 $n=0, 1, 2, 3, \dots$ 。然而近似模型中作了如下基本假定: 勒是碰撞数的连续函数, 对于所有的整数 n 它都正好等于所需的值 $n\xi$ (图 3.17)。正是模型的这一特性使得易于对其进行数学处理, 而且获得连续慢化模型这一名称。

3.120 对于质量数较大 (或大) 的物质中的慢化, 费米模型是一种相当良好的近似;

但当慢化剂质量数小时，例如对于象水那样的含氢物质，这一模型就不再有效了。由统计理论可以证明，当中子被 ξ 值小的重核所散射时，散射后能量（或勒）的分散性相对较小。这时假定每个中子的行为象平均行为将不会引入严重的误差。此外，由于 ξ 很小，图3.17中阶梯的高度减小而数量增多；因而用一条连续曲线来代表这些阶梯是一种相当好的近似。对于轻的慢化剂核，每次碰撞后能量的分散性和平均勒变化都很大。例如，中子与氢核发生一次碰撞就有可能损失其全部能量（§3.77），因而费米模型不能应用。

3.121 通过采用连续慢化模型并结合扩散理论，可以证明^[9]，在无吸收介质中慢化区内能量 E 处的中子慢化密度空间分布满足下列方程：

$$\nabla^2 q(r, \tau) = \frac{\partial q(r, \tau)}{\partial \tau}, \quad (3.73)$$

此处 τ 称为能量 E 中子的费米年龄，其定义为

$$\tau(E) \equiv \int_E^{E_0} \frac{D}{\xi \Sigma_s E} dE. \quad (3.74)$$

在该定义中，扩散系数 D 和散射截面 Σ_s 是能量的函数， E_0 是初始（源）中子的能量。虽然已假定 ξ 与能量无关，它仍被放在积分号内，这样，方程（3.74）也可用于混合物。一般常用中子的勒而不用能量写出方程（3.73）和（3.74）的等价表达式。

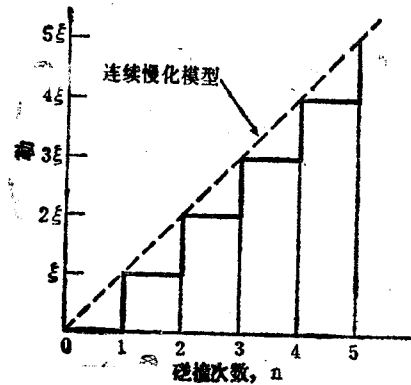


图3.17 连续慢化近似

3.122 不论其名称如何，费米“年龄”并不具有时间的量纲，而是具有长度平方的量纲。这很容易从方程（3.73）中看出，只要注意拉普拉斯算符意味着关于距离微分两次。因此方程（3.73）描述了无吸收介质内慢化密度的空间分布。

3.123 虽然年龄并不代表度过的时间，但它仍然与中子的时间年龄有关，后者是从（裂变）源中子的形成一直到它达到给定能量所度过的时间。这点大体上可以从定义年龄的方程（3.74）看出。当 $E=E_0$ 时，即对于具有源能量的中子， τ 为零。然而随着 E 的下降，可以看到 $\tau(E)$ 相应地增加了。换句话说，当中子慢化时它的年龄也随之增大。

3.124 上述结果适用于不吸收中子的介质，但可以证明，只要略加修正，年龄方程就可适用于弱吸收介质。如果 $q(E)$ 是无吸收情形下方程（3.73）的解，则在有（弱）吸收的介质内相应的慢化密度等于 $p(E)q(E)$ ，其中 $p(E)$ 是能量为 E 的中子的逃脱共振几率。

年龄方程的解：年龄的意义

3.125 费米年龄方程（3.73）的形式是工程师们所熟悉的；例如它很类似于描述无源或无阱的连续固体介质内非稳态热传导的方程（§6.65，§6.79）。因此可在文献中查到各种解法。一种有直接意义的情况就是单能快中子点源在无吸收介质内连续慢化。这时年龄方程的解为

$$q(r, \tau) = \frac{e^{-r^2/4\tau}}{(4\pi\tau)^{3/2}}, \quad (3.75)$$

其中 $q(r, \tau)$ 为年龄 τ 的中子离强度 1 n/s 的点源距离 r 处的慢化密度。这个表达式与高斯误差曲线公式相同，因此给定年龄下的慢化密度分布有时也称为高斯分布。

3.126 图3.18给出了给定 τ 值下 $q(r, \tau)$ 随 r 变化的曲线。可以看到,对于小的 τ 值,即对于接近于源能量的中子,曲线的形状高而窄。而对于大的 τ 值,即对于低能中子,曲线就较低并且分布较宽。这从物理上是可以预料的。小的年龄值意味着中子慢化不多,所以它们扩散得离源不远。因此这些中子的大部分具有较高的能量并处于源的附近;这就相当于一高而窄的分布曲线。另一方面,当 τ 大时,表明中子慢化已相当充分,并且已经由源出发扩散了颇大的距离。从而慢化密度的分布曲线低而宽。

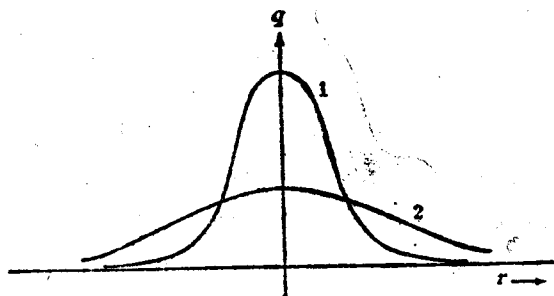


图3.18 点源周围的慢化密度分布
(1) τ 小(E 大), (2) τ 大(E 小)。

3.127 计算离点源的均方(净矢量)慢化距离 \bar{r}_s^2 能赋予费米年龄更精确的物理意义,其方法类似于§3.29中讨论扩散长度所用到的方法。因此

$$\bar{r}_s^2 = \frac{\int_0^{\infty} r^2 [4\pi r^2 q(r, \tau)] dr}{\int_0^{\infty} 4\pi r^2 q(r, \tau) dr}, \quad (3.76)$$

其中 $q(r, \tau)$ 由方程(3.75)给出,代入后结果为

$$\bar{r}_s^2 = \frac{\int_0^{\infty} r^4 e^{-r^2/4\tau} dr}{\int_0^{\infty} r^2 e^{-r^2/4\tau} dr} = 6\tau,$$

或者

$$\tau = \frac{1}{6} \bar{r}_s^2. \quad (3.77)$$

所以 τ 在数值上等于中子由产生地点(该处年龄为零)到年龄为 τ 的地点所穿行(净矢量)距离均方值的六分之一。请注意中子年龄和由方程(3.22)定义的扩散长度平方之间的类似性。

3.128 如果能得到对于某种能量的中子具有强烈吸收能力的物质,就可以用实验方法测定给定介质内该能量下的中子年龄。例如,可以在离快中子点源不同距离处测出铀共振能量(约1.4eV)处的慢化密度。若用镉覆盖铀箔以阻止热中子射到铀上,则后者的饱和活性 A_0 (§2.122)便可看成正比于1.4eV处的中子慢化密度。因此由方程(3.76)可以得到

$$\overline{r_1^2} = \frac{\int_0^{\infty} A_0(r) r^4 dr}{\int_0^{\infty} A_0(r) r^2 dr} = 6\tau,$$

从而可以利用慢化剂中离快中子（如裂变中子）点源不同距离 r 处测得的饱和活性，通过图解积分得到 $\overline{r_1^2}$ 的值。为了将积分延伸到无穷远，取远距离处 $A_0(r)$ 的变化正比于 $e^{-r/\lambda}/r^2$ ，即指数吸收加上反平方衰减（见§10.53）。 λ 以及比例常数的值可以由离源适当大距离处 $A_0(r)$ 的实际测量结果推算。

3.129 为进行热中子反应堆的初步分析，需要热中子的年龄值。基本困难之一是对刚刚到达热能区的中子和已经热化了一段时间的中子的两种空间分布无法区别。在求热中子年龄值时采用这样的方法：先测量铀共振能量1.4eV（刚好在热能区紧上方）下的年龄，再加上从1.4eV到热能这段区域的年龄。后一量用类似于方程（3.74）的表达式由1.4eV到热能的能量范围内积分求得。表3.4中给出了293K（20°C）下中子慢化到1.4eV的（测量）年龄以及慢化到热能的年龄的一些结果。对于普通水，所给出值实际上是 $\overline{r_1^2}/6$ ，它在物理上等价于费米年龄。

表3.4 293K下裂变源中子的年龄

慢化剂	年龄 (10^{-4} m^2)	
	1.4eV	热能
水	26	27
重水	111	130
铍	85	100
石墨（堆用级）	310	370

慢化长度和徙动长度

3.130 中子的费米年龄与慢化过程中所移动的均方距离有关；因而称年龄的平方根为**慢化长度**。例如，对年龄为 τ_{1h} 的热中子， $\sqrt{\tau_{1h}}$ 是中子从其裂变产生处直到到达热能所飞行的净矢量（或直飞）距离的一种量度。

3.131 慢中子（热中子）扩散长度的平方 L_{1h}^2 与年龄 τ 之和称为**徙动面积** M^2 ，即

$$M^2 \equiv L_{1h}^2 + \tau, \quad (3.78)$$

其平方根 M 称为**徙动长度**，即

$$M \equiv \sqrt{L_{1h}^2 + \tau}. \quad (3.79)$$

3.132 对于热中子， L_{1h}^2 正比于它从成为热中子的点到被俘获的点所飞行的均方（净矢量）距离。因此，热中子的徙动长度与裂变中子从产生直到作为热中子被俘获所经过的总的（净矢量）距离有关。表3.5列出了常温下四种普通慢化剂中热中子的徙动长度。也给出了扩散长度和慢化长度。对普通水和重水， M^2 定义为

$$M^2 \equiv L_{1h}^2 + \frac{1}{6} \overline{r_1^2}, \quad (3.80)$$

其中 \bar{r}^2 为这两种介质内从裂变能到热能的均方慢化距离。其实方程(3.80)可以看成是适用于所有慢化剂的精确定义,而方程(3.78)表示基于连续慢化模型的另一种定义形式。以下将看到,徙动长度对临界反应堆的尺寸直接有关。

表3.5 293K下热中子的徙动长度

慢化剂	扩散长度(m)	慢化长度(m)	徙动长度(m)
水	0.027	0.052	0.059
重水	1.00	0.114	1.01
铍	0.21	0.100	0.233
石墨(堆用级)	0.54	0.192	0.575

基于扩散理论的临界方程

双群临界方程

3.133 单群临界方程(3.41)显然仅是一种粗略的近似,因为它以中子在单一能量下产生、泄漏并吸收的假设作为依据。它不考虑由裂变产生的中子一开始具有较高的能量,然后逐步慢化,最后才进入热能区这一过程。中子在中间能区逗留过程中可能被吸收,特别是被共振俘获。比单群方法较好的近似是双群处理,其中假定所有的中子处于两个能群之一:快群或热群。虽然严格说来该近似中也没有考虑中能中子,但可对共振吸收作等效的处理。就是说认为离开快群的所有中子并非都进入热群,因为有些中子在非裂变反应中由于俘获而损失了。

3.134 在临界的条件下,快中子群的扩散方程(3.35)为

$$D_1 \nabla^2 \phi_1 - \Sigma_1 \phi_1 + S_1 = 0, \quad (3.81)$$

其中下标1记快中子。源项 S_1 推导如下。对一个热中子反应堆,无限倍增因子 k_∞ 是无限大系统中任意一代热中子的(平均)产生数和前一代吸收数的比(§3.43)。没有泄漏损失,但慢化过程中由于共振俘获要损失一些中子。因此,每吸收一个热中子,如果要有 k_∞ 个中子到达热能区的话,必须由裂变产生 k_∞/p 个快中子,这里 p 是逃脱共振几率。每立方米内每秒吸收的热中子数是 $\Sigma_2 \phi_2$,其中用下标2记热中子;因此快中子源项为 $(k_\infty/p) \Sigma_2 \phi_2$ 。于是把这一结果代入方程(3.81)就给出

$$D_1 \nabla^2 \phi_1 - \Sigma_1 \phi_1 + (k_\infty/p) \Sigma_2 \phi_2 = 0, \quad (3.82)$$

它是临界系统内快中子的守恒方程。

3.135 在这一方程中, Σ_2 是热中子的宏观吸收截面,但 Σ_1 只是一种表观的吸收截面。实际上它是中子由于慢化从快群向热群转移的截面。若无共振俘获, $\Sigma_1 \phi_1$ 就给出快中子转移到热群的速率。然而,由于有共振俘获,快中子被热化的概率为 p ;因此,热中子源项为 $p \Sigma_1 \phi_1$ 。这样,临界系统内热中子的扩散方程为

$$D_2 \nabla^2 \phi_2 - \Sigma_2 \phi_2 + p \Sigma_1 \phi_1 = 0. \quad (3.83)$$

3.136 为了得到方程(3.82)和(3.83)之解,可以在适当边界条件下,由下列方程来定出快中子和热中子通量的空间分布*:

*虽然下面这些方程中将出现的 B^2 是几何曲率,它们等同于材料曲率,因为系统是临界的。因而在下面的处理中可以采用不带下标的一般符号 B^2 。

$$\nabla^2 \phi_1 + B^2 \phi_1 = 0, \quad (3.84)$$

和

$$\nabla^2 \phi_2 + B^2 \phi_2 = 0. \quad (3.85)$$

因为 B^2 只取决于系统的几何形状, 假定外推距离与中子能量无关 (§ 3.55), 它对于快中子和热中子是相同的。将方程 (3.82) 中的 $\nabla^2 \phi_1$ 代以 $-B^2 \phi_1$, 方程 (3.83) 中的 $\nabla^2 \phi_2$ 代以 $-B^2 \phi_2$, 则临界状态方程成为

$$-(D_1 B^2 + \Sigma_1) \phi_1 + (k_\infty / \rho) \Sigma_2 \phi_2 = 0$$

以及

$$\rho \Sigma_1 \phi_1 - (D_2 B^2 + \Sigma_2) \phi_2 = 0. \quad (3.86)$$

3.137 这些齐次方程具有非零解的条件是其系数行列式为零 (克莱姆法则), 即

$$(D_1 B^2 + \Sigma_1)(D_2 B^2 + \Sigma_2) - k_\infty \Sigma_1 \Sigma_2 = 0.$$

全式除以 $\Sigma_1 \Sigma_2$, 用 L_1^2 代 D_1 / Σ_1 , L_{1h}^2 代 D_2 / Σ_2 , 其中 L_{1h} 为热中子扩散长度, 就得出

$$\frac{k_\infty}{(1 + L_1^2 B^2)(1 + L_{1h}^2 B^2)} = 1, \quad (3.87)$$

这就是双群扩散近似下裸堆的临界方程。可见它与单群的结果 (3.40) 式类似, 只是其中有两个形状为 $1/(1 + L^2 B^2)$ 的因子, 它们分别表示两群中的每一群中子不从临界系统泄漏的几率。

3.138 由于在物理上 Σ_1 是慢化截面, 可以采用与 § 3.28 中所用的类似过程证明 L_1^2 等于 $\frac{1}{6} \overline{r_1^2}$, 其中 $\overline{r_1^2}$ 是快群中子在转移到热群以前飞行的均方距离。因此, 按照方程 (3.77), 双群处理中的 L_1^2 和连续慢化模型中热中子的费米年龄 τ 具有相同的普遍含义, 虽然其数值未必与表 3.4 中所列的相同。将 L_1^2 用 τ 代替, 方程 (3.87) 可写为

$$\frac{k_\infty}{(1 + \tau B^2)(1 + L_{1h}^2 B^2)} = 1. \quad (3.88)$$

在这一表达式中, 项 $1/(1 + \tau B^2)$ 和 $1/(1 + L_{1h}^2 B^2)$ 分别表示慢化过程中和成为热中子以后的不泄漏几率。系统总的泄漏几率是这两项的乘积。

连续慢化的临界方程

3.139 双群处理的一种进一步推广是假设快中子 (和中能中子) 可被分成能量递减的若干群, 记以 1, 2, 3, ..., n 。若假定任一快群的所有中子必定进入较低能量的下一群中, 则可以证明^[10] 临界方程为

$$\frac{k_\infty}{(1 + L_1^2 B^2)(1 + L_2^2 B^2)(1 + L_3^2 B^2) \cdots (1 + L_n^2 B^2)(1 + L_{1h}^2 B^2)} = 1. \quad (3.89)$$

可见这是单群情形的方程 (3.40) 和双群情形的方程 (3.87) 的自然推广。此外, 不泄漏几率等于所有中子群的各项 $1/(1 + L^2 B^2)$ 项的乘积。

3.140 若快中子的群数分得很多, 中子从一群慢化到下一群, 直至达到热群, 这在物理上就等价于连续慢化模型 (§ 3.119)。在这种情形下, 和值 $L_1^2 + L_2^2 + \cdots + L_n^2$ 变成与 § 3.127 中所定义的热中子年龄相同; 即

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^n L_i^2 \equiv \tau. \quad (3.90)$$

利用这一结果，可以进一步简化方程(3.89)。

3.141 对方程(3.89)两边取对数，重新排列后有

$$\ln k_{\infty} = \sum_{i=1}^n \ln(1 + L_i^2 B^2) + \ln(1 + L_{i_h}^2 B^2).$$

在 $n \rightarrow \infty$ 的极限中，每一个 L_i^2 都变得很小， $\ln(1 + L_i^2 B^2)$ 接近于 $L_i^2 B^2$ ；因此

$$\ln k_{\infty} = B^2 \sum_{i=1}^n L_i^2 + \ln(1 + L_{i_h}^2 B^2),$$

利用方程(3.90)，上式成为

$$\ln k_{\infty} = \tau B^2 + \ln(1 + L_{i_h}^2 B^2).$$

结果，基于连续慢化模型的临界方程为

$$\frac{k_{\infty} e^{-\tau B^2}}{1 + L_{i_h}^2 B^2} = 1. \quad (3.91)$$

直接从热中子的扩散方程和年龄方程(3.73)出发，也能推得同一结果。该结果常称为**年龄扩散临界方程**。按照方程(3.91)， $e^{-\tau B^2}$ 表示中子在慢化过程中的不泄漏几率。

3.142 年龄-扩散方程是超越方程，难于求解。为实用起见，进行简化较为可取。由于 B^2 倒数相关于反应堆尺寸，显然对于大堆而言，指数项 $e^{-\tau B^2}$ 可以展开为级数形式，并可忽略第二项后的所有项，所以

$$e^{-\tau B^2} \approx 1 - \tau B^2 \approx (1 + \tau B^2)^{-1},$$

此处 τ 理解为热中子的年龄。这时，临界方程(3.91)成为

$$\frac{k_{\infty}}{(1 + \tau B^2)(1 + L_{i_h}^2 B^2)} = 1, \quad (3.92)$$

它具有双群方程(3.88)的形式，虽然 τ 的含义略有不同。

3.143 如果将方程(3.92)的分母乘出，并略去 B^4 项(因为它们对大堆是非常小的)，方程就化为

$$\frac{k_{\infty}}{1 + B^2(L_{i_h}^2 + \tau)} = 1. \quad (3.93)$$

如在§3.131中所见， $L_{i_h}^2 + \tau$ (或普遍情况下 $L_{i_h}^2 + \frac{1}{6}\tau^2$)之值已被定义为热中子的徙动面积 M^2 ，因此适用于大堆的临界方程(3.93)化为

$$\frac{k_{\infty}}{1 + M^2 B^2} = 1. \quad (3.94)$$

3.144 由方程(3.94)可见，对于 k_{∞} 的一个特定值， $M^2 B^2$ 对所有的裸的临界系统必

* 原文式右第一项中的 $\sum_{i=1}^n$ 和 \ln 位置颠倒。——译者

定都相同。因为 B^2 和尺寸倒数相关，从而得到 M^2 和临界尺寸的正相关性。按照表 3.5，水内热中子的 M^2 值比其他慢化剂的要小得多。因此，只要采用对易裂变同位素铀-235高浓集的燃料，使 k_∞ 足够大，就能用水作慢化剂设计出紧凑的反应堆。这就是选用这类反应堆来推动潜艇的基本考虑（§1.83）。

3.145 有一个时期曾用此类公式计算裸的热中子反应堆。虽然在目前它们已应用不多，但还是可以用来作临界参数的近似估算（见例题3.5），并用于解释某些反应堆特性。然而要注意，在应用这些方程时， L_{th}^2 、 τ 和 M^2 的值并非表3.1、3.4和3.5中给出的那些数值。这些表中所指的是纯慢化剂系统的数值，而临界计算中用到的是有燃料存在情况下的数值。燃料是中子强吸收体，对于共振中子和热中子尤其如此。因此反应堆中的 L_{th}^2 显著小于纯慢化剂中的值。反应堆系统中的年龄值可能更大也可能较小，这要视不同的条件而定。已通过理论计算和经验数据得到了堆内 L_{th}^2 和 τ （或 M^2 ）的适当数值。

例题3.5 重水（ D_2O ）慢化剂内天然铀燃料非均匀栅格的无限倍增因子为1.28。在该特定栅格中 L_{th}^2 为 $1.80 \times 10^{-2} m^2$ ， τ 为 $1.20 \times 10^{-2} m^2$ 。试利用（a）方程（3.94），（b）方程（3.92），以及（c）年龄-扩散方程（3.91）确定材料（临界）曲率。

解：（a）由方程（3.94），

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2} = \frac{k_\infty - 1}{L_{th}^2 + \tau} = \frac{0.28}{3.0 \times 10^{-2}} = 9.3 m^{-2}.$$

（b）方程（3.92）可写为

$$\tau L_{th}^2 B^4 + (L_{th}^2 + \tau) B^2 + (1 - k_\infty) = 0,$$

它是 B^2 的二次式。其解为 $B^2 = 8.8 m^{-2}$ 。

（c）将超越方程（3.91）写成如下形式：

$$e^{-B^2 \tau} = \frac{1 + L_{th}^2 B^2}{k_\infty},$$

用迭代法求解。将（b）中得到的 $8.8 m^{-2}$ 作为尝试值代入右边的 B^2 中；给出 $e^{-B^2 \tau}$ 等于0.906，所以 $B^2 \tau$ 为0.099， B^2 为 $8.3 m^{-2}$ 。显然尝试值过大，所以选一个较小的 B^2 值，例如可取 $8.5 m^{-2}$ 。这次又取得偏低了。最后得到的 B^2 接近于 $8.6 m^{-2}$ 。

该临界裸堆的尺寸和铀装量已在例题3.3中算过。

例题3.6 对例题3.5，计算反应堆内慢化过程中的以及热中子的不泄漏几率。

解：对此种反应堆， τ 为 $1.2 \times 10^{-2} m^2$ ， L_{th}^2 为 $1.8 \times 10^{-2} m^2$ 。基于情况（c），有 $B^2 = 8.6 m^{-2}$ ；因此，对快中子有：

$$P_{n1(f)} = e^{-\tau B^2} = 0.90.$$

（在情况（b）中 $B^2 = 8.8 m^{-2}$ ，可以得到同样的结果。）对于热中子有

$$P_{n1(t)} = \frac{1}{1 + L_{th}^2 B^2} = 0.87.$$

因而总的泄漏几率为 $0.90 \times 0.87 = 0.78$ ；若将它乘以 k_∞ ，即例题3.5中给出的1.28，乘积接近于1，即正等于临界系统应有的值。（本情形中不泄漏几率较小，因为所研究的临界反应堆相当小。对于实际感兴趣的大多数反应堆，总的泄漏几率更为接近于1。）

3.146 另一种考虑方法同样基于临界方程（3.94）；按照该表达式，总的泄漏几率

由 $1/(1+M^2B^2)$ 给出。因此,对给定尺寸的反应堆, M^2 的值越小,不泄漏几率就越大,即由泄漏而损失的中子越少。由于徙动长度包括了慢化长度和热中子扩散长度,这一结论正是所预期的。因此,正因为水慢化剂反应堆的中子泄漏小,即 M^2 小,它能够具有较小的临界尺寸。

有反射层的反应堆

3.147 到此为止,所导出的临界方程只适用于裸堆,即无反射层的反应堆。然而,反应堆的堆芯,即含有燃料和慢化剂(若用的话)的区域,一般总是围绕着一层用具有良好散射性能的物质所构成的中子反射层(见图1.3)。热中子反应堆的反射层通常采用与慢化剂相同的材料,如普通水、重水或石墨。由于反射层将原来因泄漏要损失的许多中子反射回到堆芯,所以当堆芯尺寸远小于裸堆所需值时,给定成分的系统就能达到临界。因此使用反射层能减少临界系统堆芯内易裂变(或燃料)物质的所需量。

3.148 反射层同时也改变中子通量的空间分布,如图3.19所示。图中画出了裸堆和有反射层反应堆内热中子通量的分布情况;假定两种情况下堆芯中心处的峰值通量以及堆芯的尺寸是相同的。在堆芯边界紧外侧的反射层部分中,热中子通量有所增加,这是由于从堆芯逃出的快中子在反射层内被慢化到热能的结果。在反射层紧挨着堆芯的部分内形成的通量梯度导致热中子返回堆芯;因而在带反射层的反应堆内,其边界附近的通量大于裸堆的通量。这样,反射层使整个堆芯的平均中子通量增加。因为反应堆的平均功率正比于平均中子通量(§2.181),所以,对于相等的通量峰值而言,有反射层时将会增加功率输出。

3.149 有反射层时堆芯临界尺寸的减少可以用一个称为反射层节省的量表示。如果 R_0 是临界裸堆由中心原点或中心轴线算起的半径尺寸, R 是有反射层堆芯的相应尺寸,则反射层节省定义为

$$\delta = R_0 - R.$$

δ 的值依赖于反射层的厚度,但若反射层和慢化剂由相同的材料组成,则当厚度约为徙动长度的二倍时反射层节省就已达到最大值。这大体上与 §3.34 中得到的结论相符,即当单能中子向非倍增介质内扩散时,除去边界附近的区域外,二倍扩散长度的厚度实质上与无限厚所起的作用差不多。一个粗略的经验法则是,热中子反应堆内的最大反射层节省约等于反射层中的徙动长度,如对轻水反应堆约为 0.06m,但对石墨反应堆则大于 0.5m。

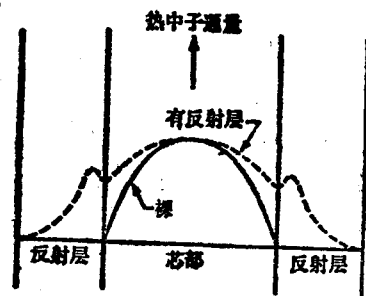


图3.19 裸堆和有反射层的反应堆内热中子通量的分布(假定两种情况下最大通量相同。)

四因子公式

3.150 对某些热中子反应堆,可以相当精确地利用四因子公式来求简单临界方程中包含的无限倍增因子 k_{∞} 。这一公式的基础是假定可将中子分为三类:(1)能量约超过 1MeV 的裂变中子,它们能使铀-238 象铀-235 那样发生裂变;(2)共振区内的中子,它们可能被铀-238 俘获;(3)热中子,铀-235 的裂变几乎全部都由它们引起,从而产生裂变中子。

3.151 对于用天然铀作燃料的大型非均匀热中子反应堆,中子已被充分热化,就中子吸收反应而言,上述分类能满意地描述这种系统。然而,当慢化剂-燃料的比值大大减小时,如大部分普通(轻)水慢化的反应堆那样,许多裂变由能量略大于热能的超热中子所引起,

这时四因子公式不再是求 k_{∞} 值的有效方法了。尽管如此，下面的处理仍是有益的，并且它为核反应堆温度效应的处理也提供了一种有用的思考方法（第五章）。

3.152 第一步是将无限倍增因子方程(3.28)写成另一种形式。在一个无限大系统中，没有泄漏，任意一个裂变代内中子的产生数和吸收数是相同的；因此从方程(3.28)得到

$$k_{\infty} = \frac{\text{某一代内吸收的中子数}}{\text{上一代内吸收的中子数}} \quad (3.95)$$

如果假定系统的成分保持不变，则方程(3.95)分子和分母中吸收的中子数都可以取燃料内吸收的中子数。这就是说，燃料吸收占了中子总吸收数的一个不变的份额。

3.153 假定在标志某一裂变代开始的任一时刻，燃料吸收了 n 个热中子。在§2.184等节已讨论过，燃料每吸收一个中子后由于其中裂变而释放的中子平均数为 η 。因此，燃料吸收了 n 个中子后将产生 $n\eta$ 个快(裂变)中子。

3.154 在采用低浓集铀(或天然铀)作燃料的热中子反应堆内，某些快中子在被显著慢化以前会引起铀-235和铀-238核的裂变。对约大于1MeV的中子能量，大部分的快中子裂变是铀-238的裂变，因为它在燃料内所占的份额较大。由于每次快中子裂变平均产生1个以上的中子，所以得到的中子数目将有所增加。这一效应可通过引入快裂变因子加以考虑，记作 ϵ ；它定义为慢化越过铀-238裂变阈的(快)中子总数和热中子裂变中产生的快中子数之比。因而燃料内俘获 n 个热中子后将有 $n\eta\epsilon$ 个快中子慢化通过约1MeV处的铀-238裂变阈。

3.155 在被慢化的过程中，中子可能由于非裂变反应而损失；其逃脱损失的份额就是前面讨论过的逃脱共振几率。因此，达到热能的中子数为 $n\eta\epsilon p$ 。

3.156 最后，当中子被热化时，它们将在无限系统内扩散一段时间，最后被燃料、慢化剂或堆内存在的其他材料所吸收。因此，在热中子中，燃料材料将吸收一个份额 f ，称为热中子利用因子； f 的值表示为

$$f = \frac{\text{燃料吸收的热中子数}}{\text{总共吸收的热中子数}}$$

按照方程(2.34)，单位体积单位时间内热中子的吸收率等于 $\Sigma_a \phi$ ，其中 Σ_a 为吸收热中子的相应宏观截面， ϕ 为热中子通量。因而体积 V 内单位时间的吸收率为 $V \Sigma_a \phi$ 。因此热中子利用因子的一般表达式为

$$f = \frac{V_F \Sigma_{a,F} \phi_F}{V_F \Sigma_{a,F} \phi_F + V_M \Sigma_{a,M} \phi_M + V_P \Sigma_{a,P} \phi_P} \quad (3.96)$$

其中下标F、M和P分别指燃料、慢化剂和寄生吸收体(或核毒物)。寄生吸收体包括结构材料、冷却剂、控制材料和裂变产物。方程(3.96)的应用方式同系统是均匀的还是非均匀的无关。例如，对均匀系统，各个 V 和中子通量都是一样的。因而方程(3.96)可大为简化。

3.157 由于无限系统内达到热能的所有 $n\eta\epsilon p$ 个中子都要被吸收掉，所以这一代内燃料吸收的数目是 $n\eta\epsilon p f$ 。热中子反应堆的无限倍增因子 k_{∞} 可以取作无限介质内燃料在某一代中吸收的热中子数与上一代中的吸收数之比(§3.152)；结果就有

$$k_{\infty} = \frac{n\eta\epsilon pf}{n} = \eta\epsilon pf. \quad (3.97)$$

这就是四因子公式，它可用于根据成分与各种吸收和散射截面来计算给定倍增系统的无限倍增因子。

3.158 由方程(2.56)可得到燃料的 η 值， p 可由§3.96等节中叙述的方法算得， f 可由方程(3.96)得到。对非均匀反应堆而言，后一方程需要已知或能算出各种材料内的中子通量比。第四个因子 ϵ 可根据截面和各种概率通过数值方法算出。对实际感兴趣的系统，快裂变因子通常约在1.02到1.08的范围内；对于均匀系统，它的值比非均匀系统的要低一些。

3.159 考虑天然铀和石墨的均匀混合物。如果降低慢化剂对燃料的比例，则 f 增加但同时 p 下降。已求得乘积 pf 的最佳值为0.630。对天然铀， η 为1.34(§2.187)而 ϵ 不大于1.02。因此，按照四因子公式 k_{∞} 的最大值为(0.630)(1.33)(1.02)=0.855。从而得出结论：以天然铀为燃料、石墨为慢化剂的均匀系统是不可能达到临界的。然而，在非均匀系统中，逃脱共振几率的增大(§3.108)可能使 pf 值达到0.790并且 ϵ 达到1.03。这样， k_{∞} 为(0.790)(1.33)(1.03)=1.08，对于总不泄漏几率不小于0.92的大堆就可以实现某种临界装置。

3.160 虽然四因子公式不能定量地应用于水慢化的反应堆，但它仍然能导致有意义的结果。在这种反应堆中，由于存在着具有较大俘获截面的氢核，热中子利用因子 f 较小。即使对于水和天然铀组成的非均匀系统， pf 值也不会超过0.65；因而 k_{∞} 的最大值大约为0.90，系统不可能达到临界。然而，若将铀燃料中的铀-235浓集到2.5%， η 值就增大到1.79(§2.187)， k_{∞} 约为1.2。因此，对于用普通水慢化的反应堆，如目前美国(和其他国家)在发电中广泛采用的轻水反应堆，燃料由平均浓集度约为2.5%的铀所构成。

临 界 测 量

临 界 装 置

3.161 对于燃料和慢化剂(若有的话)的各种布置方式和组成成分进行实验测量，可以校验计算并为反应堆设计提供参考点。对于预计不很大的堆芯，用临界装置方法确定其临界大小是可行的^[11]。通过加大尺寸或添加更多的燃料，逐步建立一个由燃料和慢化剂组成的系统，直至达到临界大小(或质量)为止。在装置内安放初级中子源(或独立中子源)，由于在燃料内引发裂变的结果，初级源中子就得到了倍增。即使反应堆还小于临界大小，只要存在中子源，就会达到一个稳定的中子通量(§3.45)。这时(次临界)倍增系数定义为由初级源和裂变共同形成的总中子通量与由源单独引起的通量之比，后者为同样的介质中没有易裂变物质时的通量。

3.162 若源发射 S 个中子，则在第一代之末它们生成 Sk 个中子，第二代末 Sk^2 个，等等。任一特定装置的有效倍增因子 k (§3.44)取决于系统的大小以及它的成分和布置。从而只要 $k < 1$ ，即装置是次临界的，系统内中子的稳态倍增系数就可以表示为

$$\text{倍增系数} = \frac{S + Sk + Sk^2 + \dots}{S} = \frac{1}{1 - k}. \quad (3.98)$$

随着装置的尺寸增大（或添加更多的燃料），它接近于临界；因此 k 就趋近于1，倍增系数趋向于无穷大。所以当系统接近于临界时倍增系数的倒数趋近于零。

3.163 因为系统内任一点的中子通量都正比于倍增系数，所以可以不必直接去测量倍增系数本身。事实上，任一与中子通量成比例的量，如中子探测器的计数率，也与倍增系数成比例。因此，为了确定临界大小（或燃料临界质量），在尺寸（或燃料质量）逐步增加的系统中测量离中子源固定距离处的计数率，然后用计数率的倒数对于尺寸（或燃料质量）作图，象图3.20中那样将曲线外推到零，就给出临界尺寸或燃料临界质量。用中子探测器在倍增系统内另一位置上进行测量，可得到另外一组数据。如图所示，它们应该外推到同一点上。

指数实验

3.164 在指数（堆）实验^[11]中，建造一个次临界装置，它与所研究的（大）反应堆具有完全相同的成分和结构，但其线尺寸只有临界系统预计尺寸的1/3或1/4左右。如果存在初级源的话，次临界装置内就能达到一种稳定状态。这种装置内的通量分布可与系统的材料曲率联系起来，由此便可确定给定成分（和几何）的临界尺寸。

3.165 象长方六面体固体慢化剂或者圆柱形液体慢化剂那些类型的次临界装置可以建造在能发射恒定热中子的一个基体上。后者可以由内部装有初级中子源的某种铀-石墨结构所组成，或者就利用一座现成的热中子反应堆。在离源约两个扩散长度（或更远）的距离处，热中子通量的垂直分布可表示为

$$\phi(z) = Ce^{-\gamma z}, \quad (3.99)$$

其中 z 为从装置的底部起算的垂直距离， C 为常数；量 γ 在下一节中讨论。因此在离源（以及离边界）一定距离处垂直方向上的通量以指数方式下落。这就是此类装置采用“指数堆”名字的原因。测出垂直（ z ）轴上各点的中子通量（或计数率）就能确定 γ 的值。这时， $\ln\phi$ （或计数率的对数）对 z 画出图来就是一条斜率为 $-\gamma$ 的直线。

3.166 γ 的重要性在于它和装置的材料曲率相关。于是，对于 x 和 y 方向边长分别为 a 和 b 的长方六面体形式的指数装置可以得到

$$\gamma^2 = -B_m^2 + \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2.$$

对圆柱形装置，

$$\gamma^2 = -B_m^2 + \left(\frac{2.405}{R}\right)^2.$$

因此，若由实验测出了 γ 值（§3.165）并已知装置的尺寸，就可求出材料曲率（或临界几何曲率）。

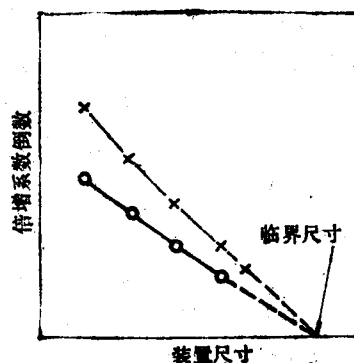


图3.20 临界尺寸的确定

积分实验

3.167 另一类临界实验的目的在于通过系统化的积分方法来校验反应堆设计的各方面结果^[12]。这类实验有两种类型，通常用于研究象快中子反应堆这一类发展中的系统。在第一种类型中，重点放在测量核设计数据或检验计算方法上。因此宜于采用简单的几何形状。第二种类型用来验证设计中的预算结果，因此即使所设计的堆芯几何布置十分复杂，也要尽可能精确地加以模仿（或模拟）。

3.168 这一类实验在精密控制的条件下利用特殊装置进行。在所谓分裂台架法（ZPR实验）中，按所需的类型将燃料做成许多小片，分别装在两个充分分开的垂直支架（或台架）上的水平“抽屉”内。在测量过程中当这两个台架通过远距离控制以机械方法相互慢慢靠拢时，就接近于临界。这时，水平抽屉模拟堆芯内通常是垂直的燃料棒。反射层和增殖堆的转换区也同样可加以模拟。

一般参考文献

- G. I. Bell and S. Glasstone, "Nuclear Reactor Theory," Van Nostrand Reinhold Co., 1970.
- J. J. Duderstadt and L. J. Hamilton, "Nuclear Reactor Analysis," John Wiley & Sons, 1976.
- S. Glasstone and M. C. Edlund, "The Elements of Nuclear Reactor Theory," Van Nostrand Co., 1952.
- A. F. Henry, "Nuclear-Reactor Analysis," MIT Press, 1975.
- J. R. Lamarsh, "Introduction to Nuclear Reactor Theory," Addison-Wesley Publishing Co., 1966.
- A. M. Weinberg and E. P. Wigner, "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors," University of Chicago Press, 1958.
- P. F. Zweifel, "Reactor Physics," McGraw-Hill Book Co., 1973.

参考文献

1. S. Glasstone and M. C. Edlund, "The Elements of Nuclear Reactor Theory," Van Nostrand Co., 1952, p. 108; see also, A. M. Weinberg and E. P. Wigner, "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors," University of Chicago Press, 1958, Chapter 8.
2. H. S. Isbin, "Introductory Nuclear Reactor Theory," Reinhold Publishing Corp., 1963, Chapter 8.
3. G. R. Keepin, "Physics of Nuclear Kinetics," Addison-Wesley Publishing Co., 1965, p. 261 et seq.
4. J. R. Lamarsh, "Introduction to Nuclear Reactor Theory," Addison-Wesley Publishing Co., 1966, p. 176 et seq.
5. J. R. Lamarsh, Ref. 4, p. 390 et seq.

6. G. I. Bell and S. Glasstone, "Nuclear Reactor Theory," Van Nostrand Reinhold Co., 1970, p. 443 et seq.
7. A. M. Weinberg and E. P. Wigner, Ref. 1, p. 675.
8. G. I. Bell and S. Glasstone, Ref. 6, p. 122.
9. J. R. Lamarsh, Ref. 4, p. 187 et seq.
10. P. F. Zweifel, "Reactor Physics," McGraw-Hill Book Co., 1973, p. 197-202.
11. A. Henry, "Nuclear Reactor Analysis," MIT Press, 1975, p. 184-188; see also, I. Kaplan, "Measurements of Reactor Parameters in Subcritical and Critical Assemblies," *Advan. Nucl. Sci. Technol.*, 2, 139 (1964), and P. F. Zweifel, Ref. 10, p. 209-213.
12. E. Kiefhaber, "Evaluation of Integral Physics Experiments in Fast Zero Power Facilities," *Advan. Nucl. Sci. Technol.*, 8, 47 (1975).

习 题

1. 试计算堆用级石墨的下列热中子参数: (a) 扩散系数, (b) 外推距离, (c) 扩散长度。散射和吸收的微观截面分别为 $4.8b$ 和 $0.0037b$, 密度为 1700kg/m^3 。
2. 无限 (非倍增) 介质中的点源每秒发射 10^5 个单能中子。试对于 (a) 普通水, (b) 重水, (c) 石墨, 在同一张图上画出离源 1m 以内的通量随距离变化曲线。
3. 假定介质为半径 1m 的有限大球体, 试重做习题 2。比较和讨论所得结果。
4. 在 310°C 的普通水中溶解 1000ppm 的硼, 试问它对于由点源发射的热中子在被吸收以前飞行的均方距离有多大影响?
5. 将发射单能中子的无限平面源看成由分布在平面上的无穷多个点源所构成, 试利用方程 (3.20) 证明: 在无限非倍增介质中*, 与强度为 $Q\text{ n/m}^2\cdot\text{s}$ 的平面源垂直的 x 方向上的通量分布可表示为 $Qe^{-x^2/2kD}$ 。
6. 试推导无限介质内强度为 $Q\text{ n/m}\cdot\text{s}$ 的单能线源周围中子通量径向分布的表达式。
7. 无限平板的边界上有一平面热中子源。请详细推导中子在被吸收以前飞行的净矢量 (直飞) 距离的表达式。
8. 若用 (a) 普通水, (b) 重水代替石墨介质, 试说明图 3.6 中的曲线将如何变化。
9. 考虑厚为 2 倍扩散长度的石墨平板, 其中心面上有一均匀平面中子源。试估算源中子泄漏出两个侧面的份额。
10. 为得到近似结果, 可将单群临界方程应用于中子能谱已知的快中子反应堆。将截面对整个中子谱取平均, 可以得到有效单群截面。对于这种系统, $k_{\infty} = f\eta$ 。

现考虑一个大型氧化物系统, 它由 50% 的钠, 30% 的燃料和 20% 的铁 (全为体积份额) 所构成。燃料为 15% 的 $^{239}\text{PuO}_2$ 和 85% 的 $^{238}\text{UO}_2$ 。试估算裸球堆芯的临界半径。

以靶为单位的谱平均 (单群) 截面为:

	σ_f	σ_a	σ_{tr}
^{239}Pu	1.95	2.40	8.6
^{238}U	0.05	0.404	8.2

* 原文误为“无吸收介质”。——译者

Na	0.0018	3.7
Fe	0.0087	3.6

氧可以忽略不计。

- 对于氢、碳、钠、铁和铀，试比较C系和L系中的散射角。
- 设裂变中子具有能量2.0MeV，试比较在重水和石墨中它们慢化到100eV，然后又慢化到1.0eV分别所需的碰撞次数。
- 在无限石墨平板中以 10^{11} n/m³·s的速率引入1.0MeV能量的中子。试计算从0.5至0.3MeV能量区间内每m³·s发生的弹性散射碰撞数以及0.3MeV处单位能量间隔内的通量。
- 在3.4m³的水箱内，在裂变中子平面源的上方各种距离 r 处放置铝箔片。活度测量给出如下结果：

r (m)	$A_0 r^2$	r (m)	$A_0 r^2$
0.0423	928	0.212	228
0.0573	1090	0.238	142
0.0737	1305	0.264	99
0.0912	1268	0.292	74
0.1099	943	0.321	44
0.1411	685	0.371	25
0.1644	442	0.426	11
0.1888	312	0.503	4

其中 A_0 为铀共振能(1.44eV)处箔片的修正饱和活度，以每秒的计数表示。试确定裂变中子在1.44eV处的费米年龄。

15. 考虑一个快中子点源，试推导慢化过程中中子实际飞行的平均净矢量(直飞)距离的表达式。并将所得结果与正文中定义的所谓慢化长度作一比较。

16. 试计算下列均匀混合物的热中子利用因子 f ：(a)铀-235和石墨，(b)天然铀和石墨。每种情况的 $N_M/N_F=1000$ 。问相应的 ηf 值为多少？

17. 对于均匀反应堆系统，为了增大热中子利用因子 f 需减少慢化剂的份额，但一般来说逃脱共振几率也将随之下降。对于普通水慢化的系统，若 pf 的最大值为0.65，试利用四因子方法计算无限大反应堆为达到临界所需的最低的铀浓集度。

18. 对一个大的裸堆，无限倍增因子为1.03，中子徙动长度为0.5m。试确定球形系统的临界体积。

19. 由铀-235和石墨($N_M/N_F=2 \times 10^3$)构成一个裸的球形热中子均匀反应堆，试计算铀-235的临界质量。

20. 试计算由5%浓集度的铀和石墨($N_M/N_F=200$)构成的均匀反应堆的无限倍增因子。然后，用双群方法计算球形裸堆的临界半径*。在该系统内， $L^2=7 \times 10^{-3} \text{m}^2$ ， $\tau=3 \times 10^{-2} \text{m}^2$ 。

*原文有误。——译者

第四章 反应堆分析原理

多群扩散理论

引言

4.1 核反应堆的设计是以各种变量的相互制约为基础的；包括燃料和慢化剂（若有的话）的特性，堆芯的成分和几何形状，以及热量（主要由裂变、部分由放射性衰变所产生）的载出。此外，对打算用于生产电力的反应堆，只要不危及到安全和环境，经济上的考虑是决定性的。反应堆设计中的一个关键问题是确定堆芯参数，因为它决定了系统内中子的特性，从而也决定了临界条件。堆芯内的释热率正比于裂变率，后者又取决于中子通量（§2.118）；因此，通量的空间分布与载热问题联系在一起（见第六章）。

4.2 堆芯设计的最终确定是一个反复迭代的过程，在这过程中力求使各因素之间取得平衡。例如，从中子学角度得到燃料和慢化剂的最佳布置可能在载热上会有困难，在这种情形下，只得寻求一种最优的折衷方案。反应堆分析这一术语所指的是根据诸如材料的性质和比例、几何、时间、温度等变量计算倍增系统的中子学特性这一过程。因此，可以通过反应堆分析来实现堆芯设计的最优化。

4.3 第三章中，利用了一种简单的处理方法以了解非倍增系统和倍增系统内中子的稳态特性。此外，为了由倍增系统的已知参数确定其临界条件和中子通量分布，还描述了一些初步的然而有效的方法。本章的目的是介绍目前反应堆分析中一些常用程序的基本原理，但并不过于深究其细节。这些程序通常十分复杂，它们的发展是与快速数字计算机的日益普及相联系的*。

4.4 裂变产生的中子分布在高能范围内，上限约为10MeV（见图2.25）。在核反应堆内，这些中子通过与原子核的散射碰撞而被慢化，直到被热化为止。在热能区域内，即在约低于1eV的能区内，中子和慢化剂原子交换能量，结果，中子获得能量的上散射以及通常的下散射都可能发生（§3.66）。由于各种相互作用的结果，反应堆堆芯内中子的能量分布在约从10MeV到0.001eV或更低的范围内。

4.5 在反应堆分析中把中子能量作为连续变量处理是无法实现的。因而，将感兴趣的能量区域分成有限个离散能群。群数越多，按能群的分布就越接近于实际的中子能谱。然而，在增加能群数的同时也增加了计算的复杂性。因此，能群数的选取决定于各种情况，它

* 有关核反应堆分析各个方面所用的计算机程序的完整评述可以查阅“Reactor Physics Constants”，US AEC Report ANL-5800, 1963, Section 10。更新的程序可参阅阿贡程序中心的刊物“Compilation of Program Abstracts”，ANL-7411 (and supplements) 以及“Computer Program Summaries”，ANL-8040 (and supplements)。后一刊物中收集了美国能源部（以前是美国原子能委员会和美国能源研究与发展署）参与研制的程序。

是计算的精度和复杂性两方面考虑的某种折衷。

4.6 在后面将看到,对慢化(减速)区和热能区,通常的做法是采用各自的群系统。然而,目前不作这种区分,而采用一般性的处理方法较为合适。

群扩散方程

4.7 图4.1中说明如何将中子能区分解为 G 个群。将感兴趣的区域中最高能量记为 E_0 ,最小能量记为 E_G 。能量最高的群编为第1群,即 $g=1$, g 的编号随着中子能量的下降而增加。如果由于裂变或散射向 g' 群中引入一个中子,则在慢化过程中中子将进入 g 群,此处 $g > g'$,即能量较低的群。在热能区,也可能发生一定量的上散射,这时 $g < g'$ 。

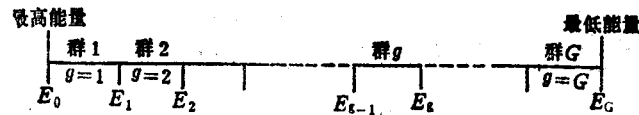


图4.1 中子能量划分为 G 群

4.8 如§3.4等节所述,扩散理论近似已广泛应用于反应堆分析中。实际上所用的方法是精确中子输运方程的多群扩散近似。在§4.97及以下有关诸节内将说明,多群扩散方程可在一定条件下从输运方程导出。但这里将描述一种较为简单的推导过程。

4.9 在稳态下,任一群 g 内的中子平衡可表示为:

$$\underbrace{\quad}_{\text{项 I}} \underbrace{\quad}_{\text{项 II}} \underbrace{\quad}_{\text{项 III}} \underbrace{\quad}_{\text{项 IV}} \underbrace{\quad}_{\text{项 V}} = 0. \quad (4.1)$$

在推导这些过程的发生率表达式时,要引入相应的群参数,如 D_g (扩散系数)和 Σ_g (吸收或散射)。这些量在下面要给出更明确的定义(§4.16),但目前可把它们看作适当的通量权重平均值,当它们和群通量 ϕ_g 组合起来时,就给出群内中子相互作用的实际速率。要注意,本章中谈及的中子通量是相对值;其绝对值依赖于反应堆的热功率(或裂变率)。

4.10 考察位于点 x 处的一小体积元;为简单起见这里只写出一个坐标,但其结果可适用于任何坐标系。按照扩散理论(§3.10),中子平衡方程(4.1)中的泄漏项I可以表示为

$$\text{项 I} = -\nabla \cdot [D_g(x) \nabla \phi_g(x)] = -\frac{d}{dx} \left[D_g(x) \frac{d\phi_g(x)}{dx} \right]$$

其中 $D_g(x)$ 和 $\phi_g(x)$ 分别是系统内点 x 处 g 群的扩散系数和中子通量。当然 D_g 和 ϕ_g 也都是群能量的函数,但该变量在符号中省略了,因为它隐含在下标 g 中。

4.11 中子平衡方程中的第一项是唯一依赖于扩散理论的项;现在要推导的其他项和中子输运的任何理论无关。项II和III在一起表示 g 群中子总的相互作用(吸收和散射)率。因此

$$\text{项 II} + \text{项 III} = \Sigma_g^i(x) \phi_g(x),$$

其中 $\Sigma_g^i (= \Sigma_g^a + \Sigma_g^s)$ 表示 g 群中子总的相互作用截面*。从其他群散射进入 g 群的第四项,即“散射入”项,可表示为

*. 本章中截面的相互作用类型由上标表示。

$$\text{项 IV} = \sum_{g'=1}^G \Sigma_{g' \rightarrow g}^s(x) \phi_{g'}(x),$$

其中 $\Sigma_{g' \rightarrow g}^s$ 是从任一能群 g' 进入 g 群的散射截面。它包括散射后中子留在本群内 (即 $g'=g$) 的情况。对于 g' 从 1 到 G 求和考虑了从所有能群进入 g 群的散射。

4.12 最后, 项 V 表示中子在群内的产生率。在核反应堆中, 可以认为中子的产生完全来自裂变; 因此,

$$\text{项 V} = F_g(x)$$

称为 g 群的裂变源项, 它等于在由具有所有能量的中子所引起的裂变过程中所放出的中子, 在 g 能群内的中子产生率。后面要对 F_g 另加说明 (§4.23)。然而, 现在可以先将各种表达式代入中子平衡方程中, 得到 g 群的稳态方程

$$\sqrt{\frac{d}{dx} \left[D_g(x) \frac{d\phi_g(x)}{dx} \right]} - \Sigma_g^a(x) \phi_g(x) + \sum_{g'=1}^G \Sigma_{g' \rightarrow g}^s(x) \phi_{g'}(x) + F_g(x) = 0. \quad (4.2)$$

项 I

项 II 和 III

项 IV

项 V

整个多群扩散方程组由 $g=1, 2, 3, \dots, G$ 的 G 个这类方程所组成。这些方程是联立的, 因为 g 群通量 ϕ_g 依赖于其他各群的 $\phi_{g'}$ 值。

多群方程的解法

4.13 为了进行反应堆分析, 需要求出中子通量的能量-空间稳态分布。这种能量的稳态分布可通过选取相当多的能群 (通常 50 至 100 或更多) 而得到一个较好的近似。类似地, 在每一方向上大体需对 50 个空间点给出 G 群通量才能反映一个精度合理的空间分布。显然, 用直接方式求解这样一组多群方程的工作量是大得惊人的。

4.14 在实际计算中, 将计算过程分成两步进行以减少复杂性 (图 4.2)。首先, 将反应堆系统划分为其成分可视为均匀的若干区域。于是在每一区域内群参数实质上与空间坐标无关。在这一简化下可通过求解多达 100 群以上的多群方程来确定各群通量。这称为多群 (或细群) 计算, 此处的每一群称为“微观群”。

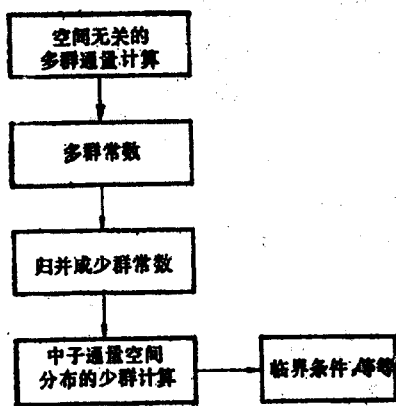


图 4.2 多群临界计算框图

4.15 下一步是将若干微观能群组合 (或“归并”) 成一个“宏观群”。对于分析普通的水慢化反应堆, 一般将整个能区划分为四个宏观群就已足够。宏观群 (或少群) 截面和扩散系数可根据微观群截面以及各群适当的中子通量来求值, 它们能给出中子反应率的良好近似结果。现在再用宏观能群来确定通量的空间分布就实际可行了。上述过程可用于计算临界条件和其他的反应堆参数 (§4.51 等节)。

群常数的求取

4.16 在讨论联立方程组(4.2)如何求解之前必须考虑如何得到通量权重量 D_g , Σ_g^i , $\Sigma_{g \rightarrow g}^i$ 和 F_g , 它们称为群常数。从多群扩散方程或从输运理论的其他任何近似所得到的结果是否有效, 取决于所涉及的能量区间内划分成的各个能群中群常数的精确度。某一能群内各种能量的中子发生某种相互作用的速率的总和(或积分)是一个确定的值, 原则上, 群常数同群通量组合后必须给出与此值相符的中子作用率。这一要求也可作为任一群常数的定义。

4.17 按照这一定义, 对任一相互作用 i , 宏观群截面 Σ_g^i 可写为

$$\Sigma_g^i \phi_g = \int_g \Sigma^i(E) \phi(E) dE$$

或者

$$\Sigma_g^i = \frac{1}{\phi_g} \int_g \Sigma^i(E) \phi(E) dE, \quad (4.3)$$

其中群通量 ϕ_g 定义为

$$\phi_g = \int_g \phi(E) dE. \quad (4.4)$$

在这些表达式中, $\phi(E)$ 是 g 群内能量 E 处每单位能量间隔内的中子通量; 在 g 上的积分意指积分在 g 群这一能量区间上进行, 即从 E_{g-1} 到 E_g 之间作积分(参见图4.1)。

4.18 由方程(4.3)的右端可见, 要求出群截面, 需要知道 Σ^i 和 ϕ 随中子能量的函数变化。对一个给定成分的系统, $\Sigma^i(E)$ 仅取决于各组成核素在能量 E 处的微观截面, 当然, 这些截面都确实是常数。目前, 对于反应堆内常用的材料, 可从磁带“库”中得到相当可靠的微观截面(§2.166)。库内的数据基于截面随能量变化的直接测量结果。但因这些数值往往包含实验误差, 所以常需对它们加以调整, 使得第三章末尾描述的那种所谓“积分”实验中得到的观察值和计算值之间能取得一致。这些调整也可对采用扩散理论近似带来的误差作出补偿。

4.19 为了进行方程(4.3)中的积分, 还需要知道每一群内 $\phi(E)$ 随中子能量如何变化。这些群内的通量谱在计算之初是未知的。解决问题的途径之一是假定在约0.5MeV以上的高能区域内中子通量谱正比于图2.25中所示的裂变谱。在直到约1eV的较低能区, 即慢化区, $\phi(E)$ 可取为正比于 $1/E$ (§3.94)。于是空间无关的多群方程就可用上述近似群常数解出, 所得到的中子通量能谱可用来改善群截面。

4.20 在通常情况下微观群数很多, 每一群只覆盖一个很小的能量区间, 此时可采用一种较简单的程序。在这个小区间内 $\phi(E)$ 可取为常数; 于是方程(4.4)化为 $\phi_g \approx \text{常数} \times \Delta E_g$, 这里 $\Delta E_g = E_{g-1} - E_g$, 方程(4.3)成为

$$\Sigma_g^i \approx \frac{1}{\Delta E_g} \int_g \Sigma^i(E) dE.$$

由此能很容易求得 Σ_g^i 。

4.21 所导出的群常数包括所有类型的截面, 即吸收、散射和裂变。在与空间无关的计算中, 群扩散系数化为

$$D_g = \frac{1}{\phi_g} \int_g D(E) \phi(E) dE$$

$$\approx \frac{1}{\Delta E_g} \int_g D(E) dE,$$

此处认为在群能量区间上 $\phi(E)$ 为常数。在计算 D_g 时, 利用方程(3.9),

即 $D = 1/3 (\Sigma^t - \bar{\mu}^0 \Sigma^s)$, 就可根据已知截面将 $D(E)$ 表为 neutron 能量的函数。

4.22 转移(散射)截面 $\Sigma_{g' \rightarrow g}^s$ 定义为

$$\Sigma_{g' \rightarrow g}^s \equiv \frac{1}{\phi_g} \int_{g'} \int_g \Sigma^s(E' \rightarrow E) \phi(E') dE dE',$$

其中 $\Sigma^s(E' \rightarrow E)$ 称为微分散射截面, 由下式给出

$$\Sigma^s(E' \rightarrow E) = \Sigma^s(E') P(E' \rightarrow E),$$

其中 $\Sigma^s(E')$ 是能量为 E' 的中子的(已知)散射截面, $P(E' \rightarrow E) dE$ 是由能量 E' 散射入 E 至 $E+dE$ 能量间隔内的概率。转移截面的求值以及按方程(4.2)中第IV项所要求的对所有有关群 g' 求和是一个困难问题。在后面有关部分将看到, 采用比较简单的慢化和热化模型可得到很好的近似结果。

群内裂变源项

4.23 方程(4.2)中的群内裂变源项 F_g 可按如下方式求得。考察能量为 E 的中子; 这些中子被吸收后引起的裂变率为 $\Sigma^f(E) \phi(E)$, 其中 Σ^f 是宏观裂变截面。若 $\nu(E)$ 是能量为 E 的中子引起的每次裂变所产生的(所有能量的)裂变中子数, 则

$$\begin{array}{l} \text{能量为 } E \text{ 的中子引起裂} \\ \text{变形成的中子发射率} \end{array} = \nu(E) \Sigma^f(E) \phi(E).$$

将该结果在能群 g' 内积分, 就得到

$$g' \text{ 群中子引起裂变} \\ \text{形成的中子发射率} = \int_{g'} \nu(E) \Sigma^f(E) \phi(E) dE.$$

4.24 群裂变常数 $\nu_g \Sigma_g^f$ 或 $(\nu \Sigma^f)_g$ 定义为

$$(\nu \Sigma^f)_g = \nu_g \Sigma_g^f = \frac{1}{\phi_{g'}} \int_g \nu(E) \Sigma^f(E) \phi(E) dE$$

$$\approx \frac{1}{\Delta E_{g'}} \int_g \nu(E) \Sigma^f(E) dE, \quad (4.5)$$

其中最后一个等式中已经如§4.20所述假设 $\phi(E)$ 在群内是常数。因此 g' 群中子引起裂变成形的中子发射率等于 $(\nu \Sigma^f)_g \phi_{g'}$ 。对所有能群的该量相加, 并将结果记为 F , 即所有能量的中子引起的裂变所形成的中子总发射率; 于是

$$F = \sum_{g'=1}^G (\nu \Sigma^f)_g \phi_{g'}. \quad (4.6)$$

4.25 求 F 的值时, 首先要求得各群的群裂变常数 $(\nu \Sigma^f)_g$ 。量 ν 和 Σ^f 是中子能量的

已知函数；因此裂变常数可由方程(4.5)确定。然而另外还要求知道各群的群通量 ϕ_g ，这确实是个问题，因为这些通量在起初是未知的。一般而言， F 需通过迭代过程计算(参阅§4.55及以下各节)。

4.26 在§2.189中已看到，量 $\chi(E)dE$ 是能量在 E 至 $E+dE$ 区间内的裂变中子发射份额。因此，将 $\chi(E)dE$ 在 g 能群区间内积分，可得到能量在 g 群内的裂变中子份额 χ_g ；即

$$\chi_g = \int_g \chi(E)dE,$$

它可利用§2.189中的数据求得。将该份额与裂变中子的总发射率方程(4.6)相结合，显然，由所有能量的中子所引起的裂变在 g 群内形成的中子产生率 F_g 可给出为

$$F_g = \chi_g F = \chi_g \sum_{g'=1}^G (\nu \Sigma_f^{g'}) \phi_{g'} \quad (4.7)$$

多群计算

4.27 正如§4.14所述，解联立方程组(4.2)的第一步中采用许多能群，但中子通量谱却按空间均匀分布来处理。这等价于假定介质为无限大，因此中子没有泄漏损失。于是群方程(4.2)可以写为

$$-\Sigma_n^a \phi_n + \sum_{n'=1}^N \Sigma_{n \leftarrow n'}^s \phi_{n'} + F_n = 0, \quad (4.8)$$

这里按照一般做法用 n 记微观群，其中 $n=1, 2, 3, \dots, N$ 表示能量递减的能群。解群通量的通常方法是将中子慢化区和热能区分别处理。

慢化区

4.28 对于从10MeV到大约(不严格等于)1eV的慢化区，计算中一般采用50至100个微观群。对于水慢化反应堆，下限通常取0.625eV，但对其他热中子反应堆，则取得稍为高些。超过这一能量限处，中子的上散射就可不予考虑。除去特殊情况(如对共振峰的处理)外，为了计算方便，可按比值 E_{n-1}/E_n 保持常数来选择群能量；这样，各能群所跨的勒变化量(§3.87)相同，例如该量在高速区可取0.25(或更小些)，低能区取0.5。

4.29 解多群方程的一般程序由最高能量的第一群($n=1$)出发。因为没有上散射， n' 永远小于 n ；因此不存在进入 $n=1$ 群的散射，方程(4.8)中的第二项(或散射项)为零*。于是该方程仅含有 ϕ_1 ，很容易解出。考虑下一群 $n=2$ 情形；方程(4.8)中的散射项现在含有 $n'=1$ 的单一项。因为 ϕ_1 已知， ϕ_2 便可确定。与此类似，已知 ϕ_1 和 ϕ_2 后，可由 $n=3$ 的方程解出 ϕ_3 。依此类推，可以确定所有空间无关的群通量，即求得中子通量能谱。

4.30 在靠近慢化能区的上端(高能)部分，必须考虑非弹性散射；对于高质量数的核(如核燃料中所存在的)，这种散射约发生在0.1MeV以上的中子能量处。在与重核的非弹性散射碰撞中，高能中子损失的能量比一次弹性碰撞中损失的要多得多。换句话说，中子

* 本处叙述中遗漏 $n'=n$ 的项，或者方程(4.8)中的 $\sum_{n'=1}^N$ 应改为 $\sum_{n'=1}^N - \Sigma_n^s$ 。但这一遗漏并不影响所述的计算过程。——译者

将从 n' 群转移到群标号大得多的 n 群。已经导出了计算非弹性散射 $\Sigma^s(E' \rightarrow E)$ 的近似理论表达式。

4.31 在慢化能区的低能部分，中子能谱受到铀和钚同位素的可分辨共振的影响，此时中子能量约低于 500eV。共振中的吸收对中子能谱有显著影响，因而必须加以考虑。为此，在确定方程 (4.8) 中的吸收 (和总) 截面时，要用到有效共振积分或相应的逃脱共振几率。共振积分可按第三章所述进行计算或测量。若系统是非均匀的，必须考虑自屏效应和遮蔽效应 (§3.108 及其后有关小节)。

4.32 与空间无关的中子通量能谱可用于初步计算中。在许多情况下，希望对此作某种调整以便计及系统的有限尺寸。对空间变化给予某些修正的方法之一是塞伦格特-戈泽耳 (Selengut-Goertzel) 近似^[1]，它可应用于水慢化反应堆。在这一处理方法中，以中子慢化密度为基本变量，包括了散射转移截面的推导。中子同慢化剂中氢原子的弹性散射碰撞所引起的慢化，由一个精确的方程来描述。然而，对于与较重 (燃料) 核的碰撞，则应用较简单的连续慢化 (费米年龄) 模型；因为后一模型特别适用于与重核发生的这类散射碰撞 (§3.118 等)。

4.33 业已发展了考虑中子能谱空间变化和求转移截面值的其他近似。从这些近似 (包括塞伦格特-戈泽耳近似) 导出的多群方程并不很简单，但已有了求解的程序，如 MUFT 和 MUFT-GAM 型程序^[2]。

热能区

4.34 虽然热能区仅仅包括约 1eV 以下的较小能量范围，但为计算满意的中子通量能谱，需要划分很多微观群，从 20 至 100 余群。由于某些过程引起散射截面的不确定性，使该能区中的计算复杂化了。这些过程就是第二章中提到的慢化剂原子的化学键效应。中子衍射和低能非弹性散射。此外，上、下散射都可能发生；这就是说，中子在一次碰撞中既可能获得能量，也可能损失能量，这取决于中子初始动能和碰撞核能量的相对大小。

4.35 由于上述效应，为确定中子通量谱所需的 $\Sigma^s(E' \rightarrow E)$ 或 $P(E' \rightarrow E)$ 的详细计算变得非常复杂。但对许多反应堆计算而言，已发现有些近似方法相当满意。这类近似之一就是处理水慢化系统的魏格纳-威尔金斯 (Wigner-Wilkins) 方法^[3]。其中假定慢化剂是由自由氢原子组成的理想气体，并具有实际温度下的麦克斯韦谱分布。因此慢化剂温度是计算参数之一。应当注意，慢化剂原子按麦克斯韦分布并不意味着中子也同样按此分布 (§2.101)。

4.36 因为气体中的慢化剂原子不受化学键束缚，可认为散射截面 $\Sigma^s(E)$ 与能量无关，虽然 §2.155 中已看到，水中氢的散射截面由于化学键效应随着能量的下降而增大。在初步推导中假定吸收截面具有 $1/v$ (或 $1/\sqrt{E}$) 依赖性，但以后可以引入修正系数。也可通过附加一项泄漏项 DB^2 来计及空间变化，其中 B^2 等价于几何曲率。

4.37 可由热能区的魏格纳-威尔金斯模型导出微观群的微分方程组，后者可用计算机通过数值方法积分。求解的模式与慢化区中所用的方法不同，它可按能量增加方向逐群计算，而不是象慢化区中按能量下降方向逐群计算。SOFOCATE 和 TEMPEST 型程序是计算热中子通量能谱经常用到的程序^[4]。

4.38 有时要用到更复杂的散射处理，特别当慢化剂是重水或石墨一类固体时更是如此。包含振动 (或其他) 运动效应的模型已用于计算转移截面随中子能量的详细变化。例

如, GASKET程序可以详细计算散射截面, 然后通过FLANGE一类处理程序, 就能提供微分截面, 后者可用于计算热群转移截面^[5]。

少群(宏观群)常数

4.39 本质上与空间无关的多群常数现在需要加以归并, 才能获得计算中子通量空间分布时要用到的少群(或宏观群)常数。对水慢化反应堆而言, 一般采用四群(或更少)。分群方式如下:

1. 快区, 从10MeV到0.05MeV左右。实际上所有裂变中子的能量都属于本群, 其中非弹性散射和弹性散射均可能发生。

2. 慢化区, 从0.05MeV(50keV)到0.5keV(500eV)左右。该区内的慢化由弹性散射引起, 可能出现不可分辨共振吸收。

3. 共振区, 从500eV到0.625eV。区内慢化由弹性散射引起, 并出现可分辨共振吸收。

4. 热能区, 0.625eV以下, 其中有上、下散射和吸收。

然而, 在多数情况下, 三群甚至两群就已足够。对于石墨慢化反应堆, 可能需要多于四群; 在直到几eV的热能区中至少要有两群。

4.40 假定第一个宏观群对应于 $n=1$ 至 $n=N_1$ 各微观群的归并, 则(对任一种相互作用的)并群截面定义为

$$\Sigma_1 = \frac{\sum_{n=1}^{N_1} \Sigma_n \phi_n \Delta E_n}{\sum_{n=1}^{N_1} \phi_n \Delta E_n}$$

其中 Σ_n 是微观群常数, ϕ_n 是群通量, ΔE_n 是群的能量宽度。计算 Σ_1 需用的所有数据都可以由多群处理的结果中获得。对相应的微观群作类似的求和可以产生 Σ_2, Σ_3 等, 对 D_1, D_2 等以及 $(\nu\Sigma^f)_1, (\nu\Sigma^f)_2$ 等也可采用同类表达式。§4.33和§4.37中提到的计算多群通量的程序可同时用于进行少群常数的计算。

非均匀系统

4.41 用前述方法得到的热群截面必须加以修正, 以考虑反应堆堆芯的非均匀性质。对于热中子, 燃料内的平均自由程相当于或小于燃料棒的直径; 结果, 燃料内的热中子通量低于慢化剂中的。因此, 在推导热群常数时所做的通量空间分布是均匀的这一假定就不成立了。对共振区也有同样的问题, 但可以采用非均匀系统中适当的有效共振积分(或逃脱共振几率)来解决(§3.107等节)。

4.42 为了得到热群截面的修正系数, 将反应堆堆芯中结构相同的各种区域分解成许多相同的单位栅元。图4.3中画出了一个反应堆的部分水平断面, 它由排成正方形阵列的垂直棒所构成。每一正方形就是上面所说的单位栅元的一个断面。实际上, 单位栅元是一个含有一根燃料棒及其相关冷却剂通道和慢化剂的平行六面体。图中用实线圆*表示具有圆形截

* 原文为“虚线圆”, 与图不符。——译者

面的等效栅元；圆的面积和代表单位栅元的正方形面积相同。因此，平行六面体被转化为理论上较易处理的等效圆柱体。

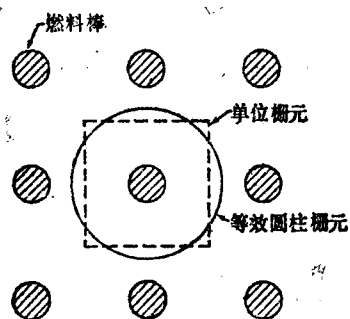


图4.3 在正方形燃料棒阵列构成的栅格中，与单位栅元等效的圆柱栅元（在水慢化反应堆中，燃料棒排列比本图所示的更加稠密）

4.43 下一步是计算等效栅元内的中子通量空间分布。这是一项并不简单的工作，但是为进行这种计算，已提出了复杂度不等的各种方法；§4.104中指出了其中的一种方法。可以提一下THERMOS程序，它基于输运（而不是扩散）理论，与计算热能区散射截面的GASKET（§4.38）联合应用。这种组合已被用于需作详细的栅元计算的场合〔6〕。

4.44 用算得的栅元内通量分布就可确定热中子的空间平均的有效截面。然后可将这些有效截面用于均匀系统的计算中，由此得出的中子相互作用率与非均匀系统中所得到的作用率积分值将会相同。此过程称为均匀化，所提供的热群截面可用于§4.39等节所描述的少群计算中。

4.45 确定可靠的少群常数是一项繁重的任务，【特别】是因为要对成分不同的若干区域都要计算一遍。在许多反应堆计算中，例如在初始设计或在燃料贫化研究中（§4.70），

当各区内成分变化时就要重新计算群常数。但如对精度的要求并不很高时，特别是对确定热群常数，处理可以简化。对于给定的燃料和慢化剂材料，群常数主要取决于 $\Sigma^a/\xi\Sigma^s$ （§3.85*）和温度。因此，只要对这些参数的某几个值确定了热中子截面，就可以通过内插来估算所需的其他值。

与空间有关的群通量

4.46 中子通量的空间分布是连续的，但是为了从群扩散方程中解出通量随位置的变化，必须在一系列离散点 x 上计算 $\phi_g(x)$ 。将反应堆系统分解成若干个成分基本上均匀的区域，各区的群常数即可确定。在每一区域内选择一组空间点（或网格点）。当建立这套空间网格时，应在外边界和每两个相邻区域的交界面上都分别布置一个点（图4.4）。然后在这些点上应用解微分扩散方程所需的边界条件，例如外推外边界上通量为零以及交界面上的连续条件（第三章）。

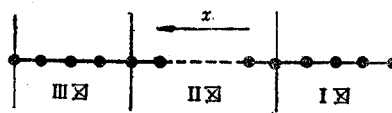


图4.4 一维网格点

4.47 为得到满意的精确度，两相邻网格点的距离应小于中子平均自由程。所研究系统的每一方向上可有50或更多个空间点；因而二维问题的空间点总数将超过 $(50)^2$ ，三维问题的点数可能超过 $(50)^3$ 。因为空间网格的点数太多，反应堆分析中很少进行三维计

*原文中误为 §3.81。——译者

算。许多堆芯呈圆柱形几何，它们可用二维网格来表示，即轴向和径向。另外还发展了一些方法，其中利用较简单系统的解来求得二维和三维系统的解。为了阐明这种方法，此处仅讨论一维系统。

4.48 对于成分均匀的一维区域，群扩散方程(4.2)可写成普遍形式

$$-D_g \frac{d^2 \phi_g(x)}{dx^2} + \Sigma_g^1 \phi_g(x) = S_g(x), \quad (4.9)$$

其中左边是 g 群中子在点 x 处消失的速率，右边是进入该群的速率。因而， $S_g(x)$ 等价于方程(4.2)中项IV(散射入)和项V(裂变)的和，是 g 群中子的总源，即从较高能群散射入 g 群的中子加上在该群中产生的裂变中子。裂变源的值取决于所有能群的中子通量，但目前将假定它是已知的。

4.49 现在在每一网格点上将微分方程(4.9)表示成有限差分形式*。若网格点编号为 $0, 1, 2, \dots, m$ ，则有 $m-1$ 个这样的差分方程；再加上两个边界条件(在 0 和 m 处)，原则上就足以确定 $m+1$ 个点上的群通量。业已证明，群方程(4.9)的有限差分形式可表示为

$$\mathbf{A}_g \phi_g = \mathbf{s}_g, \quad (4.10)$$

其中 \mathbf{A}_g 是 $(m-1) \times (m-1)$ 的已知矩阵， ϕ_g 是 $m-1$ 阶列矢量，其分量为 $m-1$ 个网格点上的 $\phi_g(x)$ 值， \mathbf{s}_g 也是 $m-1$ 阶列矢量。可以采用计算机并用各种格式解方程(4.10)，从而确定通量的空间分布。

4.50 计算程序与§4.29中所述的相同，即从第一群开始，此时无散射进入该群。于是可算出各网格点上的 $\phi_g(x)$ 值。有了这些值后就可计算散射入项($\Sigma_{i \rightarrow j}$)并从方程(4.9)解出 $\phi_2(x)$ 。对其他群重复同一过程直至所有各群中子通量的空间分布都被确定为止(图4.5)。

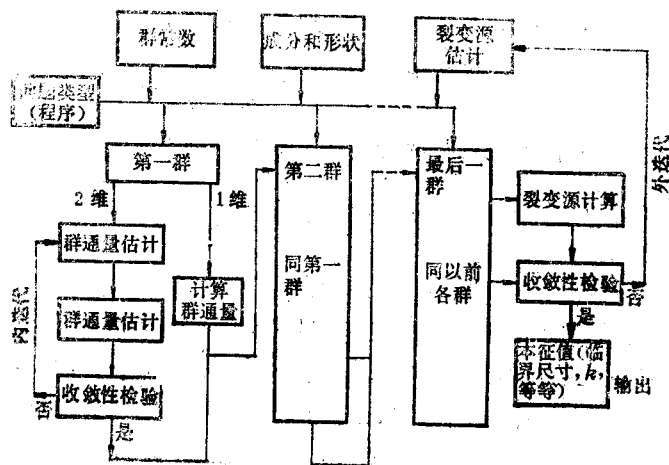


图4.5 少群本征值问题计算步骤

4.51 若空间网格是二维或多维的，上述直接求解就不可能了。这时可采用迭代法，先对每群内通量的空间分布进行猜测(或估计)。这可以基于以往的经验或通过近似计算来进行。然后用这一通量估计值求解有限差分方程，从而得到群通量分布的改善值。根据它又可作出通量分布的新的改善估计。不断重复这一计算直到收敛，即算出的通量空间分布符合于

* 在 §6.80 及其后有关节中将进行用有限差分方法表示微分的初步讨论。

(或者满意地接近于)估计分布。这一过程称为“内”迭代,以区别于后面将要讨论的“外”迭代。

倍增本征值

4.52 到目前为止所考虑的多群方程中,隐含着系统处于稳定(临界)状态这一假定,其中由方程(4.7)所定义的裂变源为(除去散射入的中子以外的)唯一的中子源。然而一般说来,系统未必是临界的,由这一中子源不能得到中子平衡方程的稳态解。为了得到这种解,可将由裂变源形成的中子产生率除以一个量 k 作数学上的调整。可以证明这个量就是有效倍增因子(§3.44)。

4.53 在裂变项中引入了 k 后就得到一般表达式

$$F_g(x) = \chi_g F(x)/k, \quad (4.11)$$

其中 x 点处的 $F(x)$ 由群方程中的裂变源项(4.6)式定义。对一个临界系统, $k=1$,因此由方程(4.7)给定的 F_g 能够得到多群方程的稳态解。若系统是超临界的,按方程(4.7)计算的裂变中子产生率就会大于临界所需值;为得到一个稳态解,该产生率必须乘以系数 $1/k$,其中 k 大于1。于是由方程(4.11)定义的有效裂变源项 F_g 小于 g 群裂变中子的实际产生率。与此类似,对于次临界系统, k 小于1,为得到稳态解,裂变源项需增大。因此, k 具有倍增因子*的特性。

4.54 已经从理论上证明了有无限多个 k 值能满足扩散方程(或中子输运方程的任何其他形式)。因而,这些 k 值是扩散方程的(倍增)本征值(见§3.48等节)。然而,已发现具有最大本征值才是唯一有意义的本征值,它与系统的有效倍增因子相对应。与其相联系的本征函数就是能群 g 中恒定的(或渐近的)稳态中子通量空间分布。

少群扩散方程的解

4.55 四群稳态扩散方程现在可写成普遍的空间依赖的形式

$$-D_j \frac{d^2 \phi_j(x)}{dx^2} + \Sigma_j^a \phi_j(x) = \Sigma_{j-1}^s \phi_{j-1}(x) + \chi_j F(x)/k, \quad (4.12)$$

$$j=1, 2, 3 \text{ 或 } 4,$$

其中用 j 记群标号,群常数写成空间无关的形式,虽然它们在各个成分均匀的区域可以取不同数值。在热中子反应堆的反射层内不发生裂变;因此当方程(4.12)用于反射层时, $F(x)$ 取为零。从方程右端第一项可以看到只有在上一群 $j-1$ 中被散射的中子才能进入 j 群。然而, $F(x)$ 是由所有四群的中子引起的裂变所形成的。在点 x 处它的值和 j 无关;当然各 χ_j 是不同的。

4.56 因为 $F(x)$ 与每一群通量的空间分布都有关,在计算之初,它的值是未知的。为了求解方程(4.12),可先猜测一组 $F(x)$ 和 k 的值;然后按照§4.29描述的方式可以得到群通量 $\phi_1(x)$, $\phi_2(x)$, $\phi_3(x)$ 和 $\phi_4(x)$ 空间分布的初步近似。有了这些通量,可以在每一点上用方程(4.6)算出 $F(x)$ 的一组改进值。

4.57 令 $F^{(0)}$ 表示裂变源的初始猜测值, $k^{(0)}$ 是倍增本征值的初始猜测值;设由它们导出一组群通量 $\phi^{(1)}$,据此可确定新的裂变源 $F^{(1)}$ 。于是由下式给出改进的本征值 $k^{(1)}$;

* 原文中“倍增因子”为“无限倍增因子”。——译者

$$k^{(1)} = \frac{F^{(1)}}{F^{(0)}/k^{(0)}},$$

其中方程右端就等于由通量 $\phi^{(1)}$ 产生的裂变中子与形成 $\phi^{(1)}$ 的裂变中子源之比。用 $F^{(1)}$ 和 $k^{(1)}$ 重复计算,就可导出更好的 $F^{(2)}$ 和 $k^{(2)}$ 。继续迭代直至收敛;即在 n 次迭代后,

$$\frac{F^{(n)}}{F^{(n-1)}} = \frac{k^{(n)}}{k^{(n-1)}} \rightarrow 1.$$

用这一方式得到的 $k^{(n)}$ 值就是系统的有效倍增因子,改变裂变源直至收敛的过程称为“外”迭代或“源”迭代。

4.58 上面描述的过程着眼于系统内一个点 x 上的情况。然而,实际上 k 本征值一般是通过对整个系统体积内裂变源作积分而得到的。WANDA型程序可以解少群(多达四群)扩散问题;它们确定每一群中子通量的空间分布,并算出系统的本征值^[7]。

4.59 除了对给定几何和成分的系统确定有效倍增因子外,本征值计算也可用于确定临界条件。在这种情形下,调整尺寸、成分或燃料-慢化剂的布置,直至本征值 k 为1。例如,WANDA程序就具有通过计算机搜寻来确定几何曲率临界值(从而确定系统临界尺寸)的功能。因为本征值计算能得到中子通量的空间和能量分布(本征函数),所以计算机程序中可以编入确定各种与通量相关的量的指令。因此,计算机的打印输出中可以提供诸如裂变(或功率)密度随位置的变化、总的释热功率、燃料贫化(§4.70等)等各种信息。

简化的扩散理论近似

4.60 计算反应堆临界尺寸的一种近似方法是以少群扩散方程的简化为基础的。假设中子通量是空间和能量可分离的,并且所有的群通量具有相同的空间分布(见§3.48)。在这些条件下, $\phi_j(x)$ 可以写成与位置无关的 ϕ_j 和与能量无关(因而对所有群都相同)的空间函数 $X(x)$ 的乘积。此外,还假定 $X(x)$ 可由下式描述:

$$\nabla^2 X(x) + B^2 X(x) = 0. \quad (4.13)$$

其中 B^2 是系统的几何曲率,假定与中子能量无关(§3.55)。

4.61 检查方程(4.12)可发现,每一项中都含有因子 $\phi(x)$ 。因此,若通量是空间和能量可分离的,并且 $\nabla^2 X(x)$ (在目前一维情形下简化为 $d^2 X(x)/dx^2$)可由方程(4.13)给出,则每一项都含有相同的函数 $X(x)$,从而可将它从方程中消去。这样,稳态群方程(4.12)化为

$$D_j B^2 \phi_j + \Sigma_j^i \phi_j = \Sigma_{j-1}^i \phi_{j-1} + \chi_j F/k, \quad (4.14)$$

其中各 ϕ 值以及含有 ϕ 的 F 值都与位置无关。

4.62 求解方程组(4.14)所描述的本征值问题时,首先任意地令方程(4.6)所定义的 F 等于1。因为群常数 D_j , Σ_j^i , Σ_j^i 以及 χ_j 是已知的,只要 B^2 或 k 中给定一个,另一个便可从方程组(4.14)中解得。例如,假定对一规定尺寸(即几何曲率 B^2 已知)的系统,要确定其有效倍增因子 k 。先猜测一个 k 值,按通常方式从 $j=1$ 群起解方程组(4.14),得到与空间无关的各 ϕ_j 值。将它们代入方程(4.6)以决定 F ,若结果不等于起初假定的 $F=1$,则如§4.56那样用它来得到 k 的改进近似值。迭代继续进行下去,直到收敛的 F 值导致所需的 k 值

• 原文中左方第一项多一负号。——译者

•• 原文误为无限倍增因子。——译者

为止。

4.63 另一方面, 若要求临界尺寸, 则令 k 和 F 等于1**, 猜测一个 B^2 值用以计算 ϕ 值和新 F 值。若后者不为1, 需重新估计 B^2 的值, 重复计算直至 F 值等于1为止**。

4.64 应当注意, §4.60中关于各群通量都具有相同的空间分布这一假定仅适用于裸堆的处理。然而, 利用反射层节省 (§3.149) 就可以考虑反射层效应。

4.65 快中子反应堆除了在燃料、冷却剂或结构材料中有一些低质量数的元素外, 并不含有慢化剂。快堆堆芯内中子被慢化的程度, 或用一般术语说, 中子的能谱, 显著地取决于其成分。在早期的实验快中子反应堆中 (§1.80), 例如实验增殖堆 (EBR) 和其它快堆, 燃料是金属的, 堆芯较小。实际上其中质量数较低的唯一物质是质量数为23的钠冷却剂。在约10keV能量以下中子能谱几乎不存在显著的延续部分。因此, 装金属燃料的快堆的多群处理是简单的, 因为可以不必考虑在1keV附近和更低的超热能区中的可分辨共振。不同的快装置中的中子能谱十分相近, 从而可以相当满意地使用一组通用的群截面进行各种临界(及有关的)计算。

4.66 在新设计的最终将用于发电厂的快中子反应堆中, 燃料由铀和钚的二氧化物 (UO_2 和 PuO_2) 的混合物所组成; 将来也可能采用碳化物燃料 (UC和PuC)。在这些反应堆内, 中子被轻核 (氧或碳) 弹性散射而产生一定的慢化, 从而中子能谱延伸到可分辨共振区中 (图4.6)。能谱的性质由堆芯的成分和大小所确定, 并且随不同的系统而改变。因此, 对每一情况都必须算出大量的专用微观截面, 而且必须将中子的能量扩展到1 keV 以下。由于多普勒展宽的结果 (§2.152), 对于装氧化物或碳化物燃料的快堆, 共振区内铀-238的中子吸收对温度效应有重要的影响。

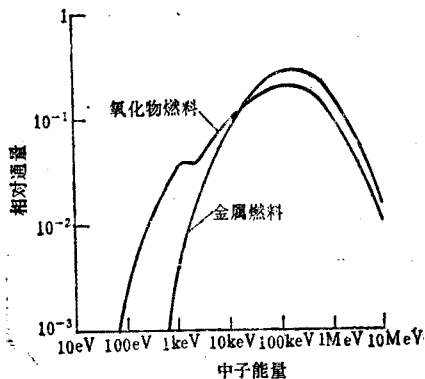


图4.6 快中子反应堆内的中子能谱

4.67 快堆的分析在某些方面比热堆的分析要简单一些。首先, 尽管快堆中高能非弹性散射比热中子系统中起着更重要的作用, 但热能区以及其中复杂的散射问题都可以在计算中略去。此外, 由于快中子的相互作用截面小, 平均自由程总是比燃料棒的直径大。因此对于快中子, 堆芯的燃料元件栅格可以按均匀系统处理。但在推导可分辨共振区内中子的群常数时, 仍然必须考虑到非均匀性。因为所处理的快堆是相当大的, 所以可以采用少群扩散理论来近似确定临界条件以及中子通量的空间分布。

4.68 快中子增殖堆的一个关键部分是围绕着堆芯的天然铀或贫化铀 (例如, 它们的二氧化物) 转换区。转换区起着反射层的作用, 但它的主要目的是利用铀-238俘获中子从而生产钚-239 (§1.109)。能量约超过1MeV的中子也能引起铀-238裂变, 因此在分析快中子反应堆系统的预期特性时, 这一情况必须考虑在内。

• 解方程组 (4.14) 的 k 本征值时需迭代。只要先令方程组中的 $F/k=1$, 按通常方式解出与空间无关的 ϕ 值, 将它们代入方程 (4.6), 所得到的新的 F 值就是所求的本征值 k 。——译者

•• 原文缺 F 。——译者。

4.69 目前,快中子反应堆计算的主要问题是微观截面和其他中子参数(特别在低于20keV的能区内)的不确定性。这些量不仅对于临界计算,而且对经济与安全考虑的有关方面都是重要的。然而,有理由相信,一方面通过截面的直接确定,一方面根据快中子系统的积分实验结果,这些问题将能得到解决。

燃料贫化计算

一般原理

4.70 燃料贫化(或燃耗)计算的主要目的是确定反应堆运行过程中燃料成分随空间和时间的变化。计算结果提供堆芯成分、热功率分布和有效倍增因子随时间变化的情况。贫化计算使反应堆分析人员能在兼顾载热和经济因素的前提下,确定堆芯燃料的最优布置。此外,这些计算对确定堆内燃料的运行寿命也有密切关系。它们还可用于其他许多方面,包括经济核算所需的燃料内各种易裂变物质残存量的估计。

4.71 当我们采用与方程(2.61)形式相同的表达式求解燃料贫化问题时,首先需要知道作为时间函数的中子通量谱及其空间分布。然而,通量谱又取决于燃料成分,从而出现了一个基本困难。燃料成分的变化取决于中子的注量,即对时间积分的中子通量。假定反应堆以大体不变的功率作常规运行,则注量反过来又和燃料成分有关。中子通量和成分二者之间的这种互相关性成为求解贫化方程的难点。

4.72 解决上述困难的一个可能方法是,用分群扩散法先计算出堆芯成分已知的某初始时刻 t 的中子通量分布。然后假定反应堆在时间间隔 Δt 运行过程中每一群通量均保持常数^{*}。于是可采用标准数值方法计算出经过该时间间隔后各种核素的数量变化。从这些结果推算出 $t+\Delta t$ 时刻系统的成分。然后作另一次分群计算并算出新的通量分布。再假定这个新的分布在下一个时间间隔 Δt 内又保持不变再来确定成分变化。在堆芯的整个寿期内不断重复这一计算过程。

4.73 时间间隔 Δt 愈短,描述反应堆燃耗特性的结果就愈精确。然而,计算中每一步都要重新确定用于多群和少群计算的群常数,因为成分变化总是伴随着中子能谱变化。因此在决定时间间隔的大小时,需要在计算的精确度和复杂性之间加以权衡。幸好运行的反应堆内堆芯成分的变化并不很快,所以时间间隔可取到长达几个星期。

4.74 除去少数例外,初期的反应堆燃料除含有易裂变铀-235以外还含有显著份额的可转换材料铀-238。在反应堆运行过程中,消耗掉铀-235并形成裂变产物,同时铀-238俘获中子,结果在两级 β 衰变后产生易裂变的钚-239。因为后者对堆内裂变有所贡献,故使铀-235的消耗率下降。钚-239也俘获中子形成钚-240,后者又俘获中子得到易裂变的钚-241等等。堆内还有其他中子俘获反应,产生原子序数超过92的多种重元素核(见第八章)。

4.75 进行燃料贫化的完整处理需要知道所有裂变产物和重元素的截面、数量和放射性衰变常数。原则上,假定了各规定时间间隔内中子通量为常数后,便可针对各时刻的具体工况求解多群方程。但实际上这是不可能的。一则因为数据不全,再则因为所需计算时间过长。因此需进行一系列的简化;虽然其结果并非高度精确,但用来预示反应堆的特性却非常

* 假定热功率为常数而不是通量为常数看来更为合理,但是计算也更复杂。

有用。遗憾的是燃料贫化不易于做积分实验；因而只能依赖反应堆运行之前所作的计算。

简化的燃料贫化计算

4.76 在燃料贫化计算中为了减少需具体处理的核素的种类，采用两个普遍原则。第一，只对截面特大的几种裂变产物作明显处理。在热中子反应堆内，氙-135和钐-149总是单独考虑的；在有些精密研究中，截面较大的其他几种核素也用这种方式处理。剩下的裂变产物集总为几类，每一类赋以一个平均截面。在快中子系统中，没有截面太大的核素，因而所有的裂变产物均能以集总方式处理。

4.77 为减少必需列入计算的重核素种类，所采用的第二个原则是略去任何一种半衰期很短的核素。例如，半衰期为23.5分钟的铀-239可从计算中略去。大部分燃料贫化计算程序中所包含的项只有铀-235，-236和-238，以及钚-239，-240，-241，有时还包括钚-242。

4.78 在作了上述简化后，计算的复杂程度还取决于许多因素，从理论上说，在中子通量空间分布的多群方程数值解中，对所采用的每一个网格点都应该求解贫化方程。这样做的结果就能提供燃料成分空间变化的详尽情况。然而，通常为节省计算机时间，反应堆堆芯被分成少数几区，并设每一区内的中子通量与空间无关。这等于大大减少了网点数，在与空间有关的处理方面，只采用两群也可使计算简化。

4.79 最后，计算的复杂程度还取决于视为变量的维数。最简单的燃料贫化计算模式是零维的，即将反应堆看成一个点，忽略燃料燃耗的空间分布。为了考虑实际反应堆内存在着的成分和中子通量等的非均匀性，在计算中引入适当的自屏系数。零维程序也可同时处理几个燃料区。计算中在每一时间步长结束后能自动重算多群能谱并相应调整少群常数（见§4.45）。虽然零维计算只能给出给定区域内成分的平均变化，但它具有简单的优点，因此这种计算快速经济，LEOPARD是零维贫化程序的典型例子^[8]。

4.80 一维贫化程序已被广泛采用，因为它们很好地兼顾了精确度和计算机时间两个方面。反应堆堆芯取作圆柱体，大部分实际情况也确实如此；而轴向中子通量则取一个平均值，即不考虑轴向的空间依赖性。这就将问题简化成为一维的，即从中心轴向的一维径向问题。于是可将圆柱形堆芯分成一系列的同心区，每一区内成分均匀。按照每区的实际尺寸，在其中布置约10（或更多）个径向网格点，便可给出各个区域内中子通量的空间分布以及燃料成分的变化，CANDLE是一维贫化程序的例子；它和WANDA（§4.58）联合使用以进行少群计算^[9]。

4.81 用于燃料贫化计算的二维或三维程序也已得到了发展。为了缩短所需的计算机时间，常利用较少的网格点并只用一个中子能群来求得简化。为得到反应堆运行过程中燃料成分变化的三维描述，一种常用的方法是将一维和二维问题的有关解加以适当的综合。

燃料贫化计算的结果

4.82 本节内将对FUELCYC程序算得的一些燃料贫化（或燃耗）计算结果作一些说明^[10]。所考虑的是一般类型的压水堆，堆芯为圆柱体，高度和直径各约2m，含有初始浓度为3.44（原子）%铀-235的燃料；反应堆以恒定的热功率480MW运行。FUELCYC贫化程序是一个比较简单的程序，基于修正的双群扩散理论和二维有限圆柱几何。虽然每个方向

上只有七个网格点，但其计算结果很有参考价值。

4.83 图4.7给出了燃料中除去铀-238以外的重要重核素和总的裂变产物的原子百分比随注量(表示成 n/m^2)的变化。在热中子动力堆中燃料的正常寿期所相当的注量约为 $10^{26}n/m^2$ 。铀-238的初始份额为96.56%(原子);由于转化为钚等核素,该值下降到略低于96%。从图4.7中可看到钚-239的份额基本上趋近一个常数,其值约为0.5%(原子);这时由铀-238形成这种核素的速率大体上等于由裂变和中子俘获使之消耗的速率,因为钚-239的放射性半衰期很长,所以它在反应堆运行过程中的衰变可以忽略不计。钚的其他同位素由于逐级俘获中子而形成,它们的产生慢得多,直到运行末期还未达到它们的极限浓度。如果注量达到 $2.5 \times 10^{25}n/m^2$ 以后仍然继续运行下去,则这些同位素的份额也会基本上变为常数。

4.84 图4.8中对初始装有均匀燃料的1/4堆芯给出了每单位体积热功率(即裂变释热率)的初始相对分布。因为中子通量在轴向和径向都近似为余弦分布(参见图3.12),所以热功率在堆芯中心处最大,向外缘方向下落。在燃料平均燃耗(§1.55)达 $2TJ/kg$ ($23000MW \cdot d/1000kg$)后,用§4.82中提到的贫化程序算得的热功率的空间分布已经完全变样,这在图4.9中示出。

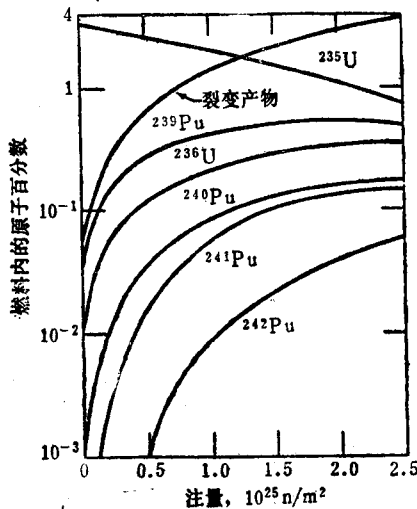


图4.7 燃料成分随热中子注量的函数变化^[10]

4.85 上述情况的出现是由于在整个堆芯内采用了均匀的装料方式。但因存在着严重的载热问题,希望能避免这种情况。为此已提出了各种燃料管理方案(见第八章),使整个堆芯内的热功率能保持一种比较平坦的分布形状。对于给定的反应堆,可以通过贫化计算确定任何一种特定的(非均匀)装料方法的效益。

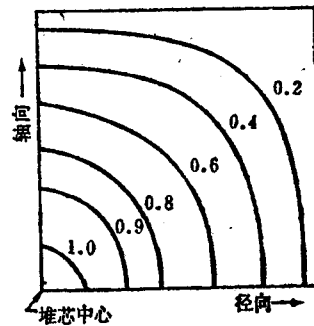


图4.8 均匀装料的初始相对功率分布^[10]

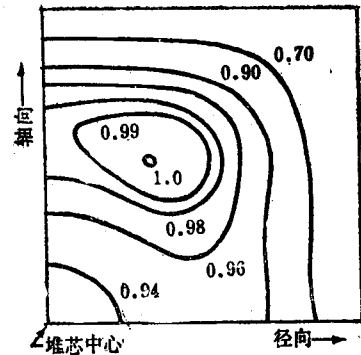


图4.9 平均燃耗达 $2TJ/kg$
($23000MW \cdot d/1000kg$)后的相对功率分布^[10]

中子输运方程及其近似

输运方程的表述

4.86 正如已指出的，扩散理论是对精确的中子输运方程的一种近似。现在来研究多群扩散方程和输运方程的其他较好近似之间的关系。通过考察不同能量的中子沿不同方向进入和离开小体积元的速率可以导出输运方程。在稳定状态下，进入数和离开数相等。虽然在输运方程的推导中一般考虑中子密度，但最后结果常常用中子通量表出，因为它在反应堆分析中更为有用。实际上，所牵涉到的量是中子角通量 Φ ，定义为中子速度 v 和中子角密度 N 的乘积；因此

$$\Phi(\mathbf{r}, \Omega, E) \equiv vN(\mathbf{r}, \Omega, E),$$

其中 $N(\mathbf{r}, \Omega, E)$ 是 \mathbf{r} 位置处 Ω 方向上能量为 E 的中子在每单位体积每单位立体角每单位能量间隔内的可几（或期望）数，一般而言， Φ 和 N 可能随时间而变化，但本章内研究的是稳态系统；因此可省略时间变量。若将角通量对所有方向积分，结果就是§4.16等节中用到的每单位能量间隔的普通通量；即

$$\int_{4\pi} \Phi(\mathbf{r}, \Omega, E) d\Omega \equiv \phi(\mathbf{r}, E).$$

4.87 稳态中子输运方程的一种简化表达式为

$$-\Omega \cdot \nabla \Phi - \Sigma \Phi + \iint \Sigma' f' \Phi' d\Omega' dE' + S = 0, \quad (4.15)$$

项 I II III IV

其中符号 ∇ 表示（角通量的）梯度；其他量为：

$\Phi \equiv \Phi(\mathbf{r}, \Omega, E)$	\mathbf{r} 点 E 能量 Ω 方向运动的中子角通量。
$\Phi' \equiv \Phi(\mathbf{r}, \Omega', E')$	同上，但中子能量为 E' ，运动方向为 Ω' 。
$\Sigma \equiv \Sigma(\mathbf{r}, E)$	\mathbf{r} 处能量为 E 的中子的所有相互作用的宏观总截面。
$\Sigma' \equiv \Sigma(\mathbf{r}, E')$	同上，但中子能量为 E' 。
$f' \equiv f(\mathbf{r}, \Omega', E' \rightarrow \Omega, E)$	\mathbf{r} 点 E' 能量 Ω' 方向的中子在相互作用后具有 E 能量 Ω 方向的概率。
$S \equiv S(\mathbf{r}, \Omega, E)$	\mathbf{r} 点处发射 E 能量 Ω 方向中子的源（或源群）**。

因而乘积 $\Sigma' f'$ 表示 E' 能量 Ω' 方向的（单位角通量）中子由于所有的作用成为 E 能量 Ω 方向中子的速率的度量。方程（4.15）中项III内的积分应对初始能量 E' 和方向 Ω' 的所有值进行。

4.88 中子输运方程（4.15）表示 \mathbf{r} 位置附近小体积元内 E 能量 Ω 方向上运动的中子的稳态守恒。这可从下面所解释的物理意义中看出：

项 I：由于泄漏，给定 (Ω, E) 的中子从体积元中损失的速率。

- 本章余下部分内容较深，可酌情省略。
- 此处是一种简化说法，不要误认为单能单向点源。较完整的说法应该是：“ \mathbf{r} 点处 E 能量 Ω 方向上在单位体积单位能量间隔单位立体角内中子源每秒发射的中子数”。上下文都有类似问题，不一一注明。——译者

项Ⅱ：由于所有类型的核相互作用， (Ω, E) 中子损失的速率。

项Ⅲ：各种初始能量和方向的中子与核相互作用后得到 (Ω, E) 中子的速率。

项Ⅳ：从源（或源群）得到的 (Ω, E) 中子。

在稳态下中子守恒条件要求以上四项的代数和为零。

4.89 在方程(4.15)的最普遍形式中，项Ⅲ包含裂变源，而 S 是外源。在本章用到的输运方程中，设源中子仅由系统内的裂变所产生。这时较方便的做法是从项Ⅲ中除去裂变的贡献，而把它作为单独源项加入方程，就象§4.12中那样。这时项Ⅲ中的 Σ' 不包括裂变，而项Ⅱ中的 Σ 则包括裂变。 Σ 和 Σ' 都应包括来自 $(n, 2n)$ 和其他反应的贡献，但它们并不重要，此处将予以忽略。因此， Σ' 是微分散射截面， Σ'/f' 有时称为**散射核**。

输运方程的近似

4.90 积分微分输运方程(4.15)只对几种简单情形才能求出精确解，譬如说，对于散射各向同性的无限介质中平面源形成的单能中子。然而，对具有实际意义的许多情况，则必须对输运方程作近似；在某些场合下能求得的精确解则可用以估计各种近似的有效性。

4.91 在输运方程中，能量 E' 和方向 Ω' 是连续变量。求方程(4.15)中项Ⅲ的积分时，需要将 Σ'/f' 和 Φ' 在整个感兴趣的区域内表成这些变量的函数，范围从远小于1eV到几MeV的所有中子能量以及所有的空间方向。一般来说这是不可能做到的。对于方向变量积分的处理，通常采用的步骤是将 Σ'/f' 、 Φ' 和源 S 表示成含有球谐函数项的无限和，后者可以精确处理，然后将级数取若干项后作截止近似，所取项数应既能提供满意的精确度又不导致过大的计算量。另一个途径是将连续的方向变量 Ω' 代之以许多离散的方向；这就是离散纵标法(§4.102)。不管用那一种方法处理方向变量，对能量的处理总是将重要的能区分成有限个离散的能群。这和本章中前面描述的多群处理（或多群理论）是相同的。

4.92 对于具有对称轴的系统，例如反应堆分析中通常考虑的系统，用于表示方向变量的球谐函数可用勒让德多项式来代替。因此，散射函数 Σ'/f' 、角通量 Φ' 和源 S 可表成含有勒让德多项式的无限项级数和，其宗标为 Ω' 和主坐标轴之间的夹角余弦*。结果得到无限个微分方程的联立方程组，每一方程由一个 n 值表征，其值可为零或某个整数，这组方程精确地等价于原始的输运方程。

4.93 在这一无限方程组中，每一方程的重要性随 n 的增大而下降。因此，若略去方程组中 n 超过某一规定值的所有方程，就能得到输运方程的不同程度的近似。通常，若 n 的限制值取为 N ，结果称为 P_N 近似；于是，对 $n=0, 1, 2, \dots, N$ ，共有 $N+1$ 个方程需求解。一般来说， N 值愈大，近似就愈好，但计算时间也随之增长**。

4.94 P_1 近似（即 $N=1$ ）常用于反应堆分析中，这时无限联立微分方程组中只保留头两个方程（ $n=0$ 和 $n=1$ ）。这两个方程中含有中子角通量勒让德展开式的头两项，它们分别就是每单位能量间隔的实际通量和中子流密度(§3.7)。对于较大的（和大的）倍增系统，其中重要区域的厚度超过几个中子平均自由程， P_1 近似给出的结果与高阶近似（如 P_3 近似）得到的结果相差很小。对任何情况。若 P_1 近似严格来说不能应用，有经验的反应堆分析者通过调整计算中所用的截面常能得到相当精确的结果。

* 原文中“角余弦”前还有“散射”二字。——译者

** 自变量 x 的勒让德多项式习惯上写成 $P_0(x)$ ， $P_1(x)$ 等，这就是 P_N 近似中符号 P_N 的来由。

4.95 对于单一空间变量的简单情况, 例如对于有限厚度的无限平板或球形反应堆, 两个 P_1 方程为

$$-\frac{dJ(x, E)}{dx} - \Sigma(x, E)\phi(x, E) + \int \Sigma_0(x; E' \rightarrow E)\phi(x, E')dE' + S_0(x, E) = 0 \quad (4.16)$$

$$-\frac{d\phi(x, E)}{dx} - 3\Sigma(x, E)J(x, E) + 3 \int \Sigma_1(x; E' \rightarrow E)J(x, E')dE' + 3S_1(x, E) = 0, \quad (4.17)$$

其中 J 和 ϕ 分别为能量 E 处每单位能量间隔内的中子流密度和通量。当空间变量多于一个时, P_1 方程类似于上方给出的形式, 但略为复杂。宏观截面 Σ_0 和 Σ_1 以及源项 S_0 和 S_1 来自多项式展开。量 $\Sigma_0(x; E' \rightarrow E)$ 是点 x 处中子从初能量 E' 到终能量 E 的微分各向同性散射截面; 相应的 Σ_1 (部分地)考虑到实验室系的各向异性散射。若散射是各向同性的, 则 Σ_1 为零; 与此类似, 若源是各向同性的, 则 S_1 为零, P_N 近似的阶数愈高, 对散射和源中的各向异性就能近似得愈好。

4.96 为求解 P_1 方程组, 先将它们化为多群形式。若将中子分为 G 个能群, 则将有 G 个方程对应于方程(4.16), G 个方程对应于方程(4.17)。这些方程可用有限差分法求解, 其过程类似于前面多群扩散方程的解法, 然而此处计算要复杂得多, 因为现在有两组多群方程。每一个方程中同时包括群的中子流密度和群通量。

扩散理论近似

4.97 扩散方程是对输运方程 P_1 近似的进一步近似和简化, 其中两个 P_1 方程简化为一个方程。简化的方法有几种, 一种简单的方法是先设源为各向同性的, 因而第二个 P_1 方程(4.17)中的 S_1 为零。此外, 将方程(4.17)中的积分写成下列近似式, 可以在一定程度上反映实验室系内的各向异性(向前)散射:

$$\int \Sigma_1(x; E' \rightarrow E)J(x, E')dE' \approx \bar{\mu}_0 \Sigma^s(x, E)J(x, E),$$

其中 $\bar{\mu}_0$ 是平均散射角余弦(§3.13), $\Sigma^s(x, E)$ 是 x 处能量为 E 的中子的弹性散射截面。在这一近似下(以及 $S_1=0$), 方程(4.17)经过重新排列后成为

$$\begin{aligned} J &= - [3(\Sigma - \bar{\mu}_0 \Sigma^s)]^{-1} \frac{d\phi}{dx} \\ &= - \frac{1}{3\Sigma^{tr}} \frac{d\phi}{dx} \\ &= -D \frac{d\phi}{dx}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

其中为简化表达式已将宗标 (x, E) 省略, 量 Σ^{tr} 就是§3.12内定义的输运截面, $D=1/3\Sigma^{tr}$ 是扩散系数。方程(4.18)和(3.6)相比较, 表明前者就是中子在单一方向上扩散的斐克定律表达式。

4.98 现在将方程(4.18)的最后一种形式代入第一个 P_1 方程(4.16)中,结果就得到

$$\frac{d}{dx} \left[D(x, E) \frac{d\phi(x, E)}{dx} \right] - \Sigma(x, E)\phi(x, E) + \int \Sigma_0(x; E' \rightarrow E)\phi(x, E') dE' + S_0(x, E) = 0. \quad (4.19)$$

这就是普遍的稳态扩散方程。若所有的中子具有相同的能量,则第三项(积分项)就等于 $\Sigma^a(x)\phi(x)$,第二、三两项合起来等价于 $\Sigma^a(x)\phi(x)$,其中 Σ^a 是系统各成分的吸收截面。若扩散系数与位置无关,则方程(4.19)中的第一项可写成 $D\nabla^2\phi$,其中 ∇^2 是拉普拉斯算符。因此,对于单能中子,方程(4.19)与方程(3.8)相同。

4.99 从普遍扩散方程的推导过程中可以看出该方程和上一章内所用的简单扩散方程的近似性质。首先,它源于输运方程的 P_1 近似。其次,假定了中子源是各向同性的;当中子由裂变产生时(核反应堆内几乎全部中子都是),这是一个很好的近似。最后,在各向异性散射的处理中作了近似。

4.100 一般来说,对于中子通量在其中随位置变化缓慢的弱吸收介质,扩散方程是对输运方程的一种较好的近似。对于中子散射反应大大超过吸收反应的大堆,这些条件满足得相当好。对于水慢化反应堆(轻散射核)和快中子反应堆(快中子),各向异性散射很重要,但在扩散方程中却作了近似处理。尽管如此,多群形式的扩散理论已被证明同样也适用于水慢化热堆和大型快堆的分析。

4.101 将方程(4.19)在 G 个能群的每一群上积分,即对每一群在 E_{g-1} 到 E_g 区间上积分,就得到多群扩散方程,其结果是如下形式的 G 个联立的微分方程组:

$$\frac{d}{dx} \left[D_g(x) \frac{d\phi_g(x)}{dx} \right] - \Sigma_g(x)\phi_g(x) + \sum_{g'=1}^G \Sigma_{g' \rightarrow g}(x)\phi_{g'}(x) + S_g(x) = 0 \quad (4.20)$$

在这个方程中,象在导出它的原始方程(4.15)中一样, $\Sigma_g(x)$ 是所有相互作用的总截面;因此它等价于 $\Sigma_g^t(x)$ 。此外,当裂变是唯一的中子源时, $S_g(x)$ 等价于 $F_g(x)$ (见§4.12)。结果,方程(4.20)等价于前面所用的作为多群扩散处理基础的方程(4.2)。

离散纵标法

4.102 与采用勒让德多项式来表示中子角通量 Φ 的空间分布不同的另一种方法是**离散纵标法**^[11]。在这种处理中,考虑有限个方向上的角通量,并假设在这些离散方向之间它以线性方式变化。通常用记号 S_N 来表示离散纵标法,其中 S 表示“分段”(Segments), N 是方向数。当 N 增大时,所得到的精确度也随之提高,因为能对实际角通量分布作更好的近似;但计算的复杂性也随之增加了。实际上,已发现 S_4 近似对大部分目的均很满意,虽然有时也要用到 S_6 和 S_{16} 。基于离散方向的 S_N 表达式仅仅应用在空间的中子角通量分布上。但各向异性散射仍可象 P_N 方法中那样,通过将其展开为散射角余弦的球谐函数(或勒让德多项式)之和来加以考虑。

4.103 对于上述近似,输运方程可写成多群形式。这时这组联立多群方程组能表成有

限差分形式，并用前述用于 P_1 和扩散方程的方式求解。在需要时采用内外迭代格式。群常数方面有一些小的差别，尤其是转移截面；这取决于各向异性散射的勒让德展开中保留的项数。对于各向异性散射近似程度不同的多群 S_N 方程，可以采用如DTF-IV那样的计算机程序求解^[12]。

4.104 在反应堆分析中， S_N 方法得到广泛的应用，特别是用于扩散理论的近似性很差的场合。一个例子是对于小型快堆的临界计算。另一重要应用是栅元均匀化问题 (§4.42)。离散纵标法的一个特殊应用是调整截面，尤其对快中子系统。其做法是将 S_0 （或 S_{10} ）的计算结果与积分实验得到的结果作比较。在屏蔽计算中 S_N 方法也已被广泛采用（第十章）。

蒙特卡罗法

4.105 蒙特卡罗法是以统计（或概率）理论为基础的求解数学问题的数值方法。它可用在中子输运问题中，特别是对复杂几何的系统^[13]。蒙特卡罗法之所以适用是由于如下事实，即宏观截面可以看成为中子每飞行单位距离能发生规定的相互作用的概率 (§2.123)。通过跟踪单个中子的逐次碰撞（这些碰撞可以导致散射、辐射俘获或裂变），得到一组中子历史。因为各种相互作用的概率等价于宏观截面，所以它们取决于中子的能量和系统的成分。利用几组随机数，可根据概率的区间范围来确定实际碰撞的位置和这一碰撞的结果，例如出射中子（或中子群）的方向和能量。追踪中子的行为，直到它们或被吸收或逃出系统为止，从大量中子历史的统计平均中可以计算系统的参数。

4.106 中子输运问题可用蒙特卡罗法数值求解。然而，这种过程需耗费大量的计算机时间，因为它需通过大量碰撞来跟踪许多中子的历史，才能使结果具有统计意义。从另一方面来说，因为它不需要空间网格，解三维问题并不比解一维的类似问题增加过多的工作量，这是该方法的一个很大的优点。由于这一原因，这种方法主要被用来对包含复杂几何的情形确定具体参数，常规技术在这种情形中已无法应用。虽然蒙特卡罗法可用于均匀化计算中，并可用来检验各种更简单但更近似的方法所给出的结果，但它通常并不用于常规的反应堆分析中。在反应堆屏蔽研究中常用这种方法，因为那里经常碰到各种复杂的几何（第十章）。

一般参考文献

- G. I. Bell and S. Glasstone, "Nuclear Reactor Theory," Van Nostrand Reinhold Co., 1970.
- M. K. Butler, "Computer Technology, Program Interchange, and Standards," *Advan. Nucl. Sci. Technol.*, 9, 269 (1976).
- M. Clark, Jr. and K. F. Hansen, "Numerical Methods of Reactor Analysis," Academic Press, 1964.
- J. J. Duderstadt and L. J. Hamilton, "Nuclear Reactor Analysis," John Wiley & Sons, 1976.
- M. C. Edlund, et al., "Nuclear Engineering Computer Modules, Reactor Statics," RS-1 through RS-8, Virginia Polytechnic Institute and State University, 1975.
- H. Greenspan, C. N. Kelber, and D. Okrent, "Computing Methods in Reactor Physics," Gordon and Breach, 1968.

- A.F. Henry, "Nuclear-Reactor Analysis," MIT Press, 1975.
- J.R. Lamarsh, "Introduction to Nuclear Reactor Theory," Addison-Wesley Publishing Co., 1966.
- A.M. Weinberg and E.P. Wigner, "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors," University of Chicago Press, 1958.
- P.F. Zweifel, "Reactor Physics," McGraw-Hill Book Co., 1973.

参考文献

1. J.H. Ferziger and P.F. Zweifel, "The Theory of Neutron Slowing Down in Nuclear Reactors," MIT Press, 1960, p.153 et seq.
2. H. Bohl, Jr., E.M. Gelbard and G.H. Ryan, "MUFT-4, Fast Neutron Spectrum Code for the IBM-704," U.S. AEC Report WAPD-TM-72, 1957; see also, G.D. Joanou, E.J. Leshan, and J.S. Dudek, "GAM-I, A Consistent P₁ Multigroup Code for the Calculation of the Fast Neutron Spectrum and Multigroup Constants," U.S. AEC Report GA-1850, 1961.
3. A.M. Weinberg and E.P. Wigner, "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors," University of Chicago Press, 1958, p.336 et seq.; see also, J.J. Duderstadt and L.J. Hamilton, "Nuclear Reactor Analysis," John Wiley & Sons, 1976, p.394 et seq.
4. H.J. Amster and R. Suarez, "The Calculation of Thermal Constants Averaged over a Wigner-Wilkins Flux Spectrum: Description of the SOFOCATE Code," U.S. AEC Report WAPD-TM-39, 1957; see also, R.H. Shudde and J. Dyer, "TEMPEST," North American Aviation (Atomics International Division) Program 3W-354, 1960; and "Reactor physics Constants," U.S. AEC Report ANL-5800, 1963, p.735.
5. J.U. Koppel, J.R. Triplett, and Y.D. Naliboff, "GASKET, A Unified Code for Thermal Neutron Scattering," U.S. AEC Report GA-7417, 1966; see also, H.C. Honeck and D.R. Finch, "FLANGE, a Code to Process Thermal Neutron Data from an ENDF/B Tape," U.S. AEC Report DP-1278, 1971.
6. H.C. Honeck, "THERMOS, A Thermalization Transport Code for Reactor Lattice Calculations," U.S. AEC Report BNL-5826, 1961; see also, B.J. Toppel and I. Baksys, "The Argonne-Revised THERMOS Code," U.S. AEC Report ANL-7023, 1965.
7. O.J. Marlowe and M.C. Suggs, "WANDA-5, A One-Dimensional Neutron Diffusion Equation Program for the philco 2000 Computer," U.S. AEC Report WAPD-TM-241, 1960.
8. F.R. Barry, "LEOPARD-A Spectrum Dependent Non-Spatial Depletion Code for the IBM-7094," U.S. AEC Report WCAP-3741, 1963.
9. O.J. Marlowe, "Nuclear Reactor Depletion programs for the philco 2000

- Computer,"U.S.AEC Report WAPD-TM-221,1961.
10. R.T. Shanstrom and M. Benedict, *Nucl. Sci. Eng.*, 11, 377 (1961).
 11. G.I. Bell and S. Glasstone, "Nuclear Reactor Theory," Van Nostrand Reinhold Co., 1970, Chapter 5.
 12. K.D. Lathrop, "DTF-IV, A Fortran-IV Program for Solving the Multigroup Transport Equation with Anisotropic Scattering," U.S.AEC Report LA-3375, 1965.
 13. J. Spanier and E. M. Gelbard, "Monte Carlo Principles and Neutron Transport," Addison-Wesley Publishing Co., 1969.

第五章 核反应堆动力学和控制

反应堆动力学

引 言

5.1 核反应堆的运行功率取决于堆内所含有的易裂变物质的质量、微观裂变截面以及中子通量 (§2.180)。在这些因素中,中子通量(或中子密度)最适宜用于功率控制。本章的后一部分将叙述如何实现这种控制。然而,作为讨论反应堆控制问题的第一步,首先应考察中子通量(或密度)对于各种情况的响应方式,特别是有效倍增因子(或反应性)变化、温度变化、以及裂变产物毒素积累这一类现象所引起的效应。

5.2 前几章内为导出临界方程研究了无独立外源时核反应堆的稳态条件。此时平均中子密度为与时间无关的常数。现在则需考虑由于偏离临界状态所引起的瞬变。这种情况不仅发生在反应堆的起动和停堆过程中,也可能由原定稳态运行过程中的偶然扰动引起。

5.3 当反应堆处于临界状态时,中子的产生和损失相等,因而毋需区别瞬发和缓发裂变中子。然而,若研究中子密度随时间变化的情况,则某些中子的延迟产生就具有重要意义。尽管缓发中子的份额很小,例如在铀-235裂变中仅占约0.65%,对其他易裂变核素甚至更小,但这些中子对核反应堆的控制具有深刻的影响。

5.4 在与时间有关的输运方程中可以将缓发中子考虑在内,但数学推导较为复杂。利用单能中子(或热中子)的扩散方程,可以以简单得多的方式得到相应的普遍结论。在目前需要处理的问题中,反应堆与时间相关的行为(或动力学)是由于有效倍增因子的变化所引起的,因此研究一个单群的热中子均匀裸堆(第三章)较为适宜。由此所得的结果可用于说明非临界系统内中子密度随时间变化的主要原理。

裸堆的动态方程:单群模型

5.5 当不存在初级源(或独立源)时,非临界的系统不可能处于稳定状态,中子密度随时间的变化可由扩散方程(3.7)表示*;因此,

$$D\nabla^2\phi - \Sigma_a\phi + S = \frac{dn}{dt}, \quad (5.1)$$

其中所有的量在目前情况下均认为是属于单能或单能群中子(例如热中子)的。如§3.59中所述,单群源项 S 是裂变中子的生成率 $k_{\infty}\Sigma_f\phi$,其中 k_{∞} 为无限倍增因子。该生成率包括瞬发中子和缓发中子两者。

*若存在独立中子源时,次临界系统也能处于某种稳定状态 (§3.45),

5.6 令 β 表示缓发裂变中子的份额；则 $1-\beta$ 为瞬发中子份额，瞬发中子的产生率为 $k_{\infty}\Sigma_a\phi(1-\beta)$ 。这就是方程 (5.1) 的源项中瞬发中子的贡献。缓发中子可分为六群 (§2.190)，每一个群 (记为 i) 的产生率等于该群先驱核 (或几种先驱核) 的放射性衰变率 $\lambda_i C_i$ ， $n/m^3 \cdot s$ ，其中 C_i (每立方米内的核子数) 为这些先驱核在任一给定时刻的数密度， λ_i 为相应的放射性衰变常数 (§2.4)。因此，对这六群缓发中子可以写出

$$\text{缓发中子的总生成率} = \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i \quad n/m^3 \cdot s. \quad (5.2)$$

其中求和号取遍所有的群；该和值表示缓发中子源项。

5.7 将瞬发中子和缓发中子的源项代入方程 (5.1) 中，结果为

$$D\nabla^2\phi - \Sigma_a\phi + k_{\infty}\Sigma_a\phi(1-\beta) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i = \frac{dn}{dt}, \quad (5.3)$$

其中 n 为中子密度*。在这一表达式中， ϕ (和 n) 和 C_i 是有限大反应堆内空间和时间的函数。然而，假设变量为可分离，则空间分布项 $\nabla^2\phi$ 就能用 $-B_g^2\phi$ 代替，此处 B_g^2 是几何曲率 (§3.51)。这一变量分离导致所谓“点堆”模型。可以回忆 D/Σ_a 等于 L^2 (§3.14)， ϕ 定义为 $n\nu$ ，于是方程 (5.3) 很容易变换成

$$\nu\Sigma_a(1+L^2B_g^2) \left[\frac{k_{\infty}(1-\beta)}{1+L^2B_g^2} - 1 \right] n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i = \frac{dn}{dt}. \quad (5.4)$$

5.8 方程 (5.4) 的形式可按如下方式简化。首先定义量 l ，称为有限介质内的瞬发中子寿命 (§5.12)，

$$l = \frac{1}{\nu\Sigma_a(1+L^2B_g^2)}. \quad (5.5)$$

另外，§3.56中已看到，单群中子的不泄漏几率 $P_{n,1}$ 为 $1/(1+L^2B_g^2)$ ；由于 $k = k_{\infty}P_{n,1}$ 为有效倍增因子 (§3.46)，所以

$$k = \frac{k_{\infty}}{1+L^2B_g^2}. \quad (5.6)$$

将 l 和 k 的表达式代入方程 (5.4) 中，结果为

$$[k(1-\beta) - 1] \frac{n}{l} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i = \frac{dn}{dt}. \quad (5.7)$$

* 方程 (5.3) 适用于假定所有中子均具有相同能量的单群模型。然而在链式反应系统中，缓发中子比瞬发中子更为有效，主要因为它们能量较低，因而在慢化过程中泄漏较少。缓发中子的这种较高效率可用一个“ β (有效)”或在方程 (5.3) 中的和项前方乘一大于 1 的系数来表达。但在目前的处理中，可以忽略 β 和 β (有效) 之间的差别。

5.9 通常用反应性来表示系统偏离临界的程度；用 ρ 记该量，它定义为

$$\rho \equiv \frac{k-1}{k} \quad (5.8)$$

结果，方程(5.7)可写成

$$\checkmark \frac{dn}{dt} = k(\rho - \beta) \frac{n}{l} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i \quad (5.9)$$

5.10 求解这个方程时需要缓发中子先驱核的数密度 C_i 随时间变化的表达式。第 i 群先驱核的生成率等于 $\beta_i k_{\infty} \Sigma_a \phi$ ，其中 $k_{\infty} \Sigma_a \phi$ 为裂变中子的总产生率(§5.5)， β_i 是属于第 i 缓发群的份额。然而，第 i 群缓发中子先驱核同时以速率 $\lambda_i C_i$ 进行放射性衰变，所以它的净生成率为

$$\frac{dC_i}{dt} = \beta_i k_{\infty} \Sigma_a \phi - \lambda_i C_i \quad (5.10)$$

由方程(5.5)和(5.6)可得

$$k_{\infty} v \Sigma_a = \frac{k}{l}$$

由于 ϕ 等于 nv ，所以方程(5.10)变为

$$\checkmark \frac{dC_i}{dt} = k \frac{\beta_i n}{l} - \lambda_i C_i \quad (5.11)$$

微分方程组(5.9)与(5.11)是反应堆动力学点堆模型的基本方程。虽然此处由单群理论导出，但也可以通过更普遍的方法得到类似的方程组。

瞬发中子寿命

5.11 在解动态方程以前，先考察量 l 的意义。观察一个无限介质，其中仅由于吸收而损失热中子。若 λ_a 为热中子的平均吸收自由程， v 为这些中子的平均速度，则它们的平均寿命 l_{∞} 为

$$l_{\infty} = \frac{\lambda_a}{v} = \frac{1}{v \Sigma_a} \quad (5.12)$$

后一等式之成立是由于热中子的平均自由程等于 $1/\Sigma_a$ (§2.123)。热中子寿命也叫做扩散时间，因为它是一个热中子扩散的平均时间，即在无限介质内由快中子慢化为热中子开始到它被俘获为止的时间。在倍增系统内，中子的实际寿命是扩散时间和慢化时间之和，但后者很

短，所以无限介质内中子的平均寿命基本上与扩散时间相同。表5.1内给出一些常用慢化剂按方程(5.12)算得的中子寿命值。

表5.1 无限热化介质内的中子寿命

慢化剂	寿命(s)
水	2.1×10^{-4}
重水	0.14
铍	3.9×10^{-3}
石墨	1.6×10^{-2}

5.12 在有限大小的介质中，因为一部分中子将逃出系统，所以中子的平均寿命下降。(单群)热中子的不泄漏几率，即不逃出的份额，为 $1/(1+L^2B_g^2)$ ；因此，考虑到中子的损失，可通过下式将有限介质内的平均寿命和无限介质内的平均寿命联系起来：

$$l = \frac{l_\infty}{1+L^2B_g^2} = \frac{1}{v\Sigma_a(1+L^2B_g^2)}$$

这正是方程(5.5)定义的量。它称为瞬发中子寿命，以区别于考虑缓发裂变中子后的有效寿命(§5.28)。

反应性的阶跃变化

5.13 一种很有意义的情况是：在临界状态下反应堆的有效倍增因子(或反应性)发生突然(阶跃)变化。如此引起的中子密度变化率很容易由一阶线性微分方程组(5.9)和(5.11)解得。

5.14 解这种方程组的一种常用方法是采用如下形式的指数尝试函数：

$$n(t) = Ae^{\omega t} \quad (5.13)$$

以及

$$C_i(t) = B_i e^{\omega t} \quad (5.14)$$

其中 $n(t)$ 和 $C_i(t)$ 分别为反应性变化后 t 时刻的中子密度和先驱核 i 的数密度；系数 A 、 B_i 和 ω 为待定常数。在以后将看到，实际解是 $x+1$ 个指数项之和，此处 x 为缓发中子先驱核所分的群数。

5.15 由方程(5.11)、(5.13)和(5.14)可得

$$B_i = \frac{k\beta_i}{l(\omega + \lambda_i)} A \quad (5.15)$$

由此结果，结合方程(5.13)与(5.14)，方程(5.9)可变换成：

$$\frac{\omega l}{k} = \rho + \sum_{i=1}^6 \left(\frac{\lambda_i \beta_i}{\omega + \lambda_i} - \beta_i \right),$$

其中 β 已由各 β_i 之和代替。从而可得

$$\rho = \frac{\omega l}{k} + \sum_{i=1}^6 \frac{\omega \beta_i}{\omega + \lambda_i}. \quad (5.16)$$

5.16 方程(5.16)是一个特征方程,它表征参数 ω 和反应堆特性间的关系,后者包括量 ρ 、 l 、 k 、 β_i 和 λ_i 。可以看出,它是 ω 的七次代数方程,所以有七个可能的 ω 值。于是中子密度随时间的变化可表示成形如方程(5.13)的七个项的线性组合,即

$$n(t) = A_0 e^{t \omega_0} + A_1 e^{t \omega_1} + \dots + A_6 e^{t \omega_6}, \quad (5.17)$$

其中 ω_0 、 ω_1 、 \dots 、 ω_6 为方程的七个根。下面将看到, A_0 、 A_1 等是由稳态反应堆的初始条件确定的常数。

反应堆稳定周期

5.17 若反应性 ρ 为正,即 $k > 1$,发现方程(5.16)有六个负根和一个正根;因此在方程(5.17)中可将 ω_0 取正值, ω_1 、 ω_2 等取负值。在数值上,六个负 ω 值中的每一个都和六个缓发中子先驱核衰变常数 λ_i 中的一个属于同一数量级。随着时间 t 的增加,即随着反应性阶跃变化后时间的变大,方程(5.17)右端除第一项外所有项的贡献都很快下降为零,因为后面这些 ω 值全为负的。换句话说,这些项只对中子通量的瞬变有贡献;与由于 ω 为正因而随时间增大的第一项相比,这些负指数项很快就可忽略。因此,在很短时间之后,方程(5.17)只剩下第一项,即

$$n(t) = A_0 e^{t \omega_0}. \quad (5.18)$$

5.18 反应堆周期 T_p ,或 e 倍时间,定义为中子密度(或通量)变化 e 倍所需的时间,因此

$$n = n_0 e^{t/T_p}, \quad (5.19)$$

或者

$$\frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dt} = \frac{1}{T_p}. \quad (5.20)$$

由于参数 ω 具有时间倒数的量纲,比较方程(5.18)和(5.19),可看出 $1/\omega_0$ 是经过足够长时间在瞬变项衰减掉以后反应堆的周期。因而,由下式所定义的量 T_p 称为反应堆的稳定周期:

$$T_p = \frac{1}{\omega_0}. \quad (5.21)$$

量 $1/\omega_1$ 、 $1/\omega_2$ 等有时称为瞬变周期,但它们是负的,并且不象 $1/\omega_0$ 那样具有反应堆周期的物理意义。 ω_1 、 ω_2 等仅仅是满足本处所讨论的特征方程的 ω 参数值而已。它们只是在有效倍增因子增加(或减少)后的很短时间内影响中子通量的变化率。

5.19 如果 ρ 为负值,即 $k < 1$,则在给定 ρ 值下方程(5.16)的所有七个 ω 解值都为负。

• 原文公式有误。——译者

这时由方程(5.17)给出的随时间变化的通量表达式将含有七个负指数项。因此每一项的数值都将随时间而减小。第一项中 ω_0 在数值上最小，它比其他项减小得慢些，因而最后将得出一个稳定的(负)周期，其值为 $1/\omega_0$ 。

单群缓发中子^[1]

5.20 通过讨论一种简单情况可以对方程(5.17)中稳定项和瞬变项的相对重要性有一些了解，这时假定只有一群缓发中子，其衰变常数 λ 等于实际六群的适当权重平均值。该平均值可由下式确定：

$$\frac{\beta}{\lambda} = \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i},$$

因此

$$\lambda = \frac{\beta}{\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i}}. \quad (5.22)$$

可以根据表2.10的数据推算铀-235的六群缓发中子的 λ_i 和 β_i 值，其结果列于表5.2中*，回忆方程(2.4)，任一放射性核素的 λ 等于 $0.693/t_{1/2}$ ，其中 $t_{1/2}$ 为半衰期。因此由方程(5.22)定义的平均衰变常数为 $0.0065/0.084$ ，即近似为 $0.08s^{-1}$ 。

表5.2 铀-235热裂变产生的缓发中子先驱核的衰变常数和产额

$t_{1/2}$ (s)	λ_i (s ⁻¹)	β_i	β_i/λ_i (s)
55.7	0.0124	0.000215	0.0173
22.7	0.0305	0.00142	0.0466
6.22	0.111	0.00127	0.0114
2.30	0.301	0.00257	0.0085
0.61	1.1	0.00075	0.0007
0.23	3.0	0.00027	0.0001
	总计	0.0065	0.084

5.21 若系统离临界不远，即 $k \approx 1$ ，则对单群缓发中子而言，方程(5.16)变为二次式

$$\rho \approx \omega l + \frac{\omega \beta}{\omega + \lambda}, \quad (5.23)$$

由此可解出 ω 。当热中子反应堆内正反应性约为0.0025或更小(即 $\rho \ll \beta$)时，或者当反应性为负值时，可以假设 $(\beta - \rho + \lambda l)^2 \gg 2|\lambda \rho l|$ ，这时方程(5.23)的两个解为

* 在必要时也可很容易地根据表2.10的数据算出铀-233和钚-239的相应数值。

$$\omega_0 = \frac{\lambda\rho}{\beta-\rho} \text{ 和 } \omega_1 = -\frac{\beta-\rho}{l}. \quad (5.24)$$

由于这些解仅当 $\beta-\rho$ 为正值时才成立, 显然, 反应性为正值时 ω_0 为正, 而 ω_1 则永远是负的; 因此对于正的反应性而言, $1/\omega_0$ 等于稳定周期。

5.22 对于单群(平均群)缓发中子, 中子密度随时间的变化由方程(5.17)给出为

$$n(t) = A_0 e^{t \cdot \omega_0} + A_1 e^{t \cdot \omega_1}, \quad (5.25)$$

缓发中子先驱核的相应表达式为

$$C(t) = B_0 e^{t \cdot \omega_0} + B_1 e^{t \cdot \omega_1}. \quad (5.26)$$

其中亟待解决的问题是确定常数 A_0 、 A_1 、 B_0 和 B_1 。如果象上面那样假设 $k \approx 1$, 则单一先驱核的方程(5.11)就可写为

$$\frac{\partial C}{\partial t} \approx \frac{\beta}{l} n - \lambda C, \quad (5.27)$$

然后将 n 和 C 的公式(5.25)和(5.26)代入。将方程(5.26)对时间微分可得 $\frac{\partial C}{\partial t}$ 的另一表达式。从两个表达式中比较系数, 就得到 A_0 和 B_0 以及 A_1 和 B_1 的关系式。

5.23 若 n_0 为反应性阶跃变化前临界状态下(即 $t=0$ 时)的中子密度, 则由方程(5.25)可知它等于 $A_0 + A_1$ 。同样, 由方程(5.26)得到先驱核浓度的初始值 C_0 等于 $B_0 + B_1$ 。此外, 临界状态下 $\partial C/\partial t$ 为零, 因此从方程(5.27)可导出 C_0 和 n_0 的关系。求出这些关系后, 并利用 ω_0 和 ω_1 的方程(5.24), 在略去某些小量后就有

$$A_0 \approx -\frac{\beta}{\beta-\rho} n_0 \text{ 以及 } A_1 \approx -\frac{\rho}{\beta-\rho} n_0. \quad (5.28)$$

于是由方程(5.24)、(5.25)和(5.28)给出中子密度随时间的变化为

$$n \approx n_0 \left[\frac{\beta}{\beta-\rho} e^{\lambda \rho t / (\beta-\rho)} - \frac{\rho}{\beta-\rho} e^{-(\beta-\rho)t/l} \right], \quad (5.29)$$

其中 n 为反应性阶跃变化以后时刻 t 的中子密度。

5.24 若反应性为正值, 则在前述推导中假定的条件下($\rho \leq 0.0025$), $\beta-\rho$ 为正, 所以方程(5.29)中方括号内第一项的系数为正值, 第二项的系数为负值。于是, 中子密度为两项之差, 其中第一项在反应性发生阶跃变化 ρ 之后随时间增加, 而另一项则下降。因为已设中子速度与时间无关, 所以方程(5.29)也表明任意时刻 t 的中子通量 ϕ 和反应性发生变化前的稳态通量 ϕ_0 的联系。

5.25 方程(5.29)中含有负指数的第二项(瞬变项)在很短的时间内就衰减而消失了。因此, 这时中子密度的变化仅由第一项给出, 即

$$n \approx n_0 \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\lambda \rho t / (\beta - \rho)}, *$$

所以，在假设单群（平均群）缓发中子的情况下，反应堆的稳定周期为

$$T_p \approx \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho}. \quad (5.30)$$

例题5.1 在中子寿命为 10^{-3} s 的稳态热中子反应堆中，反应性突然增加了 0.0022；假定缓发中子为单群，试确定此后中子通量随时间的变化。

解：单群（平均群）缓发中子的 λ 为 0.08s^{-1} ；给定 ρ 为 0.0022， l 为 10^{-3} s；铀-235 的 β 值为 0.0065。因此，由方程 (5.29) 有

$$\phi = \phi_0 (1.51e^{0.041t} - 0.51e^{-4.13t}).$$

图5.1中画出了括号中每一项的数值以及它们的差。可以看出第二项（瞬变项）在约0.8s以后就衰减尽了。

假定单群缓发中子，由方程 (5.30) 得到稳定周期为 $(0.0065 - 0.0022) / (0.08) \times (0.0022) = 24\text{s}$ 。

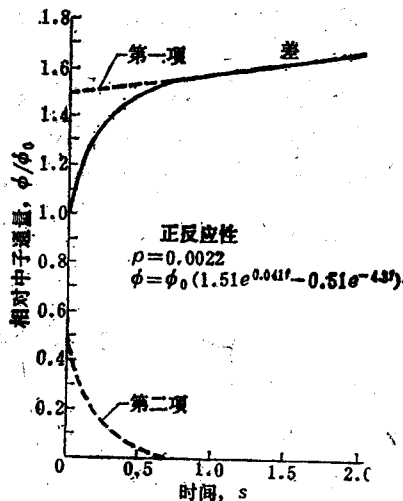


图5.1 反应性为正值时
中子通量随时间的变化

5.26 当考虑了所有各群缓发中子后，对上例的更完整计算给出对应于0.0022正反应性的稳定周期为14s。此值和例题5.1中得到的值（24s）的差异主要来自推导方程 (5.29) 时所作的近似。对于小反应性，例如0.001以下，这些近似的误差不大，这时用单群缓发中子得到的结果相当好。

5.27 对于很小的反应性，即对于很长的周期，方程 (5.30) 中的 ρ 与 β 相比可以忽略；于是该方程变为

$$T_p \approx \frac{\beta}{\lambda \rho}. \quad (5.31)$$

由于对某种给定的易裂变物质的 β/λ 为定值，例如对铀-235为0.084(见表5.1)，可以看出，在低反应性情况下反应堆稳定周期反比于反应性。只要有效倍增因子比1大得不多，上述结果就成立。通常大型反应堆就属于这种情况。

5.28 现在可讨论缓发中子对反应堆周期的影响。设不存在缓发中子， $k \approx 1$ 时的方程 (5.9) 就化为

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho}{l} n,$$

所以反应堆周期为

• 原文公式中符号有误。——译者

$$T_p = \frac{l}{\rho} \quad (5.32)$$

在例题5.1中 $l=10^{-3}$ s, $\rho=0.0022$, 没有缓发中子的反应堆周期为 $10^{-3}/0.0022=0.45$ s, 比实际的稳定周期14s小很多。换句话说, 只要反应性不太大, 缓发中子的作用就是在反应性突然增加时阻止中子密度的快速增长。其原因在于, 有一部分裂变中子延迟释放, 这就使得平均有效寿命大于 l , 寿命变长的程度取决于缓发中子在裂变链中所作贡献的大小。

5.29 以单群平均缓发中子为基础的一种近似是将有效寿命 \bar{l} 写成

$$\bar{l} \approx l + (\beta - \rho) / \lambda, \quad (5.33)$$

所以当反应性等于或大于缓发中子份额 β (0.0065) 时, \bar{l} 等于 l 。在这些条件下 (§5.53), 反应堆稳定周期由方程 (5.32) 给出。另一方面, 当 ρ 小时, l 与 $(\beta - \rho) / \lambda$ 相比可以略而不计, 方程 (5.33) 变为

$$l \approx (\beta - \rho) / \lambda.$$

若方程 (5.32) 中的 l 用该 \bar{l} 值代替, 则反应堆稳定周期就与方程 (5.30) 的值一样, 或者当 ρ 比 β 小得多时, 与方程 (5.31) 的值一样。

5.30 由图5.1可以看出, 在有效倍增因子作阶跃变化之后的极短时间内 (即在 $t=0$ 时刻以后不久), 中子通量迅速增加。初始增长率可以通过先将方程 (5.25) 对时间微分然后令 $t=0$ 算出, 即

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{t=0} = A_0 \omega_0 + A_1 \omega_1.$$

将上面推得的 A_0 、 A_1 、 ω_0 和 ω_1 值代入, 可得

$$\frac{1}{n_0} \cdot \frac{dn_0}{dt} \approx \frac{\lambda \rho \beta}{(\beta - \rho)^2} + \frac{\rho}{l}.$$

按照方程 (5.20), 上式左方等价于 $t=0$ 时刻反应堆初始周期的倒数 $1/T_0$; 因此

$$\frac{1}{T_0} \approx \frac{\lambda \rho \beta}{(\beta - \rho)^2} + \frac{\rho}{l}. \quad (5.34)$$

5.31 对于不太大的 ρ 值, 方程 (5.34) 右端第一项可以忽略, 此时

$$T_0 \approx \frac{l}{\rho}. \quad (5.35)$$

由方程 (5.35) 可以看出, 反应堆初始周期 T_0 与假定无缓发中子时方程 (5.32) 给出的周期相同。因此, 对于小反应性, 中子通量在阶跃变化后的初始增长率几乎与所有裂变中子都

• 原文如此。但是看来方程 (5.33) 仅对于 $\rho \leq \beta$ 才是一种合理的近似。——译者

是瞬发的情况一样*。

5.32 图 5.1 中所示紧随反应性阶跃变化后中子通量的快速增长称为瞬跳。正如 §5.25 中所见，跳变后（即瞬变项消失后）的通量由方程（5.29）中的第一项决定。对于小的时间 t ，指数项实际上等于 1，因此若用 ϕ/ϕ_0 代替 n/n_0 ，中子通量的瞬跳比为

$$\frac{\phi}{\phi_0} \approx \frac{\beta}{\beta - \rho} \quad (5.36)$$

若 $\rho < \beta$ ，** 则更精确的处理给出上述比值为 $(1 - \rho) / (\beta - \rho)$ ；然而几乎对所有实际情况都有 $1 - \rho \approx 1$ ，因而此结果和方程（5.36）相同。

单群缓发中子：负反应性

5.33 在推导方程（5.29）时所作的近似几乎适用于任何负 ρ 值，特别也适用于大的负反应性值。因此这一方程可以用于描述反应性发生负阶跃变化后极短时间内中子通量的下降情况，包括瞬变项的衰减。为了与例题 5.1 所得结果比较，假定 ρ 为 -0.0022 ；令 λ 、 λ 和 β 的值与前例中相同，方程（5.29）现在变为

$$n = n_0 (0.75e^{-0.0022t} + 0.25e^{-0.77t})$$

这两项以及它们之和的数值画在图 5.2 中。可以注意到现在两项的系数均为正而指数均为负。然而，右方第二项的负指数数值很大，使得这一项在大约 0.5s 内就相当迅速地衰减，正如图 5.2 中所示。当第二项的值小到可以忽略时，这一例题中的稳定周期值为 $-1/0.02$ ，即 $-50s$ ，可与 ρ 为正 0.0022 时稳定周期约 24s（例题 5.1）相比较。当考虑所有六群缓发中子时，稳定负周期甚至在数值上比此处推出的值更大。中子通量的初始快速下降称为瞬降，它可近似地用方程（5.36）表示。

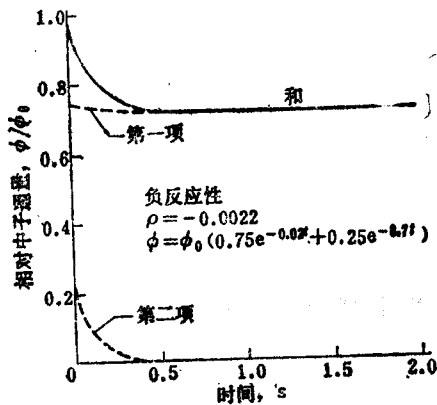


图 5.2 反应性为负值时中子通量随时间的变化

5.34 如果所有裂变中子都是瞬发的，则当 $\rho = -0.0022$ 时反应堆周期将为 $-0.45s$ ，而当 $\rho = 0.0022$ 时周期为 $0.45s$ 。因此显然可见，由于缓发中子的存在，正反应性下通量的增长率固然有所减低，而负反应性下通量的下降率减小得更加厉害。这一点可由图 5.3 中看得更加清楚，图内包含的时间范围比前两张图长得多。*** 后面将证明，在瞬变项衰减之后，反应堆内中子通量的下降不可能比最缓发的中子群所容许的下降更快 (§5.43)。

* 应该理解，此处 T_0 并不代表反应堆的稳定周期。由以上的推导可以看出，它是由方程（5.25）右方第二项（瞬变项）引起的瞬变周期。

** 原文误为 $\rho > \beta$ 。瞬跳结果也可利用方程（5.9）和（5.11）令时间导数项为零而得到，它们只在 $\rho < \beta$ 条件下有效。——译者

*** 这些曲线都是根据单群（平均群）缓发中子的计算得到的。对于前例中选定的正反应性值 0.0022，这样得到的结果除了对极短的 t 值以外都偏低，虽然定性说来它们还是正确的。用二或三群处理可以得到与精确计算符合得更好的结果。

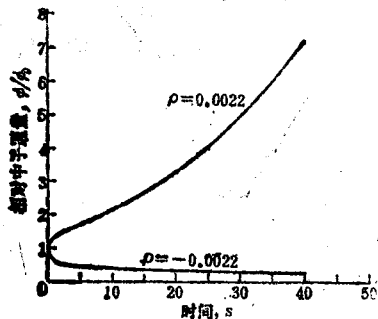


图5.3 正、负反应性效应的比较

5.35 由于方程(5.35)的推导与反应性的符号无关,由此可以得出:当反应堆的倍增因子刚发生阶跃下降时,初始周期仍等于 l/ρ ,但其中 ρ 目前为负值。所以中子通量的下降率亦与所有中子均为瞬发时相同。因此,在倍增因子变化后的极短时间内,图5.3中的两条曲线看起来是对称的。

反应性和周期: 正反应性

5.36 若将方程(5.16)中的 ω 代之以 $1/T_p$,其中 T_p 为反应堆的稳定周期,则在 $k \approx 1$ 时结果为

$$\rho \approx \frac{l}{T_p} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T_p} \quad (5.37)$$

这就给出了反应性和稳定周期之间的关系式。若周期 T_p 给定,就可以算出反应性,因为 l 、 β_i 和 λ_i 均可视为已知。与此相反的问题,即给定反应性后计算反应堆稳定周期,则需要求解七阶方程式。已经发展了求解这种问题的方法,然而,对于不太大的正反应性值,象已经叙述过的那样,采用单群平均缓发中子得到的结果可以与精确值符合得相当好。

5.37 当稳定周期很长,即反应性很小时,问题可以大大简化。在这种情况下,在方程(5.37)的求和符号内的各项中, 1 与每一个 $\lambda_i T_p$ 相比都可忽略。此外,右方第一项与和数相比也非常小,因此对于小反应性或长反应堆周期,方程(5.37)化为

$$\rho \approx \frac{1}{T_p} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i}$$

或者

$$T_p \approx \frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i} \quad (5.38)$$

因为对特定的易裂变物质,所有各 β 和 λ 的值都是一定的,显然可见反应性与反应堆稳定周期互成反比。只要反应性不大,对于使用同一种易裂变物质的所有热中子反应堆,其比例常数相同,并且它的数值与反应堆的大小及结构无关。

5.38 可以注意到,如果平均衰变常数 λ 定义为

$$\lambda \equiv \frac{\beta}{\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i}}$$

则方程(5.38)变为与单群缓发中子的方程(5.31)相同。其实,这正是在§5.20中使单群缓发中子实际上大致相当于六群缓发中子所采用的定义。

5.39 对于小反应性,由于方程(5.37)右端第一项与第二项相比很小,可以看出对应于给定 ρ 值的稳定周期与瞬发中子寿命 l 无关。然而,对于较大的 ρ 值,即较短的反应堆周

期，中子寿命的影响就变得明显了。图5.4内画出铀-235作为易裂变核素时瞬发中子寿命为 10^{-3} 到 10^{-8} s情况下的反应性与稳定周期的关系^[2]。〔标有“瞬发临界”的线指 $\rho=\beta=0.0065$ 的情况（§5.51）。〕在表5.3中列出了相应于三种中子寿命和几种反应性数值的稳定周期。

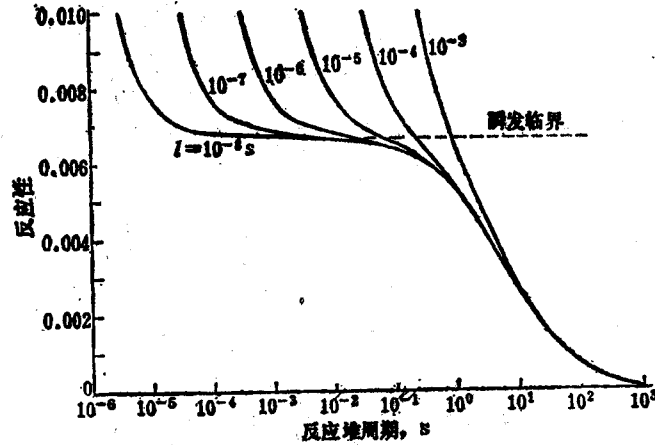


图5.4 各种瞬发中子寿命下反应堆周期和反应性的关系^[2]

表5.3 对铀-235，反应堆的周期和反应性的关系

反应性	瞬发中子寿命 (s)		
	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}
	反应堆周期 (s)		
0.001	60	60	60
0.003	10	10	10
0.004	3.5	2.5	2.5
0.007	0.8	0.2	0.14
0.010	0.3	0.04	0.0003

5.40 在小反应性下，所有的曲线相重合，所以对于固定的反应性而言，周期与瞬发中子寿命无关。对于较大的反应性，例如约大于0.003，对应于给定反应性的稳定周期随着瞬发中子寿命的减小而变短。这意味着在较大反应性下，瞬发中子寿命愈小，中子通量的增长就愈快。在这种情况下，瞬发中子寿命短的反应堆（如快中子反应堆）比瞬发中子寿命长的反应堆更难于控制。然而当反应性较小时，在控制方面就没有什么区别了。

5.41 当 ρ 值足够大时， T 就很小，方程(5.73)右方第二项与第一项相比可以略去。于是与大反应性对应的稳定周期由下式给出

$$T_p = \frac{l}{\rho},$$

这与假定所有裂变中子都是瞬发的情况完全相同。因此，当反应性小时，对给定的 ρ 值，中子密度在瞬变项完全衰减以后的增长率基本上由中子缓发时间决定，而与短得多的瞬发中子寿

命无关。然而在大反应性下，特别当 $\rho > \beta$ 时，缓发中子的贡献与瞬发中子的贡献相比可以忽略。此时反应堆的变化犹如所有裂变中子都是瞬发时一样；于是稳定周期正如前已证明那样取决于瞬发中子寿命了。

反应性和周期：负反应性

5.42 对于绝对值小的负反应性，方程(5.38)*推导过程中所作的近似是适用的。这时负稳定周期反比于负反应性。然而，对于较大的负反应性，根据单群平均缓发中子算出的稳定周期却显得过小，尽管这种方法在正反应性情况下还是可行的。这是因为在瞬变项完全衰减之后，中子密度的变化率取决于最缓发的一群中子，而不是取决于平均缓发群，特别对于中等或大的负反应性，情况更是如此；而对于正反应性情况，用平均群所得结果基本上是正确的。

5.43 从物理上看，可以说当反应性变为负值（例如反应堆停闭）之后，在停堆以前由裂变所生成的缓发中子仍在继续释放。它们使中子密度或通量下降的速度比起没有缓发中子的情况要慢；在短时间之后，短寿命的先驱核几乎已完全衰变了，所剩留的缓发中子基本上属于寿命最长的先驱核发射的中子群，即 λ 为 0.0124s^{-1} 那一群（见表5.2）。在这种情况下方程(5.37)简化为

$$\rho \approx \frac{\beta}{1 + \lambda_1 T_p}$$

因此

$$T_p \approx \frac{\beta - \rho}{\lambda_1 \rho}$$

其中 λ_1 取刚才给的值。 T_p 的这一表达式和方程(5.30)一样，只是其中用 λ_1 代替了 λ ，它代表缓发中子的一个剩留组。因此对于大的负反应性，当 $|\rho| \gg \beta$ 时，稳定周期 T_p 趋近于 $-1/\lambda_1$ ，即 $-1/0.0124 = -80\text{s}$ 。

5.44 实际观察证实了用碳（石墨）或普通水作慢化剂的热中子反应堆确实在停堆时达到约 -80s 的稳定周期。而当慢化剂采用铍或重水（氧化氘）时，由于裂变产物发出的 γ 射线与慢化剂发生光激中子反应从而不断地放出中子，周期甚至更长（§2.73）。可以在动态方程中引入适当的 β 和 λ 值以便对光激中子效应进行修正^[3]。

停堆后的中子通量

5.45 缓发中子的不断释放对于反应堆停闭后的中子通量和释热率具有重要的影响。如果一个大的负反应性突然加进一直以稳定（临界）状态运行的反应堆中，则中子通量的升降可以近似地由方程(5.36)给出。经过短时间后，瞬变项已衰减，反应堆周期如前所述趋近于 -80s 。因此，若 ϕ_0 为反应堆处于运行状态的中子通量，则引入负反应性后 t 时刻的通量为

$$\frac{\phi}{\phi_0} \approx \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{-t/80} \approx \frac{\beta}{\beta - \rho} 10^{-t/184}$$

*原文误为方程(5.32)。——译者

此表达式描述了由于快速插入控制棒所引入的大阶跃负反应性使反应堆停闭后中子通量随时间的变化。

5.46 假定 ρ 为 -0.10 ,此值为绝大部分反应堆大体上可能实现的大负反应性值。于是,由铀-235的 β 值为 0.0065 ,得出通量将很快降到稳态值的约 0.06 ,即 6% 。然后继续以较慢的速度下降,大约每 $184s$ 下降一个量级。中子通量的这种逐渐下降是由于反应堆稳态运行过程所生成的半衰期最长的先驱核不断发射缓发中子的结果。

5.47 上述结论使我们能对本章后面各节中经常用到的“停堆”一词得到比较清楚的理解。虽然在停堆后,即控制棒全部插入后,有效倍增因子很小,不足以维持自持链式反应,但缓发中子仍能引起裂变并释放热量。释热率(或热功率)基本上正比于中子通量(§2.181)。因此,对于以高功率运行的反应堆,由缓发中子引起的裂变在停堆后的几分钟内仍将以显著的速率继续释放热量。

倒时公式

5.48 反应性有时以“倒时”单位表示,后者定义为:能使反应堆稳定周期等于1小时或 $3600s$ 的反应性^[4]。于是,由于 λ_i 一般以 s^{-1} 表示,令方程(5.37)内 $T_p=3600s$ 可求出以反应性表示的单位倒时之值。然后,用单位倒时对应的反应性值去除方程(5.37),就得到用倒时数表示的反应堆反应性,记作 I_h ;因此

$$I_h = \frac{\frac{l}{T_p} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T_p}}{\frac{l}{3600} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + 3600\lambda_i}} \quad (5.39)$$

这一公式是倒时公式的确切形式,虽然有时也将与其相关的方程(5.16)和(5.37)称为倒时公式。

5.49 由方程(5.39)可见,在一般情况下用倒时数表示的反应性并不能简单地用来表示出反应堆的稳定周期。然而对于大型反应堆,如天然铀-石墨反应堆,仍常常用倒时数表示反应性。其原因在于:对于小反应性,即长的反应堆周期,方程(5.39)中的 1 与 $\lambda_i T_p$ 以及 $3600\lambda_i$ 相比可以略去,这时方程简化为

$$I_h \approx \frac{3600}{T_p} \quad \text{或} \quad T_p \approx \frac{3600}{I_h} \quad (5.40)$$

因此以倒时数表示的反应性与反应堆稳定周期成简单的反比关系。事实上,如果反应堆周期以小时作单位,则它恰好等于用倒时数作单位的反应性的倒数。

5.50 比较方程(5.38)和(5.40),可以得出 ρ 与 I_h 之间的关系,即

$$\frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i} \approx \frac{3600}{I_h}$$

• 停堆后由于裂变产物放射性衰变而释放的热量(§2.213)在一开始时和缓发中子产生的裂变热具有相同的数量级,但前者随时间下降得更加缓慢,因此在几分钟之后显著地超过了后者。

对于铀-235, 各 $\beta_i \lambda_i$ 值的总和为0.084 (表5.2), 因此

$$\rho \approx 2.3 \times 10^{-5} l h.$$

虽然这一结果只对长反应堆周期才是严格适用的, 有时仍将它与方程(5.37)合在一起给出关系式

$$l h \approx \frac{1}{2.3 \times 10^{-5}} \left(\frac{l}{T_p} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T_p} \right).$$

时间量 l 和 T_p 通常以s表示, 因此 λ_i 以 s^{-1} 表示. 将表5.2内 β_i 和 λ_i 的已知值代入, 并将给定反应堆内热中子的 l 值代入, 就可以得出倒时反应性和反应堆周期的联系公式.

瞬发临界条件

5.51 当一反应堆单依靠瞬发中子就可以达到临界时, 就称此反应堆是瞬发临界的. 瞬发临界所需的条件可从方程(5.9)得到. 若忽略缓发中子源项, 只考虑瞬发中子, 因为 $k \approx 1$, 该方程就变为

$$\frac{dn}{dt} \approx \frac{\rho - \beta}{l} n.$$

由于反应堆是临界的, dn/dt 必须为零; 因为 n 和 l 不为零, 就得到

$$\rho = \beta,$$

即当反应性等于缓发中子份额时, 反应堆就变为瞬发临界了. 因此, 在采用铀-235作为易裂变物质的热中子反应堆内, 当 ρ 为0.0065时即达到瞬发临界, 此时 k [等于 $1/(1-\rho)$] 接近于1.0065.

5.52 当有效倍增因子大于瞬发临界值时, 单靠瞬发中子就能维持链式反应. 此时称为反应堆“超越”了瞬发中子. 如果缓发中子对裂变毫无贡献, 容易证明反应堆稳定周期可用下式表示:

$$T_p = \frac{l}{\rho(\text{瞬发})}, \quad (5.41)$$

其中 $\rho(\text{瞬发})$ 是实际反应性 ρ 超过瞬发临界值的量, 即

$$\rho(\text{瞬发}) = \rho - \beta.$$

于是反应性超过瞬发临界值时的稳定周期就由方程(5.41)给出为

$$T_p = \frac{l}{\rho - \beta} \dots \quad (5.42)$$

• 其实, 本公式是否成立和周期长短并无关系. 只要 $l \ll \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i}$ (通常都能满足), 则由严格方程(5.39)立即得到此式. ——译者

•• 由于反应堆周期很短, 在方程(5.37)中将比1小得多的 $\lambda_i T_p$ 略去, 就可以直接得到这个公式. 然而这里所用的处理方法却阐明了结果的物理意义.

这个结果只适用于 $\rho > \beta$ ；它在恰好瞬发临界状态下不成立，因为 $\rho - \beta$ 为零，此时稳定周期只能通过求解方程(5.37)得到。

5.53 如果 ρ 很大，甚至 β 与之相比可以略去，则方程(5.42)可简化为

$$T_0 \approx \frac{l}{\rho}$$

正如§5.28中所示。此时反应堆周期大致等于所有中子皆为瞬发中子时的周期。缓发裂变中子的贡献与瞬发中子的相比可以忽略不计。

5.54 由图5.5可见各种反应性下铀-235裂变所产生的中子通量增长率的情况； ρ 的值分别为0.001, 0.0065 (即瞬发临界) 和0.014, 每种情况下瞬发中子寿命 l 均取 10^{-3} s。为了把三条曲线画在一张图上，取对数时间坐标，这样，曲线随 ρ 的增加而变化的情况可以看得更为清楚。观察这些曲线可以发现，当 ρ 为0.001时中子通量增大10倍需要100s以上，而当 ρ 为0.0065时增大10倍大约只需1s，当 ρ 为0.014时仅需约0.2s。当反应性超出瞬发临界值时中子通量的快速增长将使反应堆难于控制，因此在反应堆运行中应该特别注意防止这种情况发生。

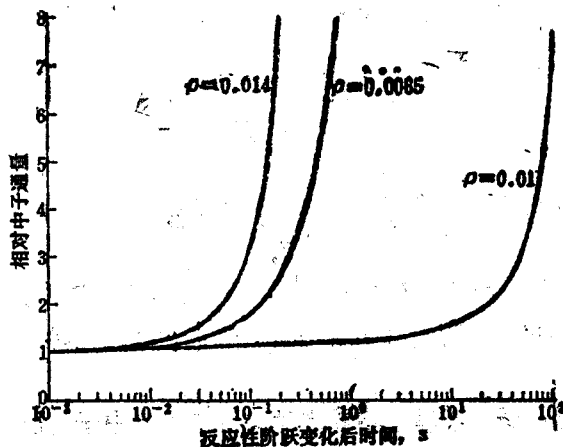


图5.5 在反应性阶跃增加后中子通量的增长
(图中 $\rho=0.01$ 应为 $\rho=0.001$ 。—译者)

5.55 由于瞬发临界条件的特殊重要性，有时将它用作反应性单位的基础。这种单位称为“元”(\$)，其定义为：

$$\text{反应性} (\$) \equiv \frac{\rho}{\beta}$$

一“分”表示\$1的百分之一。在瞬发临界时，反应堆正好具有\$1的反应性。例如，对于一个用铀-235作易裂变物质的热中子反应堆，\$1.50的反应性表示 ρ 值为 1.50×0.0065 ，即0.0097，这时有有效倍增因子约为1.0098。

例5.2 一热中子反应堆的瞬发中子寿命为 5.7×10^{-4} s。对于反应性为0.00065，(a) 求反应堆周期(以s表示)，(b) 以倒时单位表示反应性，(c) 以\$单位表示反应性。

解：由于反应性很小，反应堆周期可由方程(5.31)确定；由于 β/λ 为0.084(见表5.2)，所以

• 原文误将倒时反应性与周期相混。——译者

$$T_p \approx \frac{\beta}{\lambda_p} = \frac{0.084}{0.00065} \approx 130s.$$

因此可由方程(5.40)得到用倒时表示的反应性*:

$$I_h \approx \frac{3600}{T_p} = \frac{3600}{130} = 28 \text{倒时}.$$

由于 β 为0.0065, 根据§5.55中的定义,

$$\text{反应性}(\%) = \frac{0.00065}{0.0065} = \$0.10 \text{ (或10分)}.$$

裂 变 产 物 中 毒

核毒物对反应性的影响

5.56 在核反应堆的运行过程中, 裂变碎片和它们的许多衰变产物逐渐积累。在这些物质中, 有一些具有很大的热中子吸收截面, 特别是氙-135和钐-149。因此, 这些核就构成了反应堆内的核毒物并影响倍增因子, 主要是由于它们使热中子利用因子减小。(由于快中子的截面小, 在快中子反应堆内中毒效应不大。)在反应堆内裂变产物核毒物的浓度与热中子通量(或密度)有关。因此当反应性变化时, 中子密度随之变化, 由此影响到裂变产物核毒物的浓度, 而后者又反过来影响反应性。所以骤然看来在反应堆动态方程中似应当考虑中毒效应。然而, 裂变产物浓度随时间的变化率一般比中子密度的变化率要小得多。因此在处理描述中子密度时间变化率的方程时, 可以完全不必考虑裂变产物核毒物的时间变化率。

5.57 虽然裂变产物对于反应堆动力学没有什么直接影响, 但它们对反应性却可以有重要影响, 这一点在设计反应堆堆芯和控制系统时都必须加以考虑。某一特定的裂变产物, 例如氙-135, 可以在裂变中直接和间接生成, 并通过放射性衰变和俘获中子而消失。这两种相反的作用叠加在一起, 当反应堆在一定的功率水平下运行时, 每种产物的浓度将达到一个平衡值。然而, 当反应堆停闭时, 由于母元素碘-135的衰变, 氙-135在堆内继续以间接的方式产生; 但是由于中子通量很低, 原来通过俘获中子而消失的这一主要途径丧失了。结果, 裂变产物的浓度开始增加, 达到极大值, 然后才下降。运行过程中的平衡值和停堆后的最大值都取决于反应堆运行时的中子通量或功率输出。因此, 特定的裂变产物核毒物对反应性的影响取决于反应堆的运行工况以及核毒物自身的特性^[5]。

5.58 某种中子核毒物的效应可以根据它使反应性下降的大小来表示。例如, 若某种核毒物不存在时的反应性为 ρ , 存在时的反应性为 ρ' , 则中毒效应可表示为

$$\Delta\rho = \rho' - \rho.$$

根据定义反应性的方程(5.8),

$$\Delta\rho = \frac{k' - 1}{k'} - \frac{k - 1}{k} = \frac{1}{k} \left(1 - \frac{k}{k'} \right). \quad (5.43)$$

若用 k_{eff} 代替 k , 方程(5.43)给出

* 原文误将倒时反应性与周期相混。——译者

$$\Delta\rho = \frac{1}{k} \left(1 - \frac{k_{\infty}}{k'_{\infty}} \cdot \frac{P_{n1}}{P'_{n1}} \right), \quad (5.44)$$

其中 k'_{∞} 和 k_{∞} 分别为核毒物存在和不存在情况下的无限倍增因子， P'_{n1} 和 P_{n1} 是相应的不泄漏几率。

5.59 暂时假定 P_{n1}/P'_{n1} 接近于1（实际的大型反应堆均如此）。考察其无限倍增因子：在构成热中子反应堆 k_{∞} 的四个因子中（§3.150等），热中子利用因子 f 是唯一受到核毒物显著影响的量。因此方程（5.44）可以写为：

$$\Delta\rho \approx \frac{1}{k} \left(1 - \frac{f}{f'} \right), \quad (5.45)$$

其中已用到 $P_{n1}/P'_{n1} \approx 1$ 。

5.60 下一步假定裂变产物核毒物均匀地分布在均匀系统中。对于这种系统，方程（3.96）可以简化，因为每一项内体积和通量均相同。于是可得：

$$f = \frac{\Sigma_{a,F}}{\Sigma_a} \quad \text{和} \quad f' = \frac{\Sigma'_{a,F}}{\Sigma'_a}, \quad (5.46)$$

其中 $\Sigma_{a,F}$ 是燃料的热中子吸收截面， Σ_a 和 Σ'_a 是反应堆所有成分的总吸收截面。 Σ_a 和 Σ'_a 之间的差值是核毒物的热中子吸收（俘获）截面 $\Sigma_{a,p}$ ；即

$$\Sigma'_a - \Sigma_a = \Sigma_{a,p}. \quad (5.47)$$

因此，方程（5.45）变为

$$\Delta\rho \approx -\frac{1}{k} \frac{\Sigma_{a,p}}{\Sigma'_a}. \quad (5.48)$$

5.61 如第三章中所见，不泄漏几率可以分解成两个因子，一个因子属于慢化到热能过程中的中子，另一个属于热中子。较快中子的不泄漏几率基本上不受核毒物的影响，因为后者主要俘获热中子。因此 P_{n1}/P'_{n1} 可以看成无毒和有毒反应堆内热中子的不泄漏几率之比。所以由方程（3.34）可得：

$$\frac{P_{n1}}{P'_{n1}} = \frac{1 + L'^2 B_g^2}{1 + L^2 B_g^2},$$

其中 L' 和 L 分别为有毒和无毒情况下的热中子扩散长度；几何曲率 B_g^2 只取决于反应堆的尺寸和外推距离，因此基本上不受核毒物的影响。存在核毒物时，中子吸收得更快；因此 $L' < L$ 并且

$$\frac{P_{n1}}{P'_{n1}} < 1,$$

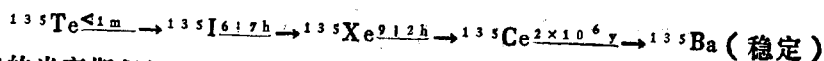
所以, 由方程 (5.44) 可以看出 $\Delta\rho$ 略大于方程 (5.48) 给出的值; 然而, P_{n1}/P'_{n1} 通常很接近于 1, 因此两种结果的差别很小。由于采用了这一近似, 本来略大于 1 的无毒有效倍增因子 k 可以取为 1。最后得到的反应性中毒效应的表达式为

$$\Delta\rho \approx -\frac{\Sigma_{\lambda p}}{\Sigma_i} \quad (5.49)$$

虽然该方程适用于均匀系统, 但也可用于描述非均匀反应堆内裂变产物中毒的一般特性。

反应堆运行过程中的氙中毒

5.62 最重要的裂变产物核毒物是氙-135, 因为它的热中子俘获截面极大——大约为 3.0×10^6 b。这种同位素由裂变直接生成的只是很少一部分 (约 0.3%), 其主要部分由反应堆内碲-135 和碘-135 的放射性衰变而生成, 后两者在铀-235 的慢中子裂变中占 6.1%。负 β 衰变的过程如下:



因为碲-135 的半衰期很短, 所以氙中毒的分析处理可以简化, 即假定碘-135 在裂变中以 0.061 的产额直接生成, 这样做不致引入太大误差。

5.63 碘-135 浓度的变化率可以采用与 §2.204 等节内相同的方法处理。在目前情况下, 核素 j 和 k 可以略去, i 就是碘-135; 因此, 若不计空间变化, 在重新排列并用 Σ_i 代替 $N_i\sigma_i$ 后, 方程 (2.61) 变为

$$\frac{dI}{dt} = -\lambda_i I - \sigma_i \phi I + \gamma_i \Sigma_i \phi \quad (5.50)$$

其中 I 为碘-135 的浓度, λ_i 为其放射性衰变常数, σ_i 为其热中子吸收截面, γ_i 为裂变产额, 即 0.061; Σ_i 为反应堆内燃料物质的热中子宏观裂变截面, 而 ϕ 为热中子通量。方程 (5.50) 右方的前两项分别给出由于放射性衰变和中子俘获造成碘-135 的损失率, 而第三项表示它由裂变的生成率。令 dI/dt 等于零, 便得到反应堆已运行了一段时间后达到的平衡浓度 I_0 , 结果是

$$I_0 = \frac{\gamma_i \Sigma_i \phi}{\lambda_i + \sigma_i \phi} \approx \frac{\gamma_i \Sigma_i \phi}{\lambda_i} \quad (5.51)$$

其中第二个等号利用了 σ_i 很小这一事实。

5.64 由类似于方程 (5.50) 的表达式可以表示氙-135 浓度的增长率, 这时在右端需添加一项以表征从碘-135 衰变而来的生成率, 因此

$$\frac{dX}{dt} = -\lambda_x X - \sigma_x \phi X + \lambda_i I + \gamma_x \Sigma_i \phi \quad (5.52)$$

其中用符号 x 表示与氙-135 有关的参数。氙-135 的直接裂变产额为 0.003, 记作 γ_x 。从方程 (5.52) 得到氙的平衡浓度为:

$$X_0 = \frac{\lambda_i I_0 + \gamma_x \Sigma_i \phi}{\lambda_x^*} = \frac{(\gamma_i + \gamma_x) \Sigma_i \phi}{\lambda_x^*} \quad (5.53)$$

其中 $\lambda_x^* \equiv \lambda_x + \sigma_x \phi$; 因为 σ_x 很大, 所以 λ_x^* 比 λ_x 大得多。

5.65 平衡氙中毒效应的反应性当量 $\Delta\rho_0$ 可由方程 (5.49) 求得, 其结果为

$$\Delta\rho_0 \approx -\frac{\sum \sigma_x}{\Sigma_a} = -\frac{\sigma_x(\gamma_I + \gamma_X)\Sigma_f\phi}{\lambda_x^* \Sigma_a} \quad (5.54)$$

方程(5.54)中除 ϕ 以外所有各项的数值按如下方式求取:分式 Σ_f/Σ_a 的分子和分母同时乘以 $\Sigma_{a,F}$,结果重新排列后得到 $(\Sigma_f/\Sigma_{a,F})(\Sigma_{a,F}/\Sigma_a)$ 。由方程(2.58)知第一个因子等于 η/ν ,由方程(5.46)得到第二个因子就是 f 。对于美国一般用于发电的水慢化反应堆,铀燃料中平均含有2.5%的铀-235,因而 η 接近于1.8 (§2.187);对该易裂变核素,热中子的 ν 为2.42(表2.9)。这类反应堆中, f 约为0.8。因此,在计算氙的中毒效应时,按照§5.61末尾叙述的条件, Σ_f/Σ_a 可取为 $(1.8/2.4)(0.8)=0.60$ 。此外, $\gamma_X + \gamma_I$ 为 $0.061+0.003$,即0.064; σ_x 为 3.0×10^6 b,即 3.0×10^{-22} m²;氙-135的放射性衰变常数 λ_x 为 2.1×10^{-5} s⁻¹。于是方程(5.54)可写成

$$\Delta\rho_0 \approx -\frac{1.15 \times 10^{-23} \phi}{(2.1 \times 10^{-5}) + (3.0 \times 10^{-22} \phi)} \quad (5.55)$$

其中用到关系式 $\lambda_x^* = \lambda_x + \sigma_x \phi$ 。

5.66 利用方程(5.55),可以对各种稳态热中子通量计算平衡氙中毒的反应性当量,简称为平衡中毒。表5.4中给出了这种计算的结果。可以看到当热中子通量约为 10^{16} n/m²·s或更低时,平衡中毒很小;但对较高的通量它迅速增加,然后趋于一个极限值。

表5.4 反应堆运行过程中平衡氙中毒的反应性当量

热中子通量 (ϕ)	平衡中毒 ($\Delta\rho_0$)
10^{16} n/m ² ·s	-0.005
10^{17} n/m ² ·s	-0.023
10^{18} n/m ² ·s	-0.036
10^{19} n/m ² ·s	-0.038

5.67 若 ϕ 约为 10^{15} n/m²·s或更低时,方程(5.55)分母中的第二项与第一项相比可以忽略;于是

$$\Delta\rho_0 \approx -6 \times 10^{-19} \phi,$$

这时中毒量不到 -6×10^{-4} ,因此可以忽略。即使通量达到 10^{16} n/m²·s时,平衡中毒也仅为-0.005,因此大约只有0.5%的热中子被平衡氙所吸收。然而,对大于 10^{16} 的 ϕ 值,中毒先是迅速增大(图5.6)。若通量达到并超过 10^{19} n/m²·s时,则与 $\sigma_x \phi$ 相比, λ_x 便可忽略,结果 $\lambda_x^* \approx \sigma_x \phi$;这时方程(5.54)给出的平衡中毒就达到一个极限值,可以表示为

$$\Delta\rho_\infty \approx -(\gamma_I + \gamma_X) \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} = -(0.064)(0.60) = -0.038.$$

应当注意,当 $\sigma_x \phi$ 很大时极限中毒变得与氙-135的实际截面值无关。该反应性值就是采用2.5%平均浓度燃料的热中子反应堆在运行过程中氙中毒的最大反应性当量。下一节中将看到,停堆后的中毒效应会比该值大出许多倍。

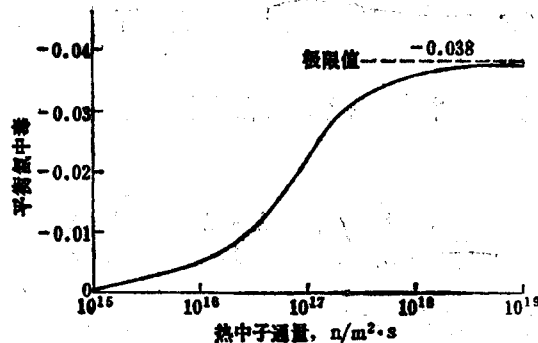


图5.6 反应堆运行过程中平衡碘中毒的反应性当量

5.68 在上述处理中已作一系列简化假定。首先，假定了反应堆是均匀的，所以中子通量、碘-135和氙-135都具有均匀的空间分布。实际上，尤其是在非均匀的反应堆中，这些分布不是均匀的。然而，若在各个方程中 ϕ 值取作反应堆内空间平均的热中子通量，则算得的氙中毒反应性当量的值和实际的平均值相差不会超过百分之几。

停堆后的氙中毒

5.69 由于碘-135的半衰期比氙-135的短，即 $\lambda_I > \lambda_X$ ，这种条件会使氙的浓度在反应堆完全停闭后增加到一个最大值。产生这种现象的原因在于刚停堆时堆内积存的碘-135由放射性衰变生成氙-135的速率比氙-135的衰变率为大，而由于俘获中子导致氙的损失此时已几乎不再发生。如果在停堆前已经达到了平衡，则在停堆后任一时刻 t ，碘-135的浓度为

$$I = I_0 e^{-\lambda_I t} \quad (5.56)$$

假定在停堆后中子通量下降到零，则方程(5.52)中含有 ϕ 的项可以去掉，用方程(5.56)代替 I 就得到

$$\frac{dX}{dt} = -\lambda_X X + \lambda_I I_0 e^{-\lambda_I t} \quad (5.57)$$

方程(5.57)全式乘以积分因子 $e^{\lambda_X t} dt$ 后，就可应用§2.11中所述的方法解出，结果为

$$X(t) = \frac{\lambda_I}{\lambda_X - \lambda_I} I_0 (e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda_X t}) + X_0 e^{-\lambda_X t} \quad (5.58)$$

其中 $X(t)$ 为停堆后时刻 t 的氙-135的浓度。停堆以前达到的平衡值 I_0 和 X_0 分别由方程(5.51)和(5.53)给出。方程(5.58)右边第一项给出停堆后碘-135衰变为氙并扣除这部分氙自身衰变后的氙浓度。而第二项则表示在停堆前已存在于反应堆内的氙的衰变。因为 I_0 和 X_0 都取决于运行时的中子通量，显然中子通量也对停堆后的所谓氙“积累”发生影响。

5.70 在方程(5.58)的推导中，曾假设反应堆停闭时通量立即下降为零。虽然这一点对反应堆而言并非严格正确，然而对当前的应用仍不失为一种适当的近似。注意到停堆后中子通量起初迅速下降然后由于缓发中子使稳定负周期等于80s (§5.43)这一情况，就可以

知道一座反应堆能在约20分钟内由 10^{16} — 10^{17} n/m²·s的通量完全停下来*。这一时间比起氙浓度积累所需的几小时要短得多,因此假设反应堆停闭时中子通量立即下降为零并不会引起显著的误差。

5.71 将方程(5.58)微分并令之为零可得在停堆后达到§5.67中提到的最大氙浓度所需的时间,此结果为:

$$t_{\max} = \frac{1}{\lambda_x - \lambda_I} \ln \frac{\lambda_x}{\lambda_I} \left(1 - \frac{\lambda_x - \lambda_I}{\lambda_I} \cdot \frac{X_0}{I_0} \right). \quad (5.59)$$

如果将由上式求得的 t_{\max} 代入方程(5.58)中,就可对于任何给定运行通量算出停堆后的最大氙中毒。以下的例题用来说明这一过程。

例题5.3 一座热中子反应堆采用含2.5%铀-235的燃料,在平均通量为 2×10^{18} n/m²·s下已经运行了一段时间;问停堆后多久氙中毒达到最大值?此时的中毒为多少?

解: 达到最大中毒的时间由方程(5.59)给出,此时 $\lambda_I = 2.9 \times 10^{-5}$ s⁻¹ (由半衰期为6.7h推得), $\lambda_x = 2.1 \times 10^{-5}$ s⁻¹ (§5.65)。I₀和X₀的值可以分别由方程(5.51)和(5.53)求得;然而,容易看出方程(5.59)中出现的X₀/I₀比值在 2×10^{18} n/m²·s运行通量下非常小,结果方程(5.59)简化为

$$t_{\max} \approx \frac{1}{\lambda_x - \lambda_I} \ln \frac{\lambda_x}{\lambda_I} = \frac{1}{0.8 \times 10^{-5}} \ln \frac{2.9}{2.1} = 4 \times 10^4 \text{ s} = 11 \text{ h}.$$

将方程(5.54)写成如下的一般形式就可以得到反应性当量

$$\Delta\rho(t) \approx -\frac{X(t)\sigma_x}{\Sigma_a}$$

其中X(t)由方程(5.58)给出。然而X(t)可进一步简化,因为对于本处所给定的通量值,X₀与I₀相比很小;因此方程(5.58)右边最后一项可以略去。量 λ_I 、 λ_x 、 t_s (= 4×10^4 s)以及 σ_x (= 3.0×10^6 b)是已知的,但I₀/Σ_a需由方程(5.51)算出;为此,取γ_I为0.061以及φ为 2×10^4 。若假定Σ_I/Σ_a和以前一样为0.60,则得出停堆后11h的氙中毒反应性当量为0.33。

5.72 停堆后 t_s 时刻的氙中毒效应 $\Delta\rho(t_s)$ 等于 $-(X(t_s)\sigma_x)/\Sigma_a$,其中X(t_s)可由方程(5.58)求得。因此能够针对停堆前不同的中子通量值来计算停堆后不同时刻的 $\rho(t_s)$ 。图5.7中的曲线给出了热中子通量为 10^{17} 、 10^{18} 和 2×10^{18} n/m²·s情况下的结果。对于量级为 10^{17} n/m²·s或更低的通量,可看到停堆后中毒效应的增长可以略而不计,但对更高的运行通量,这种增长情况变得愈益显著。这样,当通量为 2×10^{18} n/m²·s时,停堆后约11小时达到的最大中毒为-0.33;这比反应堆在运行时约-0.038的平衡值大得多。对于更高的通量,停堆后的最大中毒效应近似地正比于通量。

*原文误为 10^{16} — 10^{17} n/m²·s。——译者

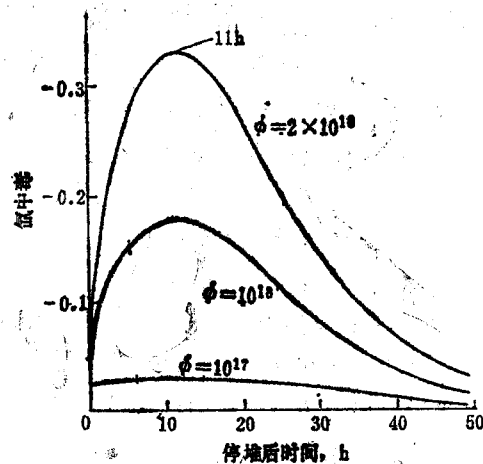


图5.7 对各种运行热中子通量，停堆后的氙中毒

5.73 显然，如果要求高通量反应堆在停堆后的任意时刻均能重新启动，则必须通过增添燃料装量使它获得相当大的剩余倍增能力（或反应性）。为了要使在 $2 \times 10^{18} \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}$ 通量下正常运行的热中子反应堆能“克服”停堆后的最大氙浓度，它必须具有约为0.33的剩余反应性。

5.74 另一种方式是不要求任意时刻都能克服氙中毒，而只是将反应堆设计成具有足够的反应性，使得在停堆后的限定时间（例如1小时）内能够克服氙毒性。对于通量为 $2 \times 10^{18} \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}$ 的反应堆，这个数值远小于停堆后任意时刻再启动所需的最大值0.33。然而，如果再起动的延迟期大于设计规定时间的话，就可能需要等待一天以上才能使反应堆重新启动。在启动后，通量一旦达到相当大的数值，氙浓度就很快减小到与该特定稳态通量相对应的平衡值。当热中子通量超过 $2 \times 10^{18} \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}$ 后，停堆后的氙中毒增加很快并且最大氙很高，所以停堆后再启动问题变得愈来愈困难。由于这一原因，一般认为动力反应堆内实际可行的平均热中子通量最大值应限制在约 $2 \times 10^{18} \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}$ 左右。

5.75 图5.7中给出的数值结果适用于燃料内约含2.5%铀-235的一般水慢化反应堆，它所依据的近似假定与计算运行过程中的中毒所作的近似假定相同。然而，由此所得的结论在定性上是正确的，并且这种处理足以说明反应堆停闭后氙中毒变化情况的基本原理。

空间氙振荡^[6]

5.76 当一个大型热中子反应堆在净功率不变的条件下以约超过 $10^{17} \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}$ 的中子通量运行时，氙-135可能使中子通量（或功率）分布产生缓慢的空间振荡。假定由于局部扰动的结果，例如移动控制材料，使中子通量在反应堆的一部分（记作I区）中增加，而在某一距离外的另一部分II区中相应减少。当大型反应堆的线尺寸超出热中子的徙动长度（表3.5）几倍时，中子不能从一个区域直接扩散到另一区域，这时就可能发生空间振荡。

5.77 由于I区内通量增加的结果，氙的中子俘获增加了，氙-135的损失率立即增加。与此同时，氙的母元素碘-135的生成率也增加了，但因它的半衰期为6.7h，所以在I区内从通量增加到氙-135生成率相应增加之间有一段明显的滞后时间。因此，瞬时的净结果是氙浓度下降了。这使得I区内的中子俘获随之减少，因而通量就进一步增加。这样，氙的浓

度不断地下降而热中子通量却持续增长, 这种情形继续到由浓度不断增长的碘-135滞后衰变生成的氙-135总量开始回升为止。然后, I 区内的中子通量开始下降。

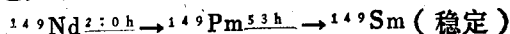
5.78 与此同时, 如果反应堆的功率维持不变, 则 I 区内通量的增加必将由 II 区内通量的下降所抵消。由于通量下降, 中子俘获减少, 而中子通量下降前所形成的碘-135却仍按原状衰变, 因此氙-135的浓度将增长。这样, 该区中子通量就趋于进一步下降。通量的这种下降会继续下去, 直到由于氙-135的衰变以及由于在低通量中由碘-135生成氙-135的速率变慢以后, 才使通量下降过程停止下来, 并且最后使情况逆转。

5.79 因此可以明显地看出: I 区内的中子通量增长到一极大值后下降, 而 II 区内的中子通量减小到一极小值后上升。结果, 在这两个区之间热中子通量和功率产生一种连续振荡, 交替地一增一减。这种振荡的周期大约为1天, 且在下述意义上并不构成一种核风险, 即反应堆没有变成超临界的危险性。氙引发的空间振荡的主要问题在于中子通量的局部增长使裂变热的释放大于预期值, 因此在反应堆设计中必须加以考虑。

5.80 产生氙振荡的条件, 除了反应堆必须尺寸很大并以恒定功率运行以外, 中子通量也必须很高, 使得由于俘获中子而导致的氙-135的损失率比其自然衰变率大得多; 这一条件要求热中子通量大大超过 $10^{17} \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}$ 。大的负反应性温度系数 (§5.89及以后有关节) 能够克服氙振荡, 这是由于温度变化会阻止由氙引起的通量变化。沸水反应堆内的负空泡系数 (§5.109) 也会产生类似的效应。通常, 通过装设仪表来测量整个反应堆内的中子通量分布就能探测到局部的变化, 然后就可移动控制棒加以补偿, 从而避免(或减轻)氙振荡。

钷 中 毒

5.81 在氙-135之下的最重要的核毒物就是钷-149。这是一种热中子俘获截面为 $5 \times 10^4 \text{ b}$ 的稳定同位素。它是衰变链



的最终产物, 其产额约占铀-235慢中子裂变的1.1%。由于钷-149的半衰期2.0h比钷-149的53h短得多, 因此可以假定后者直接由裂变产生, 其产额为0.01。这样, 反应堆内钷和钷的生成问题就分别与前面所讨论的碘和氙的问题相似了。如前所示, 钷-149的俘获截面很小, 因而 $\sigma\phi$ 与 λ 相比可以略去。由于钷-149是非放射性的, 可以看出它在反应堆运行过程中的平衡浓度和中毒量与中子通量无关。

5.82 取钷的 γ 值为0.01, 钷的 γ 为零, 它们的 λ 分别为 $3.6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ 和零(因为钷是一种稳定同位素), 钷-149的 σ 为 $5 \times 10^{-24} \text{ m}^2$ 。对于运行中的反应堆, 这样算出的平衡中毒反应性当量约为-0.01, 它与热中子通量的大小无关。

5.83 停堆后钷-149的中毒效应增加到如下的渐近值 $\Delta\rho_{\infty}$:

$$\Delta\rho_{\infty} \approx - \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} \left(\frac{\sigma_s \phi \gamma_P}{\lambda_P} + \gamma_P \right),$$

其中下标P和S分别代表钷和钷, ϕ 为瞬时停堆前的稳态通量。由于钷-149为一种不发生衰变的稳定核素, 钷中毒与氙-135的情况不同, 并不经过一个最大值然后下降。将 σ_s 、 γ_P 、 λ_P 和 Σ_f/Σ_a (对前述水慢化反应堆为0.60) 的已知值代入后, 可以得出

$$\Delta\rho_{\infty} \approx - (8.3 \times 10^{-2} \phi + 0.01).$$

因此，当热中子动力反应堆的稳态通量达到实际可行的极限值 $2 \times 10^{16} \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}$ 时，瞬时停堆后的钷中毒能增加到 -0.027 。所以反应堆内由于钷-149的存在最多需要添加 0.03 的反应性，因而钷中毒与铀中毒相比只属于次要问题。

裂变产生的其他核毒物

5.84 虽然当反应堆以 $10^{17} \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}$ 或更高的通量运行时，在裂变产物核毒物中铀的贡献最为重要，但在反应堆运行的过程中还累积了其他许多种核素，它们也使反应性下降^[7]。确定每一种核素中毒量的方法和前述处理碘-135与铀-135的方法相同，都可以由方程(5.50)和(5.52)一类的平衡方程出发。然而，即使在短期运行后裂变产物中也会出现大约三百多种核素，纵使所有这些裂变产物的产额、俘获截面和放射性衰变常数均为已知，要将它们的效应分别算出并相加起来也是一件极其繁杂的工作。

5.85 除了裂变产物以外，所谓重同位素（即铀、镅和钷等同位素）的积累对反应性也具有显著的影响。这些同位素是由铀-235和铀-238通过各种中子反应所形成的，如 (n, γ) 和 $(n, 2n)$ 反应，有时加上后继的 β 衰变。从严格意义上说，这些同位素并非裂变产物，但它们产生于裂变反应堆内并通过吸收中子而影响总的中毒效应，因此在此处加以讨论是合适的。就中毒而言，这些高质量数核素中最重要的是铀-236、镅-237和钷-239、-240、-241以及-242。虽然钷-239和-241是易裂变的，从而增加净反应性，但这两种同位素都具有大的非裂变俘获截面，所以它们也属于反应堆中的核毒物。

5.86 在反应堆运行过程中，许多裂变产物（和其他产物）都使反应性下降，但仅有少数几种具有显著的中毒效应。一种核素作为反应堆核毒物，首先要有很大的热中子俘获截面；此外，它应该是稳定的，或者虽具有放射性，其半衰期也应较长；它还应具有较高的形成产额。除了铀-135和钷-149外，重要的裂变产物核毒物核素只有镅-113、钷-151、钷-155以及钷-157。然而，这些核毒物的作用比钷-149的作用还要小。

5.87 当研究反应堆在运行过程中的中毒时，常将裂变产物分为两类，即饱和的和非饱和的。饱和核毒物指在比燃料寿期短得多的时间内就能达到平衡浓度的核毒物，如铀-135和钷-149。饱和核毒物的基本条件为其俘获截面与放射性衰变常数之比 σ_c/λ 应很大。前面所列出的这些重要核毒物均满足此条件。因此，在一个运行反应堆内，主要裂变产物的中毒效应很快增长，然后大体达到一个等于饱和（或平衡）中毒的常数值。

5.88 饱和中毒的反应性当量主要取决于燃料成分以及热中子通量。对大多数热中子动力反应堆而言，扣除铀-135和钷-149以后的饱和裂变产物总中毒效应相当于反应性下降不到 0.02 。非饱和核毒物的反应性效应在反应堆运行过程中不断增长，但在燃料的整个正常寿期中，它的数值始终相当小。

温度对反应性的影响

概 论

5.89 在正在运行的反应堆内，有效倍增因子发生瞬变的重要原因之一在于系统温度的变化。这种变化可能是局部的（例如结构不均匀性影响某些地点的冷却剂流动），也可能

影响到整个反应堆。例如，冷却剂流率的变化会逐渐改变反应堆的温度。当功率需求变化时也会引起类似的效应，此时由冷却剂排出的热量变化了，使得当它重新进入反应堆时其温度也发生变化。这种温度瞬变使反应堆的倍增因子增大还是减小、以及这些变化出现的迅速程度这类问题具有极重要的实际意义。

5.90 若反应堆的有效倍增因子（或反应性）随温度而增加，即若反应性的温度系数为正值，则温度的瞬时增加将会引起反应性增加。于是中子密度、裂变率和释热率均随之增加。除非以某种方式减少反应性或者立即增大排热率，否则温度还会进一步升高，反应性也随之进一步增大。这样，温度的瞬时增加会导致反应性连续增加，从而温度也不断上升。因此，具有正的反应性温度系数的反应堆是固有地不稳定的。

5.91 与此相反，若温度系数为负值，则温度的瞬时增加将使反应性下降。于是释热率降低，从而使温度下降。类似地，若温度有一瞬时下降，反应性的增加会增大释热率并趋向于恢复原来的温度。在这种反应堆中，温度的瞬变，不论是增加还是下降，都是自行抑制的。因此，反应性的负温度系数是一种所希望有的特性，它在反应堆的稳定性和运行安全方面是一个重要的因素。

热 中 子 反 应 堆

5.92 除了一度曾用于物理研究的水锅炉 (§1.76) 等几座反应堆以外，目前感兴趣的热中子反应堆都是非均匀的，即燃料和慢化剂是分离的。因此必须区别燃料的反应性温度系数和慢化剂的反应性温度系数。通常，燃料的和慢化剂的系数在数值上并不相等，甚至符号常常相反，因为它们各自取决于燃料-慢化剂系统内的完全不同的特性。此外，对燃料而言，其时间常数（即从温度变化到产生反应性显著变化所需的时间）很短，而对慢化剂而言却长得多。原因在于热量产生于燃料之中，它传播到慢化剂之中需要消耗一定时间。因此，常把燃料温度系数称为瞬发系数，而慢化剂温度系数则称为缓发系数。

5.93 为了对决定反应性温度系数的物理因素有一直观了解，讨论等温温度系数是有益的。这是一个理论量，表示在整个反应堆内温度始终维持在均匀分布的工况下反应性随温度的总变化。这样一种情况仅当反应堆以极低的功率水平运行时才可能出现。因此有时称该系数为零功率温度系数，它等于燃料的和慢化剂的温度系数之和再加上几个数值更小的附加项。反应性的等温温度系数可以通过多群扩散理论（第四章）算出；其方法是对于给定系统在两个或更多的温度之下计算其有效倍增因子，这时对每一个温度都应采用相应的群常数。然而，对当前的目的而言，进行一种定性的处理更能说明问题。

5.94 将等温反应性系数记作 $d\rho/dT$ ，其中 T 为反应堆温度；根据反应性的定义方程 (5.8) 可得

$$\frac{d\rho}{dT} = \frac{1}{k'} \frac{dk}{dT} \approx \frac{1}{k} \frac{dk}{dT}, \quad (5.60)$$

其中因 k 接近于1因而近似令 $k^2 \approx k$ 。现在将有效倍增因子写成无限倍增因子与不泄漏几率的乘积, 即 $k = k_{\infty} P_{nl}$ 。取其对数并对温度微分, 由方程(5.60)可得

$$\frac{d\rho}{dT} \approx \frac{1}{k_{\infty}} \frac{dk_{\infty}}{dT} + \frac{1}{P_{nl}} \frac{dP_{nl}}{dT} \quad (5.61)$$

5.95 中子泄漏通常随温度而增加, 所以当温度增加时不泄漏几率减小。因此, 中子泄漏对反应性的等温温度系数的贡献为一负值项。在大型反应堆中这一效应不大, 因为此时 $P_{nl} \approx 1$; 因此可以暂时将方程(5.61)右方最后一项略去, 但在后面还将再提到它 (§5.109)。

5.96 按照四因子概念 (§3.150等节), $k_{\infty} = \eta \epsilon p f$ 。温度对 ϵ 的影响很小, 不再进一步讨论。对于含有铀-235尤其是含有钚-239的反应堆燃料, η 的温度系数通常为负值。此系数一般很小, 对等温反应性系数贡献甚微, 将在§5.108中再加以讨论。现在将四因子公式表为对数和, 并将每一项对温度微分; 然后若略去 $d\epsilon/dT$ 和 $d\eta/dT$, 则方程(5.61)就简化为如下近似形式:

$$\checkmark \quad \frac{d\rho}{dT} \approx \frac{1}{p} \frac{dp}{dT} + \frac{1}{f} \frac{df}{dT} \quad (5.62)$$

5.97 燃料的温度效应主要来自中子共振吸收的多普勒展宽 (§2.151等); 因此, 燃料的反应性温度系数 $d\rho_F/dT$ 主要取决于共振吸收 (或逃脱共振几率)。于是可将慢化剂系数 $d\rho_M/dT$ 归为热中子利用因子的变化。结果, 可以从方程(5.62)得到

$$\frac{d\rho_F}{dT} \approx \frac{1}{p} \frac{dp}{dT} \quad \text{以及} \quad \frac{d\rho_M}{dT} \approx \frac{1}{f} \frac{df}{dT} \quad (5.63)$$

虽然热中子利用因子取决于燃料和慢化剂两者的截面 (§3.156), 但在热中子反应堆内这些截面的实际数值取决于中子的能谱, 因而取决于慢化剂的温度。这就说明了为何慢化剂反应性系数主要与热中子利用因子的温度效应有关。

瞬发 (燃料) 温度系数

5.98 由于多普勒效应使共振峰展宽, 共振区内的中子吸收随着温度而增加 (§2.153)。因此, 如果系统内所含的中子俘获核素具有显著的并且完全分离的共振, 则多普勒展宽将使逃脱共振几率随温度的升高而下降。在一个 (非均匀的) 反应堆内, 共振峰宽度的增加会使燃料棒内中子吸收增加, 从而使逃脱共振几率随温度升高而下降。这已由非均匀系统内有效共振积分随温度而增大的实验结果所证实 (§3.113)。在这种情况下, dp/dT 及其对燃料的

反应性温度系数的贡献有一个很大的负值。

5.99 在大约自6eV至100eV的中子能区内，铀-238有几个高而窄的明显的共振峰（见图2.17）。因此逃脱共振几率的多普勒展宽效应十分显著，对非均匀系统情况尤为明显。因此，对于采用天然铀或者中等浓集铀作燃料的所有热中子反应堆，燃料（或瞬发）温度系数有一个相当大的负值。对于含有大量钍-232代替铀-238的热中子反应堆，情况也是如此。

缓发（慢化剂）温度系数

5.100 若暂时略去核毒物和其他杂质，则非均匀系统内热中子利用因子的方程(3.96)可以写成

$$f = \frac{V_F \Sigma_{aF}}{V_F \Sigma_{aF} + V_M \Sigma_{aM} R_\phi} = \frac{\tilde{N}_F}{\tilde{N}_F + \tilde{N}_M R_\sigma R_\phi}, \quad (5.64)$$

其中

$$R_\phi \equiv \frac{\phi_M}{\phi_F} \quad \text{以及} \quad R_\sigma \equiv \frac{\sigma_{aM}}{\sigma_{aF}},$$

而各 \tilde{N} 项等于 VN ，分别表示存在于反应堆内的燃料和慢化剂的总核数。因此，由方程(5.63)所确定的慢化剂温度系数取决于 R_ϕ 、 R_σ 以及各 \tilde{N} 项的温度效应。

5.101 量 R_ϕ 称为热中子的不利因子，它是慢化剂内和燃料内的热中子通量之比。由于中子在燃料中被吸收， R_ϕ 总是大于1，但随着温度升高此值趋近于1。因此不利因子的影响将使 f 随温度而增加；这就是说，对 df/dT （从而对 $d\rho_M/dT$ ）的贡献为正值。

5.102 下一步考虑截面之比 R_σ 。如果燃料和慢化剂的吸收截面在热中子能区都正比于 $1/v$ (§2.137)，则在充分热化的系统中 R_σ 将与温度无关。然而在实际的热中子反应堆中情况并非如此。例如，假定反应堆燃料含有铀-235和铀-238。按照图2.16，铀-238的 g 因子接近于1；因此这种物质在各种温度下相对于 $1/v$ 特性的偏离均可忽略。然而，铀-235的 g 小于1，并且随温度的升高而下降；这意味着相对于 $1/v$ 特性呈现负偏离，且其偏离程度在数值上随温度而增加。结果，如果慢化剂呈 $1/v$ 特性，则 R_σ 之值将随温度而增加。这就在 df/dT 中引入一个负贡献。

5.103 如果易裂变物质为钚-239，则情况与此不同。此时 g 因子大于1并随温度显著增加（图2.16）。结果，在 $1/v$ 慢化剂中， R_σ 将随温度的上升而减小，对于 df/dT 就产生一个显著的正贡献。在通常的水慢化动力反应堆中，采用低浓铀作燃料时，钚-239是在运行过程中由铀-238所形成的。因此，对 df/dT 的贡献就有由初始负值（由于铀-235）变成正值（由于钚-239）的趋势。然而，钚-239俘获中子后会形成钚-240，这将对上述情况起一定的抵消作用。

5.104 当燃料或慢化剂内存在核毒物或中子的寄生吸收体时，一般将影响热中子利用因子及其温度依赖性。在方程(5.64)分母上增加一项 $\tilde{N}_P(\sigma_{aP}/\sigma_{aF})(\phi_F/\phi_P)$ 以考虑核毒物对中子的吸收。此项对 df/dT 的影响主要取决于截面比随温度的变化。若燃料中的易裂变物质为铀-235，核毒物硼-10的存在趋向于使 df/dT 向正值方向变化，而氙-135(温度超过200°C时)和钐-149的贡献为负值。

5.105 当慢化剂为液体(例如水)时，温度升高将使它显著膨胀。在大多数实际情况下，反应堆堆芯内慢化剂的体积基本上为常数，从而膨胀将导致慢化剂核总数 \tilde{N}_M 下降。由方程(5.64)可以看出，膨胀的结果使 f 随温度而增大。由物理上看，随着温度升高燃料所吸收的中子比慢化剂吸收的相对更多了。所以液体慢化剂的膨胀对 df/dT 产生正贡献。

5.106 以上所得的结论基于 R_e 保持不变这一隐含假设之上；换言之，其中假定了慢化剂数量的下降不影响热中子能谱。然而，实际情况并非如此。在商业水慢化反应堆中，慢化剂-燃料比通常很小，运行过程中不足以使中子充分热化。膨胀时排出了一定量的慢化剂，使中子能谱向高能方向移动， σ_{aF} 的伴随下降使热中子利用因子显著降低，其对 df/dT 所产生的负效应在数值上可能显著大于慢化剂核数减少所引起的正效应。

5.107 在压水堆内，在水中加进作为核毒物的可溶性硼化合物，用以补偿反应堆新装料时的部分剩余反应性(§5.202)。水随温度增加而膨胀引起核毒物总量 \tilde{N}_P 下降。结果，液体慢化剂内的可溶核毒物对 df/dT 的贡献为正。尽可能降低毒物浓度可以减小这一贡献；实际上，压水堆内水中硼酸的最大(初始)浓度仅为0.2(wt)%。

5.108 至此所讨论的各种效应决定了 df/dT 的数值和符号。然而，慢化剂的(或缓发的)总的反应性温度系数应包括迄今被忽略的 $d\eta/dT$ 以及 dP_{n1}/dT 两项。虽然 η 为燃料的参数，但它随温度而变化，其值由中子谱所决定，从而取决于慢化剂的温度。在绝大多数的重要情况下， $d\eta/dT$ 为负值，并且当热中子反应堆内含有钷-239时，如反应堆运行一段时间之后(见图4.7)， $d\eta/dT$ 的数值更大。

5.109 对一定尺寸的反应堆，不泄漏几率取决于慢化剂的参数，例如年龄-扩散模型中的热中子扩散长度和费米年龄(§3.141)。后两个量一般随温度而增加，所以不难看出，不泄漏几率随温度升高而下降；因此 dP_{n1}/dT 为负值，虽然其值一般不大。使系数为负值的因素之一是慢化剂密度随温度升高而下降，结果，中子更易于从堆芯逃出。使密度下降的一种特殊情况是沸水反应堆内形成蒸汽空泡。蒸汽空泡体积的增加使反应性下降，导致所谓负空泡系数；此性质对这类反应堆的负荷跟踪能力具有重要的作用(§5.214)。

热中子反应堆内的温度系数

5.110 对于燃料中含铀-238(或钍-232)份额很高的热中子反应堆，瞬发的(或燃料的)反应性温度系数总是负值，其数量级在水慢化反应堆内为 $10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ 。此种情况表明热中子动力反应堆对于温度瞬变具有稳定性。在反应堆运行过程中燃料内铀-238所占比例的变化不大，因此 $d\rho_F/dT$ 也不会明显变化。

5.111 因为由燃料温度变化到引起慢化剂温度变化需有一段相当长的时间，所以正的慢化剂系数一般并无危险。这种慢化剂的正反应性贡献发展很慢因而容易控制。由于对缓发(或慢化剂)温度系数贡献的因素很多，所以很难预言究竟它是正值还是负值。此外，在反

应堆的运行过程中它可能变更符号。例如，在某些石墨慢化的反应堆中，铀-239的积累会导致很大的正慢化剂系数，结果使总的等温温度系数变成正值。但因燃料的系数是负值，所以仍然可能稳定运行。

5.112 大多数反应堆，特别是当装有新料时，具有负的反应性等温温度系数。因此，在较高（运行）温度下的零功率有效倍增因子比室温下为低。这就是说，尽管功率很低，反应堆在运行温度下的反应性也显著地低于冷堆起动时的值。为了满足反应堆运行的基本要求，即在运行温度下有效倍增因子必须超过1，冷堆必须具有附加的反应性，同时还需具备与此相应的控制能力（§5.221）。

5.113 对于水慢化反应堆，反应性的等温温度系数的平均值约为 $-1.8 \times 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$ 。压水反应堆在运行过程中水温平均而言将近超出环境温度 300°C 。因此，为了能运行于较高温度所需的附加反应性为 $(300)(1.8 \times 10^{-4})$ ，即约为0.05，此值大体相当于为克服运行过程中裂变产物中毒所需补偿的反应性量（§5.221）。该估计值是在燃料和慢化剂处于相同温度下的零功率反应堆内作出的。然而，当反应堆在一定的功率水平下运行时，燃料的平均温度将显著高于慢化剂的。即使对慢化剂兼作冷却剂的情形，例如水慢化反应堆，情况亦如此。由于燃料的温度系数恒为负值，所以为了能在带功率的情况下运行，冷反应堆除了考虑基于等温（零功率）系数的后备反应性外，还需要具有附加的反应性。

5.114 为了实用方便，一般采用反应性功率系数来代替温度系数；其定义为 $d\rho/dP$ ，这里 P 为反应堆的（热）功率。功率系数是一个复合量，等温系数是其中的一个组成部分。除此以外还要考虑到与运行功率水平有关的燃料-慢化剂温差以及其他各种因素，例如中毒效应也可能随反应堆功率而变化。为了能够稳定运行，其要求之一（并非唯一）是反应性的功率系数应具有负值。

快中子反应堆：多普勒效应

5.115 在一个快中子反应堆中，虽然由于冷却剂核以及可能存在的其他轻元素核的散射碰撞会发生一些慢化，但不存在特意用于慢化中子的慢化剂。与重核的非弹性碰撞也损失一些能量。然而堆内能量低于 100eV 左右的中子相当少。因此，在完全分离的强共振区域内的中子吸收极少；但对热中子反应堆而言，这一能区中的多普勒温度效应却是很重要的。

5.116 在中子能量较高的区域，共振峰逐渐变得不很尖窄和清晰。结果，随着中子能量的增加，多普勒展宽对中子吸收率的影响变为不甚显著。由于快中子反应堆内中子通量随能量而增加（至少在 100keV 以下情况如此），再加上共振峰特性的变化，使得当温度改变时能量约在 1keV 附近能区内的中子对多普勒效应的贡献最大。

5.117 在快中子反应堆内，燃料的成分和冷却剂（通常是液态钠，§1.110）的比例决定了中子能谱的特性。若采用金属的铀-钍燃料，如第一代实验快中子反应堆所采用（或曾采用）的燃料那样，则高能中子的份额要比采用氧化物（或碳化物）燃料的反应堆更大一些（§4.68），即能谱更“硬”。在后一种情况下，所含的轻核在一定程度上慢化中子。因为在装氧化物燃料的快中子反应堆内相当部分中子的能量处于 1keV 附近，所以共振的影响比装金属燃料的反应堆更大一些（见图4.6）。下面即将看到，燃料-冷却剂比例的变化也影响中子能谱。

5.118 快中子反应堆内的反应性温度系数既有瞬发的,也有缓发的。与热中子反应堆类似,瞬发系数主要来自燃料的多普勒效应,但在某些情况下中子泄漏效应也可能起重要作用。缓发系数来自温度升高时与液态钠冷却剂的膨胀相关的一系列因素。

快中子反应堆内的瞬发温度系数

5.119 快中子反应堆内的多普勒效应首先取决于燃料中易裂变核素和可转换核素的性质和数量。对于铀-238而言,多普勒展宽随着温度升高而加强,使中子俘获率增大;因此反应性随温度的升高而减小。所以多普勒系数(即多普勒展宽对燃料温度系数的贡献)为负值。对于较软能谱,它比较硬能谱情况下的数值更大一些,因为前者在1keV能区附近具有更高的中子通量。因此,对于装氧化物燃料的快中子反应堆,铀-238的负多普勒系数比装金属燃料的要更大一些。

5.120 铀-239吸收了中子后,或形成寄生俘获(生成铀-240),或导致裂变,它的许多共振峰都能发生上述两类吸收。如果多普勒展宽的结果相对于裂变而言使寄生俘获增大,则温度的升高将使反应性下降。另一方面,若情况相反,则反应性将随温度而增加。虽然对铀-239来说,其俘获-裂变比的温度效应与中子能谱有关,但一般此核素的多普勒系数为正值,不过数值不大。在目前重要的大型快中子反应堆中,燃料内约含有80%的铀-238(氧化物);因此可转换物质的负温度系数起主要作用,从而燃料温度系数为负值。反应堆在运行过程中所形成的铀-240的温度系数也是负的。

5.121 钠冷却剂会使中子能谱软化从而影响共振吸收。因为在快中子反应堆的安全方面钠起着一定的作用(§12.69),因此常常要区分“有钠”和“无钠”的多普勒系数。计算表明堆芯有钠情况下的多普勒反应性系数为无钠时的1.5至2.0倍。在装有氧化物燃料和采用液态钠作冷却剂的大型快中子反应堆中,由多普勒效应引起的瞬发 dp/dT 的典型数值约为 $-2 \times 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ 。该值几乎全部来自铀-238(和铀-240)的贡献。

5.122 快中子反应堆堆芯冷却剂数量的减少可以通过若干途径影响反应性。如果燃料的温度升高,则由于燃料的瞬时膨胀,并由于热量从燃料传到液态钠中引起钠的缓发膨胀,结果冷却剂被排出堆芯。对于采用金属燃料并具有较硬中子能谱的小型快中子反应堆,冷却剂的膨胀对反应性瞬发温度系数具有显著的负贡献,这是由于中子泄漏增加了。它是小型快堆具有固有稳定性的主要因素。对于具有较软中子能谱的装氧化物燃料的大型反应堆,冷却剂膨胀引起的瞬发温度系数很小,并且可能是正值。

快中子反应堆内的缓发温度系数

5.123 快中子反应堆内的缓发反应性温度系数是由于堆芯内钠冷却剂数量因膨胀而减少导致三方面后果所引起的。首先,钠-23核寄生俘获量减少了;它对 dp/dT 产生正贡献,但其量甚小。其次,中子能谱由于钠散射的减少而硬化;在大型快堆中它对缓发温度系数也是正贡献。最后,中子泄漏增大引起反应性下降。

5.124 钠膨胀对缓发温度系数的总效应是正还是负取决于各种条件。若反应堆尺寸颇小并具有相当硬的中子能谱,则缓发系数为负值,瞬发贡献也为负值。随着反应堆尺寸的增大,泄漏的影响愈来愈小,超过一定尺寸之后,能谱硬化的正贡献起主导作用。装载氧化物燃料的大型快中子反应堆情况就是如此;其缓发反应性温度系数一般为正值。使堆芯的中子

泄漏率增加可以减小此正系数，甚至可能改变其符号；这种情况可以通过增大表面-体积比而实现；譬如说，提高圆柱堆芯的半径-高度比。

反应堆稳定性分析

反应性反馈

5.125 各种扰动（或微扰）将会影响反应性，分析稳态系统对于这些扰动的响应可以研究反应堆的稳定性；这些扰动包括诸如控制棒的移动、功率需求的变化，冷却剂流率的变动等等。如果反应性扰动引起中子通量（从而功率输出）的无限制增长，那么这种反应堆显然是不稳定的。这种增长可以为连续的，也可以表现为幅度不断增长的一组振荡。因而在普遍意义下可以认为：只要在稳态运行过程中反应性的扰动最终导致系统进入另一稳定状态，则反应堆为稳定的。然而，一个系统虽然可以在上述意义下是稳定的，但它从一种稳定状态转向另一稳定状态的过渡过程特性却可能并不令人满意。例如，系统的功率可能在过渡过程平息以前发生大幅度的振荡，致使反应堆不能安全运行。因而，反应堆稳定性的条件之一可以叙述为：由于反应性扰动使反应堆从一种稳定状态向另一种稳定状态过渡的过程中，或者不发生瞬态振荡，或者虽发生振荡但振幅很小并迅速衰减。

5.126 外部变化对稳态系统的影响可以由所形成的瞬态响应来加以确定，这种情况可以通过系统分析来进行研究。所用的方法可以是实验，也可以是计算，甚至两者的某种组合。例如在SPERT（试验功率骤增的专用反应堆）的实验中，发现在一定条件下抽出控制棒所形成的反应性增加伴随发生强烈的功率振荡^[8]。另一方面，采用理论方法分析EBWR（实验沸水反应堆）上观察得到的现象后，证明了它的额定运行功率水平可以十分安全地由20MW增加到50MW（§5.162）。

5.127 倘若核反应堆处于稳定状态时，反应性的一定量增加引起中子通量（和功率）无限上升而不能达到第二个稳定状态，那么这种核反应堆就是内在不稳定的。然而，一般说来反应堆具有某些自调节特性，如负温度系数就是一种稳定因素。这类特性为系统提供一种所谓负反馈。“反馈”一词用于描述任一受控系统的这种性能：对于某一变化（或误差），该系统的响应趋于加强这一变化（正反馈）或者阻碍这一变化（负反馈）。例如，当稳态反应堆反应性增加时，如果不改变冷却剂的流率，将伴随发生温度升高。如果该系统具有负的温度系数，则反应性将会下降，直到系统在一较高温度下达到一个新的稳定状态。某些裂变产物也能对负反馈有所贡献；因为随着中子通量增加，中毒增加，导致反应性下降。下面即将看到氙和钐有时例外。

5.128 在考虑反应性（或有效倍增）反馈时，应该明白正是反应堆输出的变化决定了反馈的大小。反应堆的输出是它的功率，此中有一重要的量是反应性的功率系数（§5.114）。有若干因素可能对该系数有所贡献；此处要讨论的两个明显因素是温度和裂变产物中毒。因为温度反馈和中毒反馈基本上是独立的，所以反应堆系统可以用图5.8所示的这类方框图来表示。反馈环路与反应堆系统平行画出。假定由于功率需求发生变化，通过移动控制棒使有效倍增因子（或反应性）增加了 δk ；于是随之发生的温度变化提供了负反应性反馈 $-\delta k_t$ ，中

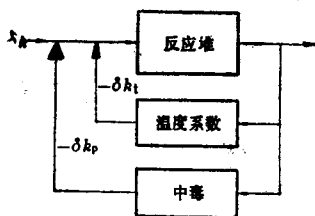


图5.8 温度系数和中毒引起的反馈

毒效应则贡献 $-\delta k_p$ 。因此，有效倍增因子的实际（或净）变化 δk_a 可由下式给出：

$$\delta k_a = \delta k - \delta k_t - \delta k_p,$$

所以负反馈倾向于阻止由功率需求引起的反应性变化。因此，一旦功率意外增长，这种对功率系数的负贡献将有助于使反应堆系统稳定。然而，为使给定的反馈贡献能起作用，其响应时间（或时间常数）必须很短。

5.129 正的慢化剂温度系数具有去稳作用，但由于它一般滞后发生，通常无关紧要。另一方面，如果负反应性系数的时间常数过长，则可能引起功率振荡从而导致不稳定行为。例如，正如所有的裂变产物一样，氙对反应性功率系数作负贡献；但是由碘-135衰变生成氙-135其间有一段延迟，这就构成了氙不稳定性的根本原因（§5.76及以下各节）。钐-149的缓慢生成也产生类似的效应，但其严重性小得多。

拉氏变换表达式

5.130 在对物理系统的稳定性作理论分析时，通常导出一个（或一组）微分方程用以描述系统在受扰情况下偏离于稳定状态的行为。例如，当一个（点）堆在非稳态下运行时，即具有正的或负的反应性时，方程（5.9）和（5.11）给出了中子密度的变化率。对于目前感兴趣的情况，即稳态受到扰动的情况，这些方程可以很容易解出。其结果可用于求得与反应堆预期稳定性特征有关的信息。

5.131 在进行系统分析时，采用微分方程的拉氏变换表达式往往较为方便。在目前情况下，拉氏变换将以时间变量 t 表示的微分方程转换成以复变量 s 表示的代数方程，此处

$$s = a + jb,$$

其中 a 和 b 为实数而 j 为 $\sqrt{-1}$ 。在一定的数学条件下（目前感兴趣的情况一般都能满足这些条件），函数 $f(t)$ 的拉氏变换可表示为

$$L\{f(t)\} \equiv \int_0^{\infty} f(t)e^{-st} dt \equiv F(s). \quad (5.65)$$

通过这一运算，函数由时域变换到频域中。进行此种变换之后，所得的方程就可以按通常的代数方程那样处理。完成所需的运算后，可将代数方程再转换回时域以给出原来微分方程之解。然而，在系统分析中，所需的信息常常可通过使用图解法直接由代数方程得到。

5.132 在对微分方程作拉氏变换时，通常不必进行方程（5.65）所示的运算。一般的做法是采用拉氏变换表，在表5.5中给出了若干例子。利用标准的成熟技巧，对复杂微分方程完成所需的变换不致有很大的困难。

燃料-慢化剂时间常数

5.133 作为应用拉氏变换的简例，现在来推导非均匀反应堆受扰后燃料温度与慢化剂

表5.5 拉氏变换

$f(t)$	$F(s)$	$f(t)$	$F(s)$
a	a/s	t^n	$n!/s^{n+1}$
t	t/s^2	e^{at}	$1/(s-a)$
at	a/s^2	$d^n f(t)/dt^n$	$s^n F(s)$

• 设 $t=0$ 时系统处于稳态并且 $f(0)=0$ 。

温度之间的关系。假定系统一直以稳定状态运行，然后以某种任意的方式使反应性增加；燃料的温度 T_f 将相应增加，但慢化剂的温度 T_m 的变化有一定程度的滞后。在任一时刻 t ， $T_f(t)$ 和 $T_m(t)$ 之间关系的合理表达式可写为：

$$T_f(t) - T_m(t) = \tau \frac{dT_m}{dt} \quad (5.66)$$

其中 τ 为时间常数。以 $T_f(s)$ 和 $T_m(s)$ 分别记燃料和慢化剂温度的拉氏变换，由表5.5可得

$$T_f(s) - T_m(s) = \tau s T_m(s)$$

或

$$\frac{T_m(s)}{T_f(s)} = \frac{1}{\tau s + 1} = \frac{1/\tau}{s + 1/\tau} \quad (5.67)$$

这一结果是十分普遍的；它与燃料温度增加的方式毫无关系，只要 $T_f(0)$ 为零或者 T_f 和 T_m 具有相同的初值 (§5.314)。

5.134 对于反应性和燃料温度阶跃变化的情况，上例能得到简单解。如果燃料温度突然增加然后保持常数，则它的拉氏变换为 $T_f(s) = T_f(t)/s$ ，所以由方程(5.67)可得

$$T_m(s) = T_f(t) \frac{1/\tau}{s(s + 1/\tau)}$$

取拉氏逆变换，就得到

$$T_m(t) = T_f(1 - e^{-t/\tau})$$

若不将阶跃变化前燃料的初始温度视为零，可令燃料和慢化剂的初始温度相同，例如均等于 T_0 ；将它加到方程的两边，结果得到

$$T_m(t) = T_0 + T_f(1 - e^{-t/\tau}),$$

其中 $T_m(t)$ 现在包括 T_0 ， T_f 是燃料温度的阶跃增加值，所以实际的燃料温度是 $T_0 + T_f$ 。可以看出慢化剂温度逐渐接近于燃料温度，其速率取决于时间常数。时间常数的大小又取决

于由燃料向慢化剂的传热率以及慢化剂的热导率与热容量。若此时间常数很大，则慢化剂的温度将显著滞后于燃料的温度 (§ 5.92)。

传递函数

5.135 在导出称为传递函数的这种重要系统特性时，拉氏变换表达式特别有用。从最广义的角度来看，传递函数乃是描述当信息（或信号）通过一个物理系统传送时系统对信息（或信号）施加影响的数学表达式。它可以十分普遍地定义为：

$$\text{传递函数} = \frac{\text{输出信号的拉氏变换}}{\text{输入信号的拉氏变换}} \quad (5.68)$$

传递函数表示系统对于所传送的信号或扰动的一种特征属性；例如，一个反应堆具有某种确定的传递函数以描述中子通量对稳态系统内反应性变化的响应。用下述方式分析反应堆的传递函数，就能阐明计及反馈效应的系统稳定性。

5.136 如果输入信号（或扰动）随时间作正弦变化，只要所研究的系统是线性的（且是稳定的），则经过短时间之后，输出信号（或响应）也将是正弦的。它和输入仅在幅度和相位上不同。若扰动的幅度很小，则一般来说均能满足线性要求。正弦输入信号（或扰动力函数）可以写为：

$$\theta_i(t) = A \sin \omega t,$$

其中 A 为正弦波的幅度， ω 为以弧度每秒为单位的角频率，即 $2\pi f$ ，此处 f 为以赫兹（周数每秒）为单位的实际频率。于是（稳定）线性系统的稳态输出信号为

$$\theta_o(t) = B \sin(\omega t + \phi),$$

其中 B 为输出信号的幅度， ϕ 为表示响应和扰动之间滞后关系的相角。

5.137 首先考虑一个开环系统，即图 5.9 中画出的那种无反馈的系统。如果以 $\tilde{\theta}$ 表示 θ 的拉氏变换，则方程 (5.68) 所定义的传递函数可写成

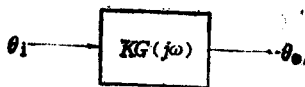


图 5.9 开环系统单个单元的传递函数

$$\text{传递函数} = \frac{\tilde{\theta}_o(j\omega)}{\tilde{\theta}_i(j\omega)} = KG(j\omega), \quad (5.69)$$

这里，对于正弦输入信号情况，变量 s 等于 $j\omega$ 。系数 K 为与频率无关的常数，而 $G(j\omega)$ 通过复数描写幅度-相位关系。量 $KG(j\omega)$ 为开环传递函数；对一个反应堆，此量亦称零功率函数，以下即将加以讨论。

5.138 通常可将 $G(j\omega)$ 写成实数项和虚数项之和；于是

$$\begin{aligned} G(j\omega) &= x + jy \\ &= |G(j\omega)| e^{i\phi} \end{aligned}$$

其中 x 为 $G(j\omega)$ 的实部, y 为其虚部, $|G(j\omega)|$ 为其模*。此外, 相角 ϕ 的值可表示为:

$$\phi = \tan^{-1} \frac{y}{x} = \tan^{-1} \frac{G(j\omega) \text{ 的虚部}}{G(j\omega) \text{ 的实部}}$$

因此, 如果我们从实验上或通过数学分析将传递函数用正弦扰动力函数的频率 ω 表出, 一般即可算出 $K|G(j\omega)|$ 和 ϕ 二量。 $K|G(j\omega)|$ 的另一种理解是把它看成矢量, 它的值等于 $K|G(j\omega)|$, 称为幅度或增益, 它的方向则由相角 ϕ 决定。这几个量是系统传递函数的基本组分, 可以由它们判断系统的特性。

5.139 传递函数概念的优点之一是它能相当简单地表示出由若干相关的或独立的单元所构成的复合系统的功能。为此目的可利用方框图。每一个单元都可以表示成图5.9中的形式, 由非相关单元序列(或串联组)组成的开环系统可画成图5.10的形式。于是很容易证明串联系统总的传递函数由下式给出:

$$\begin{aligned} KG(\text{overall}) &= K_1 G_1(j\omega) \times K_2 G_2(j\omega) \times K_3 G_3(j\omega) \\ &= (K_1 K_2 K_3) [G_1(j\omega) G_2(j\omega) G_3(j\omega)] \end{aligned} \quad (5.70)$$

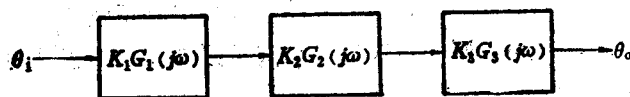


图5.10 开环系统中串联单元的传递函数

5.140 图5.11中画出通常称为闭环系统的带反馈简单系统, 其中 $K_t G_t$ 为反馈传递函数*。令 θ_i 为输入信号, θ_s 为标有“系统”方块的输出, θ_o 为反馈输出信号; 因此加在系统上的误差信号 ϵ 等于 $\theta_i - \theta_o$ 。系统单独的贡献为

$$\frac{\tilde{\theta}_s}{\tilde{\theta}_i - \tilde{\theta}_o} = K_s G_s$$

而反馈的贡献为

$$\frac{\tilde{\theta}_o}{\tilde{\theta}_i} = K_t G_t$$

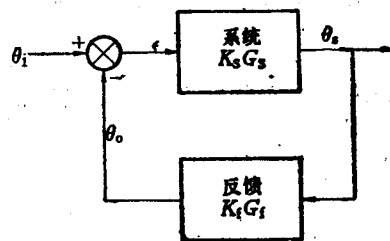


图5.11 有反馈的传递函数

因此包括反馈效应在内的系统传递函数为:

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{\theta}_s}{\tilde{\theta}_i} &= \frac{K_s G_s}{1 + (K_s G_s)(K_t G_t)} \\ &= \frac{K_s G_s}{1 + (K_s K_t)(G_s G_t)} \end{aligned} \quad (5.71)$$

如果所研究的系统是一个反应堆, 并且一般来说它的传递函数定义为功率(或中子密度)对

*原文有误。——译者

•• 因为下面的处理中几乎到处用到变量 $j\omega$, 从此处起将其省略。

于反应性扰动的响应, 则常数 K , 正比于反应堆功率。因此, 功率很低时方程 (5.71) 的分母近似为 1, 因而带反馈反应堆的传递函数基本上等于开环系统的值 $K_c G_c$ 。这就是有时把后者称为反应堆的零功率传递函数的原因。

5.141 对于由许多独立单元构成的系统, 其传递函数可以通过相同的方法得到。作为一例, 考虑图 5.12 所示的带反馈的简单反应堆系统。输入的反应性信号是有效倍增因子的变化 δk , 它引起控制棒运动, 从而使稳态中子密度增大 δn ; $K_c G_c$ 为包括棒、传动机构等的控制系统的传递函数, $K_r G_r$ 为无反馈反应堆的传递函数, $K_f G_f$ 为反馈贡献, 例如温度系数和中毒的贡献。于是可得

$$\frac{\tilde{\theta}_o}{\tilde{\theta}_i} = \frac{\delta n}{\delta k} = \frac{(K_c K_r)(G_c G_r)}{1 + (K_c K_r K_f)(G_c G_r G_f)} \quad (5.72)$$

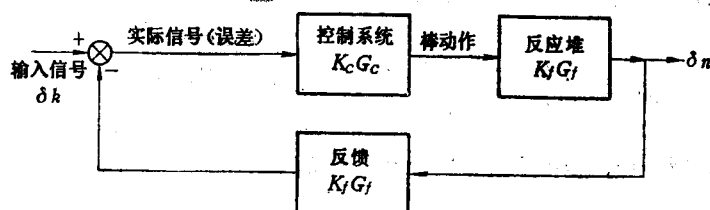


图 5.12 简化反应堆系统的传递函数
(右上方 KG 的下角标应为 r —译者)

5.142 如果一个反应堆系统不太复杂, 则传递函数可通过计算方法求得。一般的方法是先计算开环传递函数, 然后象上面那样把各反馈项加到分母上。这一程序的优点在于它便于找出可能引起不稳定性的因素。运行反应堆的传递函数通常由实验方法确定, 然后借助于反馈模型或反应堆模拟器分析这些结果以指出可能的不稳定源。

反应堆开环传递函数

5.143 点堆的开环传递函数, 即无反馈的传递函数, 可根据反应堆动力学的微分方程组 (参见 § 5.5 等) 计算。为了确保其线性 (这是传递函数方法的基本要求), 反应性必须很小。因此, 有效倍增因子近似为 1, 反应性 ρ 可用 $\delta k (=k-1)$ 代替。作该代换后, 单群缓发中子的方程 (5.9) 和 (5.11) 分别变为

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k - \beta}{l} n + \lambda C \quad (5.73)$$

以及

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta}{l} n - \lambda C \quad (5.74)$$

两式相加后给出

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k}{l} n - \frac{dC}{dt} \quad (5.75)$$

5.144 假定反应堆在初始时刻处于稳定状态, 其中子密度和缓发中子先驱核密度分别

为 n_0 和 C_0 。然后使有效倍增因子发生正弦时间变化，在任一时刻

$$n = n_0 + \delta n \quad \text{以及} \quad C = C_0 + \delta C.$$

因此，方程 (5.75) 可以写为

$$\frac{dn}{dt} = \frac{d(\delta n)}{dt} = \frac{\delta k}{l} n_0 + \frac{\delta k}{l} \delta n - \frac{d(\delta C)}{dt}. \quad (5.76)$$

只要 δk 的变化很小， δn 也将很小，所以 $\delta k \delta n / l$ 项可以忽略，方程 (5.76) 仍保持所需的线性形式

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k}{l} n_0 - \frac{d(\delta C)}{dt}. \quad (5.77)$$

类似地，方程 (5.74) 变为

$$\frac{dC}{dt} = \frac{d(\delta C)}{dt} = -\frac{\beta}{l} (n_0 + \delta n) - \lambda (C_0 + \delta C). \quad (5.78)$$

在稳定状态中， $dC/dt = 0$ ， $\delta n = 0$ 以及 $\delta C = 0$ ；因此，

$$-\frac{\beta}{l} n_0 = \lambda C_0,$$

把这个结果和方程 (5.78) 合并就得到

$$\frac{d(\delta C)}{dt} = \frac{\beta}{l} \delta n - \lambda \delta C. \quad (5.79)$$

5.145 对方程 (5.77) 和 (5.79) 作拉氏变换，因为时间变化假定是正弦的，所以将拉氏变换变量写成 $j\omega$ ，结果为

$$j\omega \delta n(j\omega) = \frac{n_0}{l} \delta k(j\omega) - j\omega \delta C(j\omega)$$

和

$$j\omega \delta C(j\omega) = -\frac{\beta}{l} \delta n(j\omega) - \lambda \delta C(j\omega),$$

因为已经假定初始时系统处于稳定状态。从这两个代数方程中可以求得

$$\frac{\delta n(j\omega)}{\delta k(j\omega)} = \frac{n_0}{j\omega l + \frac{j\omega \beta}{j\omega + \lambda}},$$

对应于六组缓发中子的表达式为

$$\frac{\delta n(j\omega)}{\delta k(j\omega)} = \frac{n_0}{j\omega l + \sum_{i=1}^6 \frac{j\omega \beta_i}{j\omega + \lambda_i}}. \quad (5.80)$$

这个关系式给出了表示中子密度（或功率）对反应性小变化的响应的反应堆传递函数。可以看到常系数 K 中含有的 n_0 正比于反应堆的功率（§5.140）。

5.146 因为缓发中子先驱核的 β 和 λ 均为已知，故采用给定的瞬发中子寿命值 l ，可对一个频率范围由方程（5.80）算出传递函数。然后对每一个频率将传递函数分解为模和复部；模给出增益（或幅度），复部给出相角（§5.138）。在波特图中，将增益的对数值和以度为单位的相角对于对数频率画出曲线。增益通常以分贝（db）数表出，其定义为

$$\text{分贝增益 (db)} = 20 \log (K |G|) = 20 \log K + 20 \log |G|,$$

有时将数值归一化，使得对某些特定条件当频率（角频率，或周数每秒）为1时的增益为零分贝。

5.147 图5.13中对于铀-235画出各种 l 值下与方程（5.80）相应的波特图；其中增益曲线

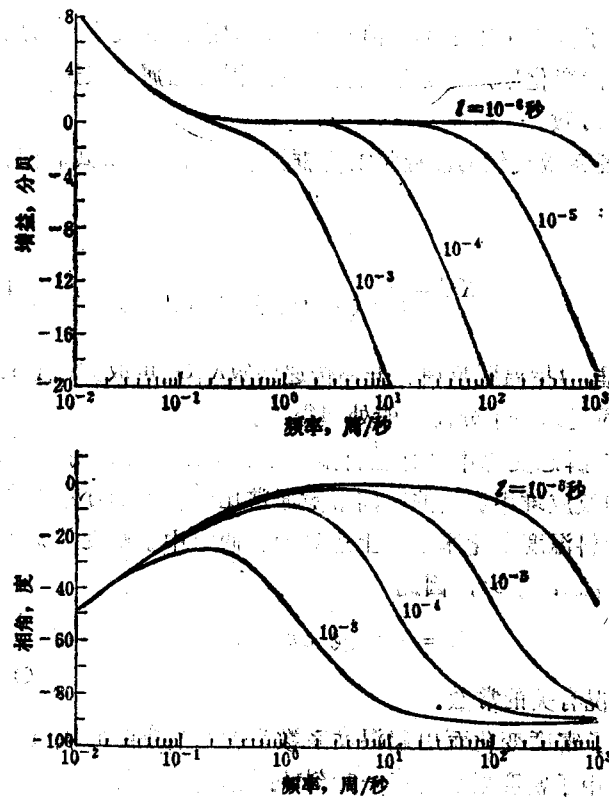


图5.13 各种中子寿命下的增益和相角图（经同意根据下书中的插图改画：“Control of Nuclear Reactors and Power Plants,” by M.A.Schultz, Copyright, 1961, McGraw-Hill Book Co., Inc.）

已进行了归一，使得当 $l=10^{-4}$ s时1周每秒处的增益为零^[10]。从图中可明显看出，当频率变小时开环反应堆系统的增益趋于无穷。因此可以预计无反馈的反应堆是内在不稳定的。严格而言，这个结论适用于扰动不大的线性系统。然而，从基本物理图象可以肯定，无反馈的反应堆对于大的反应性扰动也同样是不稳定的。

负温度系数反馈

5.148 前面已看到, 温度系数是对反应性功率系数作出贡献的因素之一。时间常数较小的负密度系数能限制反应堆功率水平的增长率, 因而使它较易控制。由于反应堆功率正比于中子温度, 所以反应性的功率系数可表示为 Cdk/dn , 其中 dk 为伴随着中子密度变化 dn 发生的有效倍增因子 (或反应性) 的变化, C 为一常数。总的反应性变化由各种因素组成, 和温度有关的功率系数部分可写为 Cdk_t/dn 。在实用上, 比较方便的做法是将反应性功率系数中与温度有关的部分分解成两部分, 即

$$C \frac{dk_t}{dn} = \frac{dk_t}{dT} \left(C \frac{dT}{dn} \right),$$

其中右方第一个因子基本上等于本章前面讨论过的通常的反应性温度系数。第二个因子表示温度随反应堆功率的变化率, 一般指燃料温度, 因为它属于快速响应。为简单起见, 在以下的处理中将其取为常数。

5.149 带温度系数反馈的反应堆的方框图和图 5.11 的形式相同; 系统总的传递函数由方程 (5.71) 给出:

$$KG = \frac{K_r G_r}{1 + (K_r G_r) (K_t G_t)}, \quad (5.81)$$

其中下标 r 指反应堆, t 指温度反馈。开环传递函数 $K_r G_r$ 可取方程 (5.80) 的结果。因而只需确定 $K_t G_t$ 。这可通过以下十分简化的处理得到。

5.150 假定在瞬态变化中只有燃料温度才影响反应性。前面已看到这是一个良好的近似, 因为在非均匀反应堆中燃料的时间常数通常比慢化剂的小很多。然而, 也可以采用总的温度变化而不用燃料温度变化来推广上述处理。假定中子密度的某种增加 δn 引起燃料温度总的变化 δT_t 。设 δT_t 正比于 δn , 因此

$$\delta T_t = A \delta n \text{ 或 } \delta n = \delta T_t / A,$$

其中 A 为与堆内情况有关的常数。

5.151 由中子密度变化而引起温度系数反馈的响应时间取决于燃料元件温度增加 δT_t 的速率。如果 δT 为中子密度增加后任一时刻 t 的温度增量, 则 δT 随时间变化的合理表达式由下式给出:

$$\delta T_t - \delta T = \tau \frac{d(\delta T)}{dt},$$

这意味着 δT 以指数方式逐渐趋近于 δT_t **, 时间常数为 τ 。可以看出这一方程类似于方程 (5.66), 所以, 对比方程 (5.67) 可给出拉氏变换关系式:

* 原文右端项误为 $\tau \frac{d(\delta T)}{dT}$ 。——译者

** 原文误为 δT 。——译者

$$\frac{\delta T(j\omega)}{\delta T_r(j\omega)} = \frac{1}{j\omega\tau + 1}$$

5.152 反应性的功率系数 (§5.114) 等于 αAC , 其中 α 是通常用到的反应性的 (负) 温度系数。于是, 反馈传递函数为

$$\frac{\delta k(j\omega)}{\delta n(j\omega)} = \alpha AC \frac{\delta T(j\omega)}{\delta T_r(j\omega)} = \frac{K_t}{j\omega\tau + 1}$$

其中用 K_t 表示 αAC 。因此, 从方程 (5.81) 得到

$$KG = \frac{K_t G_r}{1 + K_t G_r [K_r / (j\omega\tau + 1)]} \quad (5.82)$$

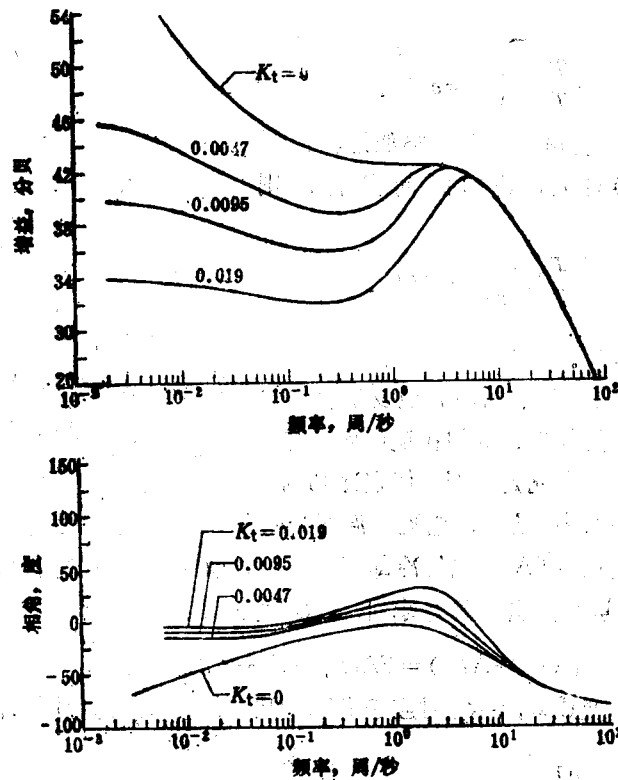


图5.14 各种温度系数下的增益和相角图 (经同意根据下书插图改画:

"Control of Nuclear Reactors and Power Plants," by M.A.

Schultz. Copyright, 1961, McGraw-Hill Book Co., Inc.)

图5.14中对于几个与反应性负功率系数对应的 K_t 值画出了由方程 (5.82) 描述的增益与相角图, 计算中取 $\tau = 0.159$ s; $K_r G_r$ 的值是由 $l = 10^{-4}$ s 的方程 (5.80) 推出的^[11]。将图 5.13 和 5.14 相比较可看出低频处增益曲线的差异; 此刻当频率趋于零时增益维持在有限值, 因

而稳定是可能的。

冷却剂环路的传递函数

5.153 一个核电厂系统除反应堆堆芯以外还包括许多部件,必须在过渡过程特性的分析中加以考虑。这些部件包括冷却剂环路和发电设备。冷却剂环路的某些方面很容易进行简单的分析。本节对此将作一简述。例如,考虑冷却剂从反应堆到热交换器以及相反的传送(图5.15)。假定在管道中不损失热量,但是热交换器出口处发生的温度变化传到反应堆的入口处有一单纯的时间延迟;该延迟时间就是冷却剂通过这段管道长度所需的平均时间。在温度变化后热交换器出口温度 T_h 和反应堆入口温度 T_r 之间的关系为:

$$T_r(t) = T_h(t - \tau)$$

结果反应堆那里的温度滞后了时间 τ 。该表达式的拉氏变换为:

$$T_r(s) = T_h(s)e^{-s\tau},$$

传递函数为:

$$\frac{T_r(s)}{T_h(s)} = e^{-s\tau}.$$

对于正弦温度变化,变量 s 要用 $j\omega$ 代替。类似地,若 τ' 是从反应堆出口到热交换器入口处的时间滞后,则传递函数为:

$$\frac{T_h'(s)}{T_r'(s)} = e^{-s\tau'}$$

其中各符号的意义见图5.15。

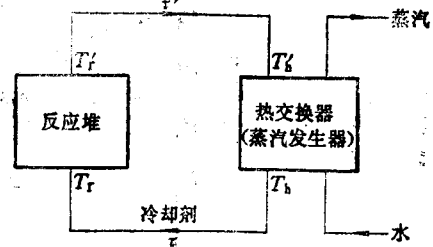


图5.15 反应堆和热交换器(蒸汽发生器)之间冷却剂的传送

5.154 另一种情况是在流道断面面积发生变化的地方与冷却剂的混合有关的延迟。例如在反应堆或热交换器入口联箱处发生的混合就是一例。假定冷却剂在流道内以温度 T_i 和体积流率 F 流动,它流入温度为 T_0 、体积为 V 的宽流道中。考察时间间隔 Δt 中的变化。在这段时间内有 $F\Delta t$ 体积的冷却剂进入了宽通道,并在完全混合假定下使那里的温度改变 ΔT_0 。于是热量和体积平衡要求下式得到满足:

$$V(T_0 + \Delta T_0) = F\Delta t T_i + (V - F\Delta t)T_0.$$

对于极短的时间间隔, Δt 变成 dt , ΔT_0 对应于 dT_0 ,所以在重新排列后可以得到:

$$\frac{dT_0}{dt} + \frac{F}{V}T_0 = \frac{F}{V}T_i,$$

或者,假定在两个流道中初始温度相同,就可写成拉氏变换形式

$$s T_0(s) + \frac{F}{V}T_0(s) = \frac{F}{V}T_i(s).$$

于是传递函数为

$$\frac{T_0(s)}{T_i(s)} = \frac{1}{(V/F)S + 1} = \frac{1}{\tau S + 1},$$

此处 V/F 具有时间的量纲并等效于时间常数 τ 。这一结果与方程(5.67)相似,并说明宽流道内的温度以指数形式逐渐趋近于流入冷却剂的温度,时间常数取决于宽流道体积与冷却剂流率之比。

5.155 与冷却剂环路有关的各种传递函数是温度反馈环路的一部分。由此可见温度反馈环路取决于反应堆堆芯外部的设备的传热和其他物理特征。因此为了表示整个反应堆系统的传递函数,需考虑会影响反应性从而影响反应堆功率响应的每一个部件的特性。

传递函数的实验确定^[12]

5.156 确定一个正在运行的反应堆传递函数的最直接的方法是利用§5.136中叙述的原理。通过控制棒不断上下运动使稳态反应堆受到微小的正弦反应性扰动;然后测量对应于各种扰动频率所产生的功率(或中子通量)变化,包括幅度和相角。从测量结果可以直接画出传递函数的波特图。已经发展了确定传递函数的另外几种方法,它们比刚才提到的那种方法常常更加方便。这些方法的理论基础比较复杂,不便在本书中叙述,同时在应用这些方法时通常需要对反应堆的扰动响应进行计算机分析。然而,下列这些方法的概要仍然值得一述。

5.157 在所谓相关法中,通过多少具有随机性的方式插入和提出中子吸收体(可以是一根控制棒),使反应性在一个窄的范围内变化。实际上,这种做法相当于同时引入所有频率的扰动,而非每次仅引入一种频率。在实验上,既无可能也不必提供严格随机的反应性扰动。作为一种代替方法,可以很方便地采用在给定时间内由正到负的周期性变化的扰动。测出反应堆功率(或中子通量)的相应变化,从反应性变化与功率变化之间的时间相关性上求出反应堆的传递函数。

5.158 测定反应堆传递函数的增益因子(但不包括相位)的一种非常简单的方法基于观测反应堆的“噪声”。这是指反应堆正常运行过程中功率不断发生的微小随机变化。例如,所有的核过程都具有统计的基础;结果,反应堆内的实际中子通量(和裂变率)围绕着平衡值不断地波动着。此外,温度、密度等量通常也有微小的波动。这些变化将对反应性产生影响从而形成噪声。利用响应时间极短的中子敏感元件记录下这种噪声然后进行傅里叶分析,就能对频率的一定范围算出传递函数的增益因子。计算根据扰动完全随机的假定进行。虽然在噪声方法中存在某些问题,但其优点在于观测时不干扰反应堆的正常运行。

反应堆稳定性条件

5.159 带反馈系统的稳定性的基本条件如下。若令传递函数表达式的分母为零,即令

$$1 + KG(j\omega) = 0,$$

其中 K 和 G 分别为方程(5.71)中的 K, K_i 和 G, G_i ,则当该表达式所有的根都具有负的实部时,系统对于小扰动将是稳定的^[13]。这一条件对于非反应堆系统也可应用,有时叫做尼奎斯特判据;一种叫作尼奎斯特图的图解表示法可为研究系统的稳定性提供手段。此处将根据波特图说明一个比较简单但限于定性的方法。

5.160 从图5.14中可以看出,对具有显著负反馈的系统,增益-频率图在某些特定的频率处呈现极大值,称之为共振。共振的存在意味着对于共振点附近的频率系统可能表现出响应振荡。当共振峰很高时,系统是弱阻尼的,振荡的幅度很大;在一个反应堆中,所发生

的功率振荡可能持续几个周期，即使衰减也很缓慢。另一方面，当无峰值时，只要系统是稳定的，它就表现为过阻尼，向新的稳定状态的变化过程十分缓慢。

5.161 通常最希望发生如下情况：共振频率较高但共振峰不很强烈；这种系统将具有快速的响应，它只作很少几次相当小幅度的振荡，在短时间内就衰减。这类迅速衰减系统所具有的最小响应时间约等于共振频率倒数的两倍。若一反应堆系统传递函数的共振不够理想，往往可以通过调整设计或运行工况，以改善共振状态。

5.162 在现代沸水反应堆的发展过程中，早期设计之一是实验沸水反应堆或EBWR (§1.85)。在这种反应堆中，冷却剂水依靠自然对流经过堆芯进行循环。为了研究EBWR的稳定性，曾以一组不同的频率引入小的正弦反应性扰动来确定其传递函数。还对于几种反馈机制情况计算了传递函数。图5.16中画出了对应于5.4、19.9以及50MW(热)三种功率水平下增益随频率变化的结果^[14]。虽然EBWR的设计运行功率为20MW，但传递函数表明功率水平为50MW是可能的。随后又作了某些修改后，热功率输出增加到60MW，运行仍完全稳定，目前，冷却水作强迫循环的大型沸水反应堆 (§1.99等)的设计运行(热)功率水平高达3000MW以上。

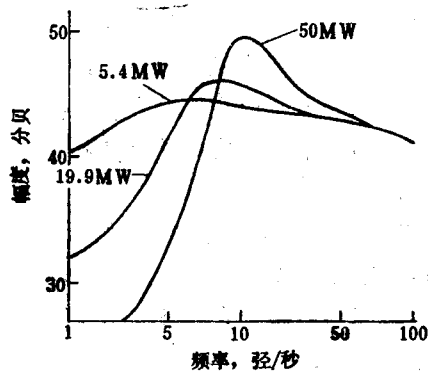


图5.16 实验沸水反应堆的传递函数
(T. Snyder and J.A. Thie)

反应堆模拟器

5.163 应用电模拟器可以使反应堆系统的分析大为简化。最早的模拟器是模拟式的，其中描述反应堆系统行为的反应堆动力学和其他微分方程由电路和电子线路来模拟。在较新的设计中，采用数字方法(或模拟方法与数字方法的结合)解出这些方程。在某些模拟器中，还接入了如控制机构等实际的系统部件，以提供比数学描述更为满意的模拟。根据反应堆的实际经验调整某些常数后，模拟器可以提供反应堆电厂的精确描述。

5.164 在目前，数字型反应堆模拟器主要用于培训核电厂的运行人员。然而它们象模拟式模拟器一样，也可用于设计和检验控制系统，并用来研究各种反应性反馈机制对反应堆稳定性的影响。

反应性的大幅度增加

5.165 到目前为止，讨论的问题都是关于反应堆系统对小反应性变化的响应。然而，有几种可能情况，其中所关心的是对于反应性大幅度增加(或反应性“骤增”)的响应。这方面的例子有：(1)为产生实验用的短强中子脉冲而设计的脉冲反应堆，(2)极限工况下的反应堆安全试验，(3)一组控制棒的快速事故性抽出。在所有上述情况下，系统突然处于超瞬发临界的状态，结果中子密度(以及释热率)开始很快增长，温度随之上升。但是如果系统具有负的反应性温度系数，则反应性在初始上升后将不断下降，最后下降到零(或甚至变为负值)。这时骤增就终止了。

5.166 可以用带反馈的简单点堆模型得到关于反应性(或功率)骤增特征的一些有用

结论^[15]。以 ρ_0 表示在低功率水平下运行的反应堆由于阶跃变化而引起的反应性初始增加。若 $\alpha(=-d\rho/dT)$ 为加负号的反应性温度系数值，即 α 为一正量，则在温度增加 T 后形成的反应性为

$$\rho = \rho_0 - \alpha T.$$

假定功率骤增的时间极短，以致从系统中损失的热量可以略而不计。于是热能增量 E 和温度 T 由下式联系：

$$E = CT,$$

其中 C 为系统的热容量，即质量乘以比热。因此

$$\rho = \rho_0 - \frac{\alpha}{C} E = \rho_0 - \gamma E, \quad (5.83)$$

此处 $\gamma = \alpha/C = -d\rho/dE$ 为反应性能量系数的负值。反应堆功率 P 等于能量的时间变化率，即等于 dE/dt ；将方程(5.83)对时间微分就得到

$$P = \frac{dE}{dt} = -\frac{1}{\gamma} \frac{d\rho}{dt}.$$

因而可以得出

$$\frac{d\rho}{dt} = -\gamma P. \quad (5.84)$$

5.167 若 ρ_0 显著大于 β ，即反应性远超过瞬发临界值，则缓发中子可以忽略(§5.41)，且由于 P 与中子密度 n 成正比，方程(5.9)可以写成：

$$\frac{dP}{dt} = k \frac{\rho - \beta}{l} P. \quad (5.85)$$

为了简化以下的处理， k 取作1，这不会影响一般结论。利用方程(5.84)消去时间变量，结果得出

$$\frac{dP}{d\rho} = -\frac{\rho - \beta}{\gamma l},$$

积分后得到

$$P = A - \frac{(\rho - \beta)^2}{2\gamma l}, \quad (5.86)$$

其中 A 为积分常数。如果反应堆在功率骤增以前始终运行于低功率，则可以在初始 $\rho = \rho_0$ 时令 $P = 0$ 来计算 A 之值。由此得到

$$A = \frac{(\rho_0 - \beta)^2}{2\gamma l},$$

方程(5.86)就变为

• 此处给出的处理方法是诺德亥姆-富克斯(Nordheim-Fuchs)模型的一种简化形式。该模型由L.W.诺德亥姆(1945)和K.富克斯(1946)独立提出，后来由G.E.汉森(1952)加以修改。

$$P = \frac{1}{2\gamma l} [(\rho_0 - \beta)^2 - (\rho - \beta)^2]. \quad (5.87)$$

5.168 从方程(5.87)可以看出,初始为零的热功率 P 随着 ρ 的下降而开始增加,当 $\rho = \beta$ 时它达到一个极大值。然后功率下降,直到当 $\rho - \beta = -(\rho_0 - \beta)$ 时,即当 $\rho = 2\beta - \rho_0$ 时,功率重新下降到零;这表示功率骤增的终止,因为由于热反馈功率已恢复到其初始值。显然,这一模型必须当 $2\beta - \rho_0$ 为负值时才有效,这时系统才能是次临界的。因此 ρ_0 应大于 2β 。在骤增过程中功率(或释热率)随反应性的变化在图5.17中用曲线定性画出,它对于 $\rho = \beta$ 处的极大值左右对称。实际上,当骤增结束时功率并不下降到零,而是如虚线所示逐渐地下降,这是由简单模型中所忽略掉的缓发中子引起的裂变造成的。

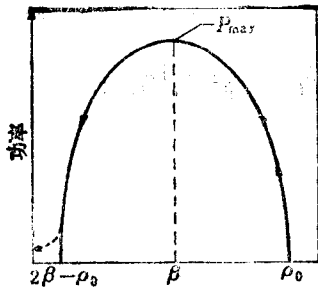


图5.17 根据诺德亥姆-富克斯模型得出的大反应性骤增中的功率变化

5.169 功率骤增的有效持续时间近似等于 E/P_{max} ,其中 E 为释放的总能量, P_{max} 为功率的最大值。总能量可在方程(5.83)中令 $\rho = 2\beta - \rho_0$ 而得到,即

$$E = \frac{2(\rho_0 - \beta)}{\gamma}, \quad (5.88)$$

P_{max} 由方程(5.87)令 $\rho = \beta$ 得出为

$$P_{max} = \frac{(\rho_0 - \beta)^2}{2\gamma l}.$$

因此功率骤增的有效持续时间 τ 为

$$\tau \approx \frac{E}{P_{max}} = \frac{4l}{\rho_0 - \beta}.$$

对于大的反应性值,反应堆周期由方程(5.42)给出;因此对应于初始反应性 ρ_0 的周期 T_{ρ_0} 为

$$T_{\rho_0} = \frac{l}{\rho_0 - \beta}.$$

从而得出:

$$\tau \approx 4 T_{\rho_0}.$$

所以功率骤增的持续时间大体为反应堆初始周期的四倍。更精确处理的结果表明这个时间可能还要长一点。

5.170 从描述反应性大幅度增加的表达式中可得出几个重要的一般性结论。在从低功率水平开始的骤增中,按照方程(5.88),释放的总能量和瞬发中子寿命无关。因此,对于给定的 ρ_0 和 β (或更确切地说对于一定的 $\rho_0 - \beta$),在功率骤增中热中子反应堆($l = 10^{-4}$ 至 10^{-2} s)所释放的能量和快中子反应堆($l = 10^{-8}$ 至 10^{-7} s)的相同。然而功率峰值却与中子寿命成反比。换句话说,对于相同的 $\rho_0 - \beta$ 值,快中子反应堆中的能量释放比热中子反应堆中快得多。因此,预计快堆内由物质膨胀所引起可能导致堆芯解体的压力和加速度峰值比热堆内的相应值要高得多。还应记住,快堆内所用的易裂变材料钚-239的 β 值比热堆内常用的易

裂变材料铀-235的 β 值小得多(表2.10)。因此,对相同的 $\rho_0 - \beta$,快堆内的 ρ_0 值就小些。不管怎样,为了同时减小 E 和 P_{max} ,最好使 γ (即 α/C)尽可能增大;这就是说,希望反应堆具有负温度系数大而热容量小的特性。

反应堆控制的一般特征

引 言

5.171 反应堆控制系统的基本目的是在常规运行过程中为起动反应堆(即将功率输出提升到所需水平),维持恒定功率水平,以及停闭反应堆提供手段。动力反应堆还有一个保护系统附属于控制系统,当出现可能导致潜在不安全工况的事件时保护系统可以自动停闭反应堆。在第十一章中将讨论反应堆保护系统的许多特性,但其中某些方面将在此处研究。

5.172 核反应堆控制系统设计方面的重要特点之一是:在大部分动力反应堆中,新燃料不可能连续地代换消耗掉的燃料。因此在每一个运行周期的一开始就必须把生产预定能量所需的全部燃料(易裂变物质)一次装入反应堆堆芯。此外,还需要一部分附加的燃料用以补偿由于裂变产物中毒和高温运行中负温度系数引起中子倍增的下降。因此,一个热中子反应堆在运行开始前组装堆芯时,其中含有相当数量的过量燃料,对于水慢化反应堆,总装料比初始冷态临界所需的燃料大约超出25至30%。^{*}堆芯中的这一部分附加的易裂变材料提供了后备(或剩余)反应性。控制系统的一个基本要求是在反应堆初始起动时必须能引入足够的负反应性用以补偿这种后备(正)反应性。

5.173 反应堆的功率水平取决于宏观裂变截面和中子通量(§2.180)。虽然在堆芯各处截面可能具有不同的值,但在较短的时间间隔内,它基本上保持常数。因此,可以认为任一时刻的功率水平都正比于中子通量。在以后将会谈到在某些特殊情况下用到其他一些方法控制反应堆,但对大多数情况都通过改变中子通量来达到这一目的。

控 制 方 法

5.174 一般可以采用四种方法使反应堆内的中子通量改变;其中包括添加或减少(1)燃料、(2)慢化剂、(3)反射层或(4)中子吸收剂(核毒物)。这些方法中的每一种或某几种的组合都已经用于或已建议用于反应堆控制中,但最常用的方法(特别是动力堆中所用的方法),是插入或抽出一种中子吸收截面很大的物体,例如硼或镉。吸收剂和易裂变物质可以看成是吸收中子的两种竞争者;控制材料吸收的份额愈多,易裂变物质得到的份额就愈少,反之亦然。控制元件一般称为控制“棒”,因为它们原先(现在也常常)做成长的圆柱棒或这种棒的组合。在动力反应堆中,它们位于反应堆堆芯内;但在某些实验反应堆中,控制棒布置在反射层内靠近堆芯的热中子通量较高的位置处(见图3.19)。

• 加拿大的天然铀燃料重水慢化坎杜型反应堆的设计允许在正常运行过程中连续更换燃料(§12.38)。

•• 在快中子反应堆中,附加燃料的需要量较少,这是因为在反应堆运行过程中会产生易裂变材料,同时裂变产物中毒也不大严重。

5.175 在组装反应堆堆芯时，吸收中子的控制棒是完全插入其中的。此时中子密度（或通量）维持在很低的水平，有效倍增因子显著小于1，系统具有很大的负反应性，即为次临界的。在起动过程中，慢慢提出控制棒，从而使反应性逐渐增大，直到反应堆变成临界，然后略微超临界*。这样，中子通量可以以安全并且可控的速率增加，直到它的数值对应于预定的反应堆运行功率水平为止。然后将控制棒插入到使系统维持精确临界所需的程度，从而使中子通量和功率水平保持恒定。为了停堆，将控制棒重新插入堆芯，从而减少反应性、中子通量以及功率输出。

5.176 利用插入或提出中子吸收棒来进行反应堆控制是简单而又方便的。其主要缺点是引起中子的吸收损失，尤其在剩余反应性相当大的运行周期初期阶段这一问题格外严重。为克服这一缺点已经提出了各种建议，例如采用能转化为有用产物的吸收体，但至今尚未发现一种实用而方便的方法实现此种目的。

5.177 在高能量区域，中子吸收（和其他）截面总是很小（第二章）。因此，在最早期的装金属燃料的快中子反应堆中，通过移动部分燃料以减少剩余反应性或移动部分反射层以容许中子逃逸这类方法来达到控制目的。对于较新的快中子反应堆，特别是装氧化物燃料的堆，中子能谱中有一部分低于1keV（§4.66），这时可以利用含硼棒实现控制。虽然其中子吸收截面不大，但用于控制目的已足够了。

控制环路

5.178 几乎所有的动力反应堆都同时依靠操纵人员（手动）和自动控制系统，使反应堆提升到正常运行功率水平并比较稳定地保持在该水平上。一种控制模式在何等条件下优于另一种模式，这要取决于反应堆类型以及具体情况（§5.203及其后有关诸节）。保护动作总是自动进行的，系统温度和压力这类运行参数的调节也是自动的。然而，操纵人员总是可以对可能出现的任何一种特殊情况进行处理。

5.179 因此，如图5.18所示，“操纵员环路”和“自动环路”两者通常都是反应堆控制系统的组成部分。图中箭头表示信息、信号或作用传播的方向。在操纵员环路中，操纵人员执行适当的操作，借助于外部动力源来影响控制块，例如使控制棒进入或抽出堆芯。由此造成的反应堆状态的改变，例如中子通量的变化，由仪表记录下来，并将信息传送给操纵人员。然后操纵人员可以根据需要施行进一步的操作。在仪表块中可以包括一个处理计算机，它提供单靠仪表本身不能给出的有关反应堆状态的信息。在自动环路中，通过仪表块接收到的反应堆信息绕过操纵人员直接送到控制块。在这一环路中，仪表信号和预定值进行比较，而将它们的差（或误差）输入伺服机构去驱动控制块。

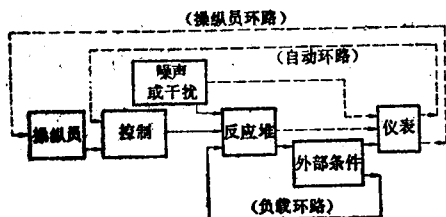


图5.18 反应堆控制系统的一般方块图

5.180 图5.18中标有“负载环路”的第三个环路是指反应堆的核部分（即反应性）和外围非核部分的相互作用。例如，动力反应堆中冷却剂流动回路（或回路组）中的状况和透平的功率要求能够影响堆芯温度从而影响反应性。在某种意义上，电厂设施（如给水设备和供电设备）对运行起重要作用，它们也是负载环路的一部分。当代

* 这里用普遍意义下的“反应性”一词，作为系统中子倍增因子的一种度量。

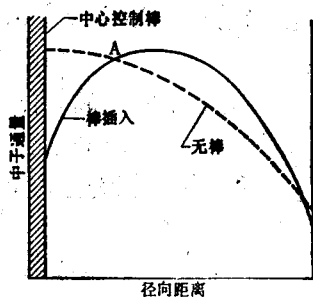
表负载的“外部条件”变化时，在适当的仪表上将给出指示，这些信息通过操纵员和自动环路输入控制块，以便产生必要的动作。

5.181 除了上述三个闭合环路以外，可以看到图5.18中还包含一个标有“噪声或干扰”的块。此处采用的这两个名词基本上是同义的；其所以同时给出两个名词只是因为习惯上它们各自的含义都较狭窄。“噪声”广泛用于表示相当细密的、随机的起伏(§5.158)。而“干扰”一词则常用于表示相当粗的、意外的、或不希望有的影响。因此，此处用标题“噪声或干扰”来包括一切对反应堆不利的影晌。正如方块图上所表明，抵消某些噪声或干扰的方法是，用仪表首先尽快地把它们探测出来，然后启动控制块以产生矫正动作。

5.182 虽然前已指出操纵员环路、自动环路和负载环路都是闭合的，但仍可在一定程度上对它们进行调整。例如，操纵人员可能产生一个如何运行反应堆的意图，他就会引入一个方块图上未表出的因素。根据自动环路和操纵员环路分担职能的多寡，操纵人员在管理准则规定的范围内，多少有权将其个人的意图付诸实施。总之，操纵人员的意图以及设计人员在自动环路设计中所体现的意图共同决定了整个控制系统的总体性能。

控制棒的效率

5.183 当一根控制棒插入反应堆堆芯时，它吸收附近的中子，使中子通量分布发生畸变。对反应堆内插入或不插入控制棒两种情况、并令最大中子通量保持不变的分析中，可以说明吸收棒的影响。假定在均匀反应堆堆芯中心处插入单根吸收棒，则在所设条件下其径向中子通量分布定性上将如图5.19中所示。可以看到，在接近于控制棒处，中子通量降低了。但在靠近堆芯边界附近的远处，通量比不插控制棒情况下的数值还要高。按照扩散理论，中子从堆芯的泄漏取决于边界附近中子通量的梯度。由于中子通量分布受控制棒的影响而使这一梯度增大，结果中子泄漏增加。因此，一根吸收剂控制棒能同时通过吸收和泄漏两种机制影响平均中子通量(或功率水平)。这两个因素对堆芯反应性的相对重要程度取决于各种条件。



5.184 由于单根控制棒降低了它近旁的中子通量，但增大了径向距离较远处的通量，所以第二根棒的效率或反应性“价值”，即它所能产生的反应性变化，将和它所处的位置有关。给定位置处吸收棒的价值大体正比于插棒前该位置处中子通量的平方。因此从图5.19可见：在反应堆功率恒定的条件下，如果第二根棒插在比图中两条曲线的交点A更远的位置上，那么它的效率将比插在较近位置处要大一些。

5.185 “遮蔽”一词用来描写一根控制棒对另一根控制棒价值的影响。如果在给定位置上两根棒的价值小于各单棒价值之和，则称遮蔽效应为正。当两根棒相距很近并且反应堆功率维持不变时情况正如此。另一方面，如果两棒相隔较远，遮蔽效应即为负；这时在一定位置上两根棒的总价值大于单棒价值之和。

5.186 控制棒的位置(包括其绝对位置和相对于其他棒的位置)决定了棒的价值。若完全不计遮蔽效应，控制棒位于中子通量较高的堆芯轴线附近的位置时效率较高，而当位于通量较低的边界附近时效率较低。不仅如此，棒的位置对于径向通量分布也具有重要影响。例

如，在图5.19中靠近控制棒的地方插入第二根棒就会增大通量畸变，因为它使堆芯中心区域通量进一步减小而边界附近通量进一步增加。然而，如果第二根棒插得远一点，结果就会产生较为均匀的径向通量分布。由于此种情况，大型动力反应堆内的各控制棒总是以预定的方式插入或提出，以避免中子通量（和热功率）分布的严重畸变，并有利于使燃料的燃烧均匀。

5.187 在热中子反应堆内，控制棒能引起中子通量显著变化的半径范围大体上等于慢中子的扩散长度。在水慢化反应堆中，热中子扩散长度大约为20mm。因此，为了使通量的局部畸变减到最小，各控制棒彼此间必须相当靠近。所以控制棒的根数要多，并且应适当地分布在堆芯内（见第十二章）。

5.188 控制棒除了影响径向通量分布外，也会使轴向通量发生变化。完全插入的棒对轴向中子通量分布引起的畸变不大，但是部分插入的棒将引起显著的畸变。轴向通量的这种畸变容易导致氙振荡（§5.76）。此外，最大轴向中子通量（和释热率）偏离堆芯中心位置后对于反应堆的运行安全水平将产生重要影响（§6.192）。下面将看到，动力反应堆在运行中需要采取各种措施以维持合理均匀的轴向中子通量分布。

控制材料

5.189 表5.6中总结了控制中常用的中子吸收剂元素的基本核性质。宏观热（0.0253 eV）中子截面一栏内给的是各种元素天然同位素组分的数值。除了硼-10通过（n, α）反应吸收中子以外，其余的热中子和共振中子的吸收都是由于辐射俘获（n, γ）所引起的。

5.190 对于某些反应堆，慢化剂-燃料比能形成充分热化的中子能谱（近似为麦克斯韦谱），而且不在高温下运行，在此类反应堆中已采用金属镉作为一种有用的控制材料。然而，在水慢化（和冷却）的动力反应堆内，相当一部分中子处于能量超过1eV的超热能区中。虽然从中子学观点看来，镉对这类反应堆仍然可能是一种合适的控制材料，但它的熔点（约321°C）低于出口水温（约330°C），这就使它实际上无法在此应用。还应记住，当控制棒插入堆芯时，它的温度将高于周围的水温，因为中子吸收反应产生的γ射线（或α粒子）的能量在棒内释放而产生热量。

5.191 压水堆内通常使用的控制材料是80(Wt)%银、15%铟以及5%镉组成的合金。将它密封在不锈钢管中以防止高温水对中子吸收材料造成腐蚀。从表5.6中可以看到银和铟在超热中子能区都有强烈的共振。虽然铟比镉在更低的温度下熔化，但银-铟-镉合金的熔点比镉高得多。

5.192 就铪的中子学、机械和物理性质而言，它是适用于压水反应堆的一种极理想的控制材料。它的热中子吸收截面相当大，并且在较高的能量处有若干共振峰，其同位素铪-177俘获中子后形成铪-178；后者又形成铪-179，等等。因为这三种同位素都具有很大的共振截面，铪-180的共振截面也比较大，所以天然组成的铪元素作为中子吸收剂具有很长的使用寿命。此外，这种金属能抗高温水的腐蚀，容易加工，并且有适当的机械强度。在希平港压水堆中曾用铪作控制材料（§1.84），但发现若要在核动力反应堆中普遍使用，其价格尚嫌太贵。

5.193 由于硼在相当宽的中子能区内吸收截面都很大（§2.168），它是用于热中子（和其他）反应堆的一种有用的控制材料。反应堆控制中已经相当普遍地采用了硼（有时对

表5.6 控制材料性质

材料	丰度 (%)	0.0253eV	0.0253eV	主要共振	
		σ_a (b)	Σ_a ($10^{24}m^{-1}$)	能量 (eV)	σ_a (b)
硼		759	107	—	—
硼-10	19.8	3838	—	无	
银		63	3.64	—	—
银-107	51.8	37	—	16.6	630
银-109	48.2	92	—	5.1	12,500
镉		2450	113	—	—
镉-113	12.3	19,800	—	0.18	7200
铟		195	7.3	—	—
铟-113	4.3	58	—		
铟-115	95.7	202	—	1.46	30,000
钷		46,000	1400		
钷-155	14.6	61,000	—	2.6	1400*
钷-157	15.7	255,000	—	17	1000*
铪		113	5.06		
铪-177	18.5	390	—	2.36	6000**
铪-178	27.2	90	—	7.8	10,000
铪-179	13.8	84	—	5.69	1100**
铪-180	35.1	14	—	74	130

- ^{155}Gd 和 ^{157}Gd 在2至17eV能区内有几个强共振。
- ^{177}Hf 和 ^{179}Hf 在1.1至50eV能区内有几个强共振(到100eV左右为止还有一些较弱的共振)。

硼-10浓集)在铁(如不锈钢)中的一种弥散体(金属陶瓷)。高熔点化合物碳化硼(B_4C)也已用于这一目的,它或以单独形式、或做成铝基弥散物(碳化硼铝)使用。在含硼控制元件的设计中,必须考虑硼-10在(n, α)反应中释放氦气的问题。

5.194 在沸水反应堆内碳化硼是优先使用的控制材料。此时控制棒是装有碳化物粉末的不锈钢长管,它们组装成具有十字形截面的组件(§5.210)。由于碳化硼具有承受高温的能力,它(也可能与石墨混合)也许可作为运行于高温下的气冷反应堆(§1.104)的控制材料。碳化硼也已被建议用于装氧化物燃料的快中子增殖堆的控制棒中,虽然钽也是另一种可能的材料。

控制系统的功能

5.195 反应堆控制系统具有两个主要的运行功能,它们是:调节和停堆。调节棒也起一定的补偿控制作用,即对于由燃料贫化(燃耗)和裂变产物核毒物积累形成的反应性长期变化进行控制。调节功能主要包括使反应堆功率达到预定的运行水平,并克服反应性瞬时变化、使反应堆功率维持在(或接近于)该水平上的短期调节能力;这些反应性变化可以由各

种内部或外部因素所引起，例如，堆内水温变化、系统压力变化、蒸汽需求变化等等。控制系统还必须具备降低反应堆功率水平的能力，包括正常运行过程中的功率逐渐下降或紧急情况下由反应堆保护系统所要求的功率快速下降。

5.196 控制棒的一个附带作用是对中子通量“整形”，这就是说，使通量局部改变以获得堆芯内的最佳释热率分布或功率分布。如前所述，将控制棒插在适当位置上有助于减小通量畸变。如果燃料浓集度在径向有变化（这是动力反应堆中常见情况），则必须考虑整形问题。因为热功率密度同时取决于中子通量和铀-235燃料的浓集度（它影响宏观裂变截面）。均匀的功率分布有若干好处；最重要的一点在于它使反应堆的总功率输出达到最大（§6.37等节）。

5.197 某些反应堆的控制系统中一个很重要的组成部分是“可燃核毒物”。这是一种中子吸收截面很大（或较大）的物质，而它们的吸收产物的截面则应很小；硼和钆就属于这一类物质。可燃核毒物能够提供补偿控制，在某些情况下它们可使燃料的燃耗更加均匀。下面很快将看到如何在水慢化动力反应堆内以各种不同的方式使用可燃核毒物。

5.198 在理论上，这种可燃核毒物作为补偿控制的一种手段，它的用量应能基本补偿起动时的全部剩余（后备）反应性。然后，随着反应堆运行，可燃核毒物的消耗应该和燃料燃耗以及裂变产物中毒引起的反应性下降相匹配。在反应堆整个运行期中都能提供补偿控制的这种设想实际上是很难或不可能实现的。然而，可燃核毒物在反应堆控制中仍然十分有用。

5.199 反应堆控制系统的各种功能和特性的应用因反应堆的性质而异。某些情况下也采用其他的控制方法。为了具体加以说明，以下将叙述压水反应堆和沸水反应堆的控制系统。对同一类型的反应堆，各个堆的控制细节也可能各不相同，所以，叙述的重点将放在一般原理上。

压水反应堆

5.200 在压水反应堆（PWR）中，每20或24根由银-铟-镉合金做成的控制棒组装成一个棒束，从反应堆容器的顶部插入或提出（§12.11）。50多个这种棒束分布在整个反应堆堆芯中。各棒束以对称的方式分编成组，每一组内的所有棒束同步移动。控制棒可分成两大类：全长棒和短棒，前者中中子吸收剂填满了整个堆芯长度（大约4m），后者只有下端1/4长度内含有吸收材料。全长棒棒束按其主要功能又可分成调节（控制）棒栅和停堆棒栅两大类。

5.201 当反应堆不论由于何种原因停堆时，所有的全长棒都要插入。在以后起动时，先把停堆棒提出并且在正常运行中总是保持在提出状态。下一步按规定的次序逐组提出调节棒，以使整个堆芯内的功率分布尽可能保持均匀。调节棒不断上提直到达到预定的反应堆功率水平为止。在正常运行过程中当中子敏感元件指示轴向通量畸变可能已具有有害影响时，可按需要插进短棒（§5.188）。

5.202 压水堆内的补偿控制通过所谓化学控制系统来实现。被称为化学补偿剂的硼以硼酸的形式溶解在反应堆（慢化剂-冷却剂）水中。随着反应堆的运行以及燃料反应性的下降，使含硼水通过一个能除去硼酸的离子交换系统以逐渐降低硼浓度（第九章）。由于硼毒物以适当浓度均匀地分布在堆芯内，这就使所需的调节棒插入量减到最小，从而在最大程

度上减弱了中子通量（和功率）的空间畸变。虽然在反应堆运行过程中化学补偿剂中的某些硼-10会因俘获中子而消失，但由这一原因引起的浓度下降却是不大的；因为冷却剂总体积中只有一小部分位于堆芯内受中子照射。因此，硼酸丝毫不起可燃核毒物的作用。然而，在压水堆的初始装料中，堆芯也装入一定的硼（硼硅酸盐玻璃）作为可燃核毒物。其目的是减少补偿控制所需的可溶核毒物的含量，从而防止慢化剂的反应性温度系数变正（§5.107）。

5.203 由于在反应堆起动中可能会出现各种问题（§5.286），所以在美国这类操作大部分常由手动进行，即由操纵人员进行控制而不是利用自动系统。对于压水反应堆，至少在功率达到满功率水平的15%以前都用手动控制。到达该功率后（但不能在此之前），控制操作通常才转向自动系统，但在必要时还可用手动操作取代。自动系统能够以规定的速率将反应堆功率提升到预定的运行水平并能保持这一水平而波动很小。

5.204 在反应堆起动过程中，反应堆的控制和保护都依靠中子通量敏感元件（或监测器）。下面将看到，功率运行通常由其他信号来进行控制，但是中子通量的测量对反应堆的安全仍然是极为重要的。此外，中子敏感元件还指示出通量的空间分布。由中子通量敏感元件（和其他敏感元件）触发的声光信号将异常情况通知操纵人员以引起注意。

5.205 压水反应堆中的正常运行功率水平是自动维持的，所检测的量是冷却剂（水）的平均温度，它对电力负荷的变化作出响应。*该温度由安装在每一冷却剂回路的入口（冷）和出口（热）“分支”上的铂电阻温度计来测定（图1.5）。将测出的最高平均温度和所需功率下的规定平均温度进行比较，两者之差为调节棒的传动机构提供指令信号。于是调节棒自动地插入或提出，使该差值保持在规定的限度以内。通常还要另外提供附加的控制信号，用以改善自动系统的响应并且减低瞬态功率峰值。这些信号中常常包括平均中子通量数值以及反应堆运行热功率与透平负荷间的失配。

5.206 压水堆的控制棒传动机构位于反应堆压力容器的顶部上方。其具体结构随各反应堆制造厂而异，但它们的动作基本上都是利用电力使棒束以规定的速率在堆芯内作上下移动。在反应堆正常运行过程中，这种机构能防止棒束高速运动。然而，在紧急情况下，反应堆可能需要“紧急停堆”或“事故停堆”，即快速刹车。***这时，夹持各棒束的电磁离合器的激励电流被切断，所有的全长控制棒在重力作用下掉进堆芯。

5.207 虽然反应堆是依靠控制棒来执行事故停堆的，但紧急情况下的快速停堆被列入反应堆保护系统而不是控制系统的功能中。保护系统监测一系列的运行参数，其反常值将自动引起反应堆事故停闭。这些参数将在第十一章中加以讨论。也可以进行手动事故停堆。如果仪表或报警系统指示出一种潜在的不安全因素，操纵人员可以快速地停闭反应堆，这种操作独立于自动系统的任何动作之外。

5.208 除了主停堆系统外，压水反应堆还具有辅助的反应堆停闭系统，其中适当浓度的硼酸溶液能通过冷端唧送到反应堆容器中。这种液体核毒物注射系统的响应相当慢，用它停闭反应堆可能需一小时左右。然而，这种辅助系统作为控制棒的一种备用在某些情况下是很有用的。

* 在某些早期的压水堆中，曾用硼弥散在不锈钢中做成固定的棒，用作可燃核毒物补偿控制。

** 例如，负荷增加会使透平入口节流阀开大，蒸汽发生器压力下降，二次侧水的沸腾温度降低，从一次冷却剂水传出的热量增加，因此回流到反应堆容器的水温就会下降。

*** 反应堆发展初期所使用的“紧急停堆”（scram）一词现在已用“事故停堆”（trip）代替。

沸水反应堆

5.209 沸水反应堆 (BWR) 的控制棒都是相同类型的; 它们从堆芯底部插入, 其传动机构位于反应堆压力容器的下方。由底部插入的这种布置方式使反应堆容器的上部能用于安装蒸汽分离器和干燥器 (见图1.6)。反应堆运行过程中在堆芯上方区域内形成的蒸汽降低了水慢化剂的效率, 从而减少了反应性 (和中子通量)。因此从堆芯下方插入控制棒具有使轴向通量分布更趋均匀的效果。正常运行过程中的功率分布通过按选定方式移动控制元件来加以控制。

5.210 沸水反应堆中的控制元件具有十字形横断面, 每一元件由成直角的四片叶板所组成。叶板是不锈钢的, 每一叶板中约装有20根充满碳化硼粉末的细长不锈钢管。控制元件在燃料棒组件 (或燃料棒束) 之间的空隙内运动, 其横断面如图5.20所示。因此, 平均而言, (大约) 每四盒燃料组件就有一个控制元件, 总共约有180个元件分布在堆芯内。这些控制元件同时用于调节和停堆, 并且在一定程度上用于补偿控制。

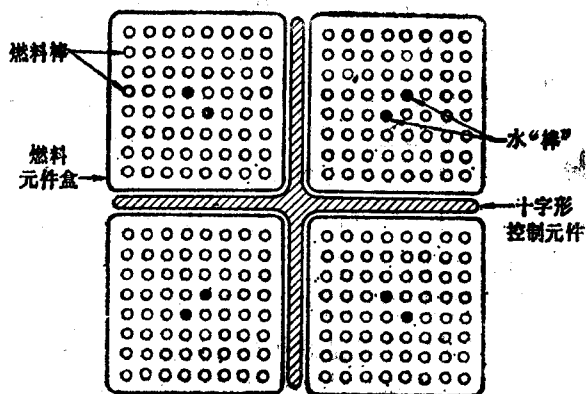


图5.20 沸水堆中四盒相邻燃料棒束形成的水平剖面 (通用电气公司)

5.211 在初次启动时, 堆芯内所有的燃料棒都是新的, 此时在堆芯内利用中子核毒物作为部分补偿控制来吸收大的剩余反应性。在早期的沸水堆中, 这种核毒物是一种由硼不锈钢薄片做成的暂时性的控制“套”, 它们包围在每组四盒燃料组件的外面。在反应堆运行过程中, 套中的硼逐渐消耗。在较新的设计中不用控制套; 补偿控制由一部分燃料棒中含有的氧化钆 (Gd_2O_3) 提供。如表5.6内所示, 钆在热中子能区和共振能区中具有很大的中子俘获截面。

5.212 运行约一年之后, 大致有1/4燃料组件达到最大燃耗并被撤除, 由新的燃料 (更换料) 组件所代替, 其余的燃料组件在堆芯重新排列以利于其后达到均匀的燃耗。由于现在的剩余反应性比新的堆芯要小些, 所以补偿控制的需要量也较少。但是氧化钆仍然作为可燃核毒物加在某些燃料棒的氧化铀中; 其主要目的是改善中子通量 (和功率) 的分布, 但也同时提供补偿控制。新装入燃料内的钆含量应在运行末期 (即堆芯下次换料以前) 完全耗尽。

5.213 除了要求事故停堆的情况以外, 沸水堆中的控制元件总是按照预定方式通过手

动操作进行移动的。在控制系统的设计中规定了一系列的“棒闭锁”功能，它能在仪表指示有可能产生不安全后果的情况下，阻止控制元件移动。这时操纵人员可以采取他认为有利于矫正这种情况的适当操作。

5.214 大约在额定功率的75—100%范围内运行时，沸水堆的功率水平可以通过调整再循环系统中水的流率而自动维持稳定（§1.103）。这种调整可以通过改变泵马达的转速或利用阀门来实现。如果透平需要的蒸汽量增加，则再循环流率自动增加。结果，堆芯的汽泡体积减少，慢化剂密度增加，从而反应性增加（§5.109），使热功率水平上升，满足了蒸汽量的要求。与此同时，堆芯蒸汽体积逐渐增加又使反应性减少，这样就建立了一个新的稳定状态。当蒸汽供应量超过透平需要量时，这一过程逆转进行。

5.215 在反应堆起动、正常运行和停堆过程中，用一台在线数字处理机帮助手动操纵人员。计算机连续监督堆芯功率水平，并在超出预定的运行限度时发出警告。全堆芯的功率密度分布定期地或按需要加以测定；这种信息使操纵人员有可能采取必要的行动来防止局部燃料温度过高。计算机还为棒闭锁电路提供输入信号，帮助它对控制元件动作实行程序性限制。计算机还有其他一些功能，包括定期地（或按需要）计算各种特性，如为指明燃耗程度而计算每一燃料棒束的同位素成分。

5.216 控制元件从反应堆容器下方用水力驱动。压力比反应堆容器压力约高出1.75 MPa（250psi）的高压水从下方或上方推动一个活塞，分别使控制元件以规定的速度进入或离开堆芯。如果发生异常情况要求反应堆作事故停堆（第十一章），则高达3.5MPa（500psi）左右的过压水将所有的控制元件送入堆芯并使它们停留在里边。与此同时，再循环泵减速，最后停止运转。在紧急情况下可使用一个辅助的停堆系统，其中含有由五硼酸钠水溶液组成的液体核毒物。

水 隙 效 应

5.217 当控制棒从水慢化反应堆中提出时，原来由棒占据的位置立即充水，这样，强的中子吸收体被弱的吸收体（水）所代替，而且后者还是一种良好的慢化剂。其综合效果是在水隙的周围形成了热中子通量峰（和功率峰）；通量的这一增加可能引起燃料局部过热。

5.218 在当前的压水堆设计中，控制棒很细并由燃料棒密集围绕着；因而水隙效应很小。沸水堆内的情况则有所不同；控制元件抽出后留下了一个充水的大空隙。由此引起的通量增加效应部分地将会由汽泡形成量增加而抵消，因为汽泡趋于减小局部反应性；另一部分则可采用如下办法加以缓和，即在紧靠控制元件的那些棒束的角部采用浓集度较低的燃料元件。

5.219 早期的压水堆，例如麻萨诸塞罗（Rowe, Mass.）的扬基原子电力公司反应堆，也采用十字形控制棒。为了压低水隙中的通量峰，在控制元件下端接上铍“跟随体”。这样，控制材料提起后，缝隙中填入了中子弱吸收剂但不是慢化剂的铍。既堵住了缝隙，也避免了反应堆冷却水的旁路流量过大。

5.220 在某些研究用或其他实验用的水慢化反应堆中，如游泳池式反应堆（§1.78）中，控制元件和由平行燃料板组成的盒状组件具有相同的尺寸（76mm×76mm）。因此，提出控制元件会留下一个大的水腔。为了消除后者，每一控制元件都具有类似于正常燃料平板

组件的跟随体。这样，腔体空间就和堆芯其他区域基本一样。由于附加的燃料对总反应性有所贡献，控制棒的效率也加强了。

控制系统的范围

5.221 控制系统必须在任何时刻都具有安全地停闭反应堆的能力。当反应堆处于“冷净堆”状态时，即当它处于环境温度下而且堆芯内全部装着新燃料时，其反应性最大。在这一状态下，一个大型压水堆大约具有0.29的剩余(后备)反应性。其中大体有0.05要用于由环境温度增加到运行温度所引起的反应性下降方面，0.07用于克服氙和钷中毒；剩下的用于补偿燃料燃耗、其他裂变产物核毒物以及留作运行余量。因此控制系统的反应性总价值至少为-0.29。

5.222 在反应堆设计中应满足所谓“卡棒”准则的要求，即当一定数量的控制棒卡死在全提位置时，也必须能安全停堆。因此，压水反应堆控制系统的反应性总价值取为-0.32。在这一量中，有-0.25是在初期由(硼酸)化学补偿剂所提供的，剩下-0.07由控制棒提供。因此，冷净堆情况下的停堆裕度(即控制系统价值超过堆芯反应性的剩余值)为0.03。换句话说，在动用了所有可能得到的控制手段(除去辅助停堆系统中的含硼水)后，反应性为-0.03；但是当反应堆处于运行温度下，这一数值将增大到-0.08。在功率运行的过程中，该值大致保持不变，因为堆芯剩余反应性的下降大体上可以通过调整化学补偿剂中的硼浓度而得到补偿。

5.223 沸水反应堆内控制元件的反应性价值约为-0.17，初始补偿控制的价值近似为-0.12，两者总计达-0.29。沸水堆处于冷态时，初始装料的剩余反应性为0.25，因此停堆裕度为-0.04。在反应堆运行温度下，剩余反应性减少，停堆裕度数值增加到-0.08。随着反应堆的运行，剩余反应性和补偿控制的价值都下降，所以停堆裕度并不显著变化。在后继的燃料装载中也是这样，那时氧化钷可燃核毒物部分地补偿了剩余反应性(§5.212)。因此，控制元件在所有工况下均能保证安全停堆。

控制棒价值的确定

5.224 控制棒的总价值显然是反应堆设计中的一个重要参数。在非均匀系统内可借助于多群处理计算，其中控制棒(核毒物)是适当选取的单位栅元中的一个组分(§4.42)。当棒作紧密布置时，如在压水堆中那样，就要用另一种处理方法；此时可假定系统为均匀的，控制毒物在其中具有适当的分布。在两种处理中，多群方法都可计算整个能量范围内发生的中子吸收。由于计算很复杂，所得的结果需通过临界装置上的观测或者很低(零)功率下反应堆的模拟运行来加以验证。如果有反应堆数字模拟器，则可用它来确定各种工况下的控制棒价值(§5.163)。

5.225 上面谈到控制棒全插时的价值。然而，重要的是还需知道棒(或棒组)的价值如何随插入堆芯的深度而变化。因为棒的价值大体上正比于给定位置处中子通量的平方，所以如果已知(或已算得)通量的轴向分布，就能够对效率的变化作出估计。此外，在零功率反应堆模拟装置上可以进行测量。对于在低功率水平下运行的研究堆和类似反应堆，控制棒的刻度(即确定价值或反应性当量作为插棒深度的函数)可利用反应堆本身进行。

5.226 在一种刻棒方法中，将被刻度的“试验棒”置于全插入位置，利用其他控制棒

使反应堆在低功率下达到临界。然后把试验棒提出一个短距离 x_1 ，使反应堆稍超临界，中子通量开始增长。等待一或二分钟使瞬变项衰变掉之后 (§ 5.17)，根据通量增长率确定反应堆周期。从测得的周期就可以按以下描述的方式利用方程 (5.37) 计算相应的反应性。令对应于提棒位置 x_1 的反应性为 ρ_1 。现在将其他控制棒中的某一根插入堆中使它回到临界，然后把试验棒进一步提到一个总距离 x_2 处，再确定周期；由此算得的反应性为 ρ_2 。因此，对应于提棒高度 x_2 的总反应性变化为 $\rho_1 + \rho_2$ 。重复这一过程，直到试验棒沿其全长被完全刻度为止。

5.227 根据方程 (5.37) 和已知的缓发中子特性 (表5.2)，可以对瞬发中子寿命的特定值 l 给出反应性和稳定周期 T_p 之间的关系式。这样，如果易裂变材料是铀-235，则：

$$\rho = \frac{l}{T_p} + \frac{0.0171}{80.0 + T_p} + \frac{0.0463}{32.8 + T_p} + \frac{0.0114}{9.0 + T_p} + \frac{0.0085}{3.3 + T_p} + \frac{0.0007}{0.09 + T_p} + \frac{0.0001}{0.33 + T_p}$$

其中 T_p 以秒表示。如果稳定周期很长 (通常控制棒刻度测量都属于这种情况)，上列方程右方第一项可以忽略，所以不必已知 l 值。因此，根据测得的反应堆周期，很容易算出被刻控制棒的相应反应性。

5.228 在刻度控制棒所用的落棒法中，使反应堆在该棒提出的情况下达到稳态运行并测量中子通量。然后使棒突然落进堆芯一段已知距离，造成反应性阶跃下降 (或瞬降)。如果稳定状态的中子通量为 ϕ_0 ，紧接瞬降后瞬变项衰减后的通量值为 ϕ ，由插入棒引起反应性的变化 ρ 可根据方程 (5.36) 近似地由下式给出：

$$\rho \approx \left(1 - \frac{\phi}{\phi_0}\right) \beta$$

因为 β 是已知的，例如对铀-235为0.0065，就可根据中子通量测量值来确定反应性的变化。对于棒的各种插入深度重复进行这样的实验。

5.229 图5.21中画出了控制棒刻度所得结果的一般特性；其中将反应性变化表示为棒插入距离的函数。这种S形曲线对于大多数型式的反应堆都是非常典型的。当棒插入不多时，它对反应性的影响较小。在达到某一点以后，反应性的变化呈线性，即它与棒的插入距离成正比。最后，当棒几乎完全插入时，进一步插棒所起的作用又很小了。在棒开始插入和插入終了时反应性变化很小的原因，可以解释为中子通量在接近反应堆上下两端处远比中心附近低得多。

危险系数和堆振荡器

5.230 有两种广泛感兴趣的方法值得在此一提。它们虽然不适用于大型动力堆，但却与实验反应堆内所进行的控制研究有间接关系。在一个反应堆内中子吸收剂的中毒效应有时利用它的危险系数来表示；它等于在反应堆堆芯插入单位质量的这种物质所引起的反应性变化。利用经过刻度的控制棒测量危险系数最为简单。首先调整控制棒使反应堆精确临界，即中子通量不随时间而变化。然后插入吸收剂，同时将棒提起一段使其重新满足临界条件。从已经刻度过的棒所提出的距离就可确定所插入的物质引起的反应性变化。危险系数的实际数值和

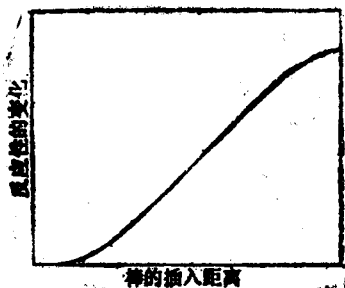


图5.21 反应性变化与控制棒
插入深度的关系

吸收剂所处位置上中子通量的平方成比例（见§5.184）。通过同截面已知的物质比较，可以利用危险系数法得出所研究物质的中子吸收截面^[16]。

5.231 堆振荡器被用来确定反应堆的中毒效应或某种给定物质的吸收截面。如果利用一种机械振荡设备使吸收剂样品在反应堆中作内外运动，则反应堆的功率（和中子通量）也将作相应振荡。已经证明，离样品不远处布置的适当仪表所测得的中子通量振荡幅度正比于物质的中子吸收截面。截面的绝对数值可以通过对截面已知的物质进行刻度求出。

反应堆运行的控制

控制仪表

5.232 在核反应堆的正常运行中，控制系统的功能大体上可以分为三个方面：起动、功率运行和停堆。在每一种情况下均需自始至终利用各种仪表指示蒸汽供应系统的状态。除了常规仪表（如测量温度、压力、冷却剂流率等需用到的仪表）外，用于测定中子通量的装置（敏感元件）在反应堆的控制和安全中起重要的作用。

5.233 前已述及，对于给定铀-235浓度集的燃料，热功率水平正比于中子通量。中子敏感元件可布置在堆芯的内部或外面，用以提供热功率信息。因为仪表可以设计成对中子通量作快速响应，所以它们能够给出反应堆的平均或局部功率的实际瞬时值。堆芯状态的这种快速指示显然对于反应堆安全运行有极大价值。下面首先描述各种类型的仪表，然后介绍它们在反应堆控制方面的应用。

离子对的生成

5.234 通量测量中最广泛利用的中子性质是它们在适当条件下间接造成电离的能力。因此确定中子通量的问题就转化为设计一种方法来观察所造成的离子对的问题（§2.27）。带电粒子（ α 和 β 粒子）在它们与原子和分子（特别是在气体中）相互作用时能形成离子对，所以它们直接产生电离。另一方面， γ 射线产生的电离绝大部分以间接方式引起。 γ 射线与物质相互作用的三种主要类型（即康普顿效应、光电效应和电子对产生，见§2.48及有关诸节）都会释放自由（反冲）电子。这些电子的能量取决于形成时的各种条件，但一般能量都较高，足以产生相当多的电离。因为所有的核辐射均直接或间接导致离子对的生成，所以可以用基于相同基本原理的方法探知和测定。因此，下述的大部分处理方法既可适用于 α 、 β 粒子以及 γ 射线，也可适用于中子。

5.235 为了使中子能引起电离，首先必须使它们参与伴随发射致电离粒子的某些核相互作用。此时主要利用三类核反应：（1）与氢核的弹性散射；（2）与硼-10的（ n, α ）反应；（3）裂变。其中第一类过程只能应用于能量约0.1MeV或更高的快中子；当它们穿过氢

气或含氢很多的化合物如碳氢化合物时，快中子能通过弹性散射把它们能量的大部分传给氢核（§3.77）。这样产生出来的反冲质子以很高的速度运动，在它们通过气体时沿途产生大量的电离。

5.236 上面提到的第二和第三类反应可用来探测慢中子。这种中子与硼-10反应生成一个氦核（ α 粒子）和一个锂核（§2.85），两者都具有相当高的能量并能引起电离。慢中子还能引起铀-235裂变，而产生的裂变碎片在它们的途径上可以生成大量的离子对。

离子对在电场内的行为

5.237 用于探测核辐射的许多仪器都是根据致电离粒子在穿越气体的途径上所产生的离子对在电场内的行为工作的。这种行为随电场的电位梯度不同而变化，通过以下的讨论易于作出解释：假定有两个电极，例如一个是金属圆筒，另一个是贯穿圆筒轴线的一根金属丝，放在充气的容器中，在它们之间加上一个电位差（图5.22）。通常，中心是正电极（阳极），而外部圆筒是负电极（阴极），这样，负电子被前者吸引，而正离子则被后者吸引。

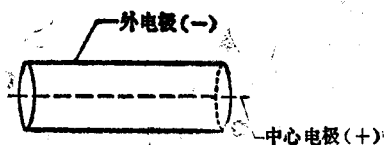


图5.22 研究离子对行为所加的电场

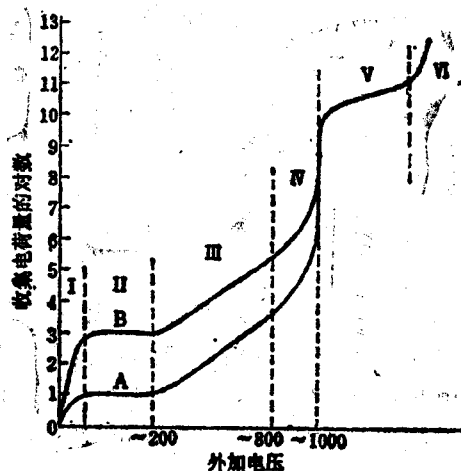


图5.23 收集到的电荷量随外加电压的变化

5.238 假设一束（或一个脉冲）致电离辐射进入两个电极之间的气体中，就会形成一定数量的离子对。在电场的影响下，正离子向荷负电的电极移动，而电子则向正电极方向运动。电极上收集到的电荷量取决于所施加的电压，这种变化的一般特性示于图5.23中，其中将收集到的电荷量（以对数刻度）表示为外加电压的函数。曲线A对应于产生10个离子对的辐射脉冲，而曲线B对应于产生1000个离子对的较强的脉冲。可以看到，这些曲线可相当清楚地划分为六个区域，用I到VI标注。其中的三个区域即II、III和V被应用于各种类型的核辐射仪器中^[11]。

• ,Li核一般处于受激状态;这时 α 粒子的动能为1.5MeV（在空气中射程7mm），而锂核的动能为0.85MeV（在空气中射程4mm）。

5.239 在很低电压下，收集到的电荷量先是随着外加电压一起增加（区域Ⅰ），然后达到一个常数值（区域Ⅱ）。电位很低时，离子和电子在电场中缓慢运动，结果其中有许多在到达电极以前就复合了。随着电压的提高，带电粒子向相应电极更快地运动；从而复合的程度降低，电极上收集到的电荷增加。这可以解释区域Ⅰ内的行为。

5.240 等到超过某一电压以后，离子和电子的运动极为迅速，使复合实际上已等于零，这时核辐射产生的几乎所有带电粒子均到达电极。外加电压再行提高将不会使收集到的离子对数量有任何增加。因此，对于区域Ⅱ，即所谓**电离室区**（或**离子室区**），电压提高时电荷保持常数。这时收集到的电荷等于核辐射产生的离子对所带的总电荷数。在图5.23的情形A中这一数值为10单位电荷（ $\log 10=1$ ），而在情形B中则为1000单位电荷（ $\log 1000=3$ ）。

5.241 电离室区的范围有限，当电极间的电位差继续提高时，就出现了一种新的现象。在区域Ⅲ中，对于给定量的辐射所收集到的电荷量大于但也正比于原始的电离量；因此这一区域叫做**正比区**。这时的电位梯度很高，使得（初级）电子运动得非常快，它们本身在气体中已足以引起次级电离。如此产生的次级电子又可能引起进一步的电离，依此类推。因此，一个离子对就能够引发一个电离链或电离“雪崩”。所以在正比区内，电极上收集到的电荷就比辐射穿过气体时沿程形成的初级离子对所带的电荷多得多。

5.242 由一初级离子对所产生的各级离子对的总数叫做**气体放大系数**。在电离室区（Ⅱ）内，这一系数等于1，但在正比区（Ⅲ）内它可能增大到 10^4 以上。这两个区内收集到的总电荷数等于初级离子对数乘以放大系数。因此，在图5.23内的区域Ⅱ和Ⅲ中由于取了对数坐标，曲线A和B间的距离保持常数。

5.243 从图中显然可见，气体放大系数在正比区内迅速增大，和外加电压大体成指数关系。然而，在给定电压下它的值是一定的，此值取决于电极的布置和发生电离的气体的性质。

5.244 当电压进一步提高时，出现了限制次级离子对生成的其他因素，因此气体放大系数不会无限地增长。中心（正）电极周围的正离子气体形成空间电荷，使电场减弱，这趋向于降低气体放大的程度。在足够高的电压下，例如在区域Ⅳ内，放大系数最终趋于一个极限，收集到的电荷不再正比于初始电离。因此区域Ⅳ称为**比例极限区**。

5.245 至此为止，所述的电离雪崩只限于（正）电极的某一点或某一小段上，到了称为**盖革区**的区域Ⅴ，这种雪崩扩展到了电极的整个长度上。图5.23中曲线A和B这时重合，说明收集到的电荷总量和初级电离的程度无关，亦即和核辐射脉冲所产生的离子对数目无关。因此，虽然气体放大倍数极大，达到 10^8 量级，但它不再象正比区中那样具有一个确定的数值。收集到的电荷量随着外加电压而增大，但它却与引发初始电离的辐射的性质或能量无关。因此，在盖革区（Ⅴ）内，一个能产生大量初级离子对的致电离粒子与只能产生少量离子对的粒子在电极上导致的电荷收集量基本相同。

5.246 如果外加电压超过了盖革区，则收集到的电荷量将迅速增加；这就是图5.23中的区域Ⅵ。这时电位极高，以致一旦触发一次放电，将很快导致接二连三的后继放电，实际上形成了连续放电。这个区域不能用于探测或测定致电离辐射。

电 离 室

5.247 有许多不同的核辐射测量仪器都在电离室内工作，这时电极上收集到的电荷等于初级离子对所带的电荷。电离室的量测方式可以分为两种，即积分式的和非积分式的；不过在每一类中的各种仪器之间也有显著的不同。对于先要讨论的积分式仪器，所收集的电荷量是某段时间内许多致电离粒子的总的效应。而在非积分（或计数）装置内，每一个能引起电离的粒子是分别记录的。

5.248 积分式装置又可分为两类，它们分别称为静电式和动电式（或电流指示式）。静电式仪器常常叫作验电器，因为它们是根据熟知的金箔验电器原理工作的，后者曾被应用在最早期的某些放射性测量中。由于验电器不用于反应堆控制中，而用于防止工作人员受辐射伤害的测量（或监测）上，所以将在第九章中加以讨论*。

直流电离室

5.249 在第二类积分式电离室中，借助于蓄电池使电极之间维持恒定的电位（图5.24）。如果致电离辐射以足够高的速率进入电离室，那么所产生的离子和电子就会连续不断地移向相应的电极，这时就产生一稳定的（直流）电流。这一离子电流的强度可以作为致电离粒子进入率的一种量度，因此也就是辐射强度的量度。离子电流可以直接测量，也可以用一个高阻抗伏特计 V 跨接在电流流过的电阻 R 两端量出。这时伏特计上的读数正比于离子电流，因而正比于辐射强度。

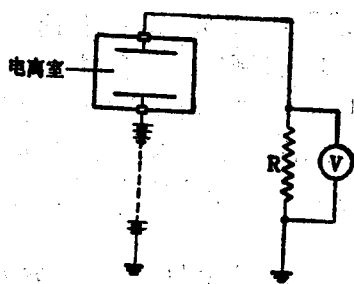


图5.24 积分(直流)式电离室

5.250 已经为各种不同目的设计出了带有电流量测装置的各种电离室。在平行板式电离室内，正如其名称所示，电极由两个平的或弯曲的平行板构成。一般的电离室往往有一个由金属丝或细棒做成的中央电极，它与圆柱形金属管状的容器相绝缘；后者作为另一个电极。与量测仪表相连接的电极叫做集电极。它通常维持在（或接近于）大地电位，而另一个（高压）电极则保持在电离室区工作所需的电压上。电离室内充填的气体可以是空气、二氧化碳、氮、氩、甲烷

或其他气体。

5.251 为了探测快中子，电离室内需充以氢气或某种碳氢化合物气体；另一种办法是在管子内壁上涂上一层碳氢化合物，如石蜡或聚乙烯；或者上述两种方法同时使用。当这些含氢物质受到快中子照射时，将产生高能反冲质子。这时由反冲质子电离所形成的离子电流可作为中子密度（或通量）的一种量度。

5.252 从原理上说，用一个积分（直流）电离室测量慢中子相当简单，只需在一个或两个电极上涂以硼，最好是对硼-10同位素浓集的硼，因为后者对慢中子具有很大的吸收截面。对于在实验室内测量慢中子通量，电离室内可充以三氟化硼气体；这种电离室一般不用在反应堆控制中，因为它们的生命比含固体硼（或硼的化合物）的电离室短得多。也可以采

* 盖革计数器等其他监测仪器也将在第九章中讨论。

用涂有铀-235化合物的电极制成探测中子的积分电离室。飞入的慢中子引起铀裂变，其所形成的碎片在气体中将产生大量电离。

5.253 某些中子敏感元件放置在反应堆堆芯内，它们在那里受到高中子通量辐照并且需经受高温。因此用于这些探测器的结构材料必须能承受严酷的工作条件 (§5.276)。当敏感元件布置在堆芯外面时，中子通量较低；这时对材料的要求不象前一种那样严格，但仪表对于通量（由于它的值较低）的响应必须更加灵敏。在专为探测堆芯外部中子而设计的一些仪表内，各电极平行且呈杯形，这样就能在小体积内提供较大的面积。另一种电离室也可达到同样目的，它采用一系列交错连接的平行（涂硼）电极，极板是平的圆形片。这种仪器称为PCP（平行圆板式）电离室，它被设计用于对反应堆堆芯中子通量的变化作出快速响应。

5.254 由于在反应堆内由裂变和裂变产物产生的 γ 辐射很强，所以往往需要有 γ 射线存在条件下能测量中子通量的仪器。补偿电离室即设计用于该目的。它由三个平行电极A、B和C所组成；它们在图5.25中被画成平板，但实际上通常是杯形的，用以增加受照射的面积。这里电极B是集电极，它通过量测线路接地，而A和C为加速电极，它们的电位相对于地电位符号相反。如果B的位置使得AB和BC的体积相等，那么在这两部分中由 γ 射线产生的电离量也将相同。于是流向集电极的离子电流净值接近于零。若电离室内小室之一（例如AB）的表面涂以硼，那么所得到的净离子电流将是中子通量的一种量度。

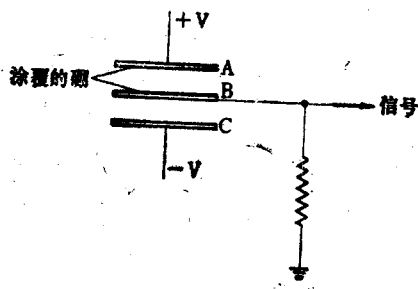


图5.25 探测中子的补偿电离室

5.255 补偿电离室的缺点在于，它仅当从体积AB和BC中得到的 γ 射线信号精确相等时才给出中子通量的可靠测量值。实际上，很难保证两者精确相等。为了避免 γ 射线的过补偿（这时在低中子密度下可能得出负的中子通量信号），补偿电离室的 γ 补偿通常控制在95—99%。因此，中子/ γ 信号比大体约在20/1到100/1的范围内；前一个值较为常用。通过适当调制直流（积分）模式下工作的简单（无补偿）裂变电离室或硼电离室的输出，可以实现较好的分辨率，下面就此作一叙述。

5.256 根据如下的考虑发展了均方电压（或MSV）技术。中子（与其他核）的相互作用事件在时间上是随机的；即在给定短时间内测得的事件数 n 并非恒为常值，那怕条件保持不变也是如此。但是，若在一个充分长的时间范围内来测定事件数，则每单位时间内的平均值就是中子（或其他）相互作用率的量度。例如在一个直流测量仪表中，所测定的量正比于 \bar{n} ，即大量的短时间间隔内 n 值的平均值。如果这种间隔的数目非常多，则这些 n 值显然服从泊松概率分布^[10]。这时，可以证明：

$$\overline{n^2} - (\bar{n})^2 = \bar{n}, \quad (5.89)$$

其中 \bar{n} 为 n^2 值的平均。

5.257 在MSV方法中，由裂变电离室或硼电离室来的直流信号通过电子平方放大器给出一个均方输出，正比于 $\overline{n^2}$ 。从该值中减去一个与 $(\bar{n})^2$ 相关的量，于是根据方程(5.89)，

• 这一关系式由N·R·坎贝尔于1909年在处理放射性衰变时首先提出；因此，上述MSV方法常称为坎贝尔法。

其结果就是平均值 \bar{n} 的一种量度。这种方法比直接测定 \bar{n} 优越。在直接方法中每次事件对应的实测输出信号大体上正比于 Q ，而在MSV方法中它正比于 Q^2 ，此处 Q 为每次事件在电离室中收集到的电荷量。因此，对直流敏感元件而言，中子- γ 分辨率取决于 Q_n/Q_γ ，而对MSV电路而言，则取决于 $(Q_n/Q_\gamma)^2$ ，其中 Q_n 和 Q_γ 分别对应于中子和 γ 射线光子。因为在裂变室或硼电离室中 Q_n 比 Q_γ 大得多，即 $Q_n/Q_\gamma \gg 1$ ，因此可以看出 $(Q_n/Q_\gamma)^2$ 比 (Q_n/Q_γ) 更要大得多。结果，MSV技术比平均补偿电离室能给出更理想的中子- γ 分辨率。

5.258 如果将探测中子用的积分电离室接到一个对数放大器上，则其输出将指示中子通量的对数。这种仪表称为 $\log n$ 计。在反应堆起动的过程中中子密度的变化范围很宽，这时这种仪表特别有用。 $\log n$ 计的工作基于以下原理：在一定的电流限度内，半导体二极管两端的电压正比于流过其中的电流的对数值。将中子敏感电离室输出的电流直接接到二极管的板极上，二极管的电压经放大后在记录仪上示出，这时的读数正比于中子密度的对数。

5.259 如果将 $\log n$ 计的输出接到RC微分电路上，那么后者的电流就指示出 $\log n$ 关于时间的导数，即 $d \log n / dt$ 。如§5.18所述，反应堆周期的倒数等于 $d \ln n / dt$ ，所以 $\log n$ 计和RC电路组合给出的输出正比于 $1/T_p$ 。当把它联接到以秒作为读数刻度的适当的指示仪表上时，这一系统就组成一个反应堆周期计。

5.260 图5.26中画出反应堆内 $\log n$ 计输出的记录仪迹线图，图5.27给出外接微分电路的信号记录迹线。对每种情况，时间标度均从右向左移动，而在图5.27中为表示方便起见将记录曲线分成两部分给出。可以看到，第一次停堆过程中的周期达到了约-80s的稳定值(§5.43)。当反应堆在停堆14分钟后重新起动时，有一个瞬变阶段，然后进入约15s的稳定周期。在17分钟时刻*发生第二次停堆。

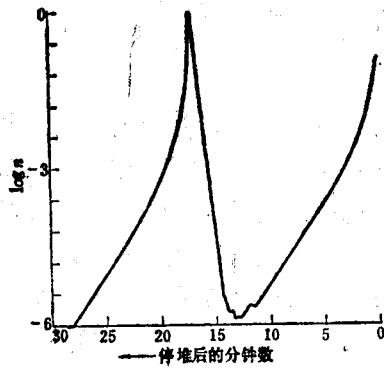


图5.26 插入和提出控制棒时 $\log n$ 计的记录迹线

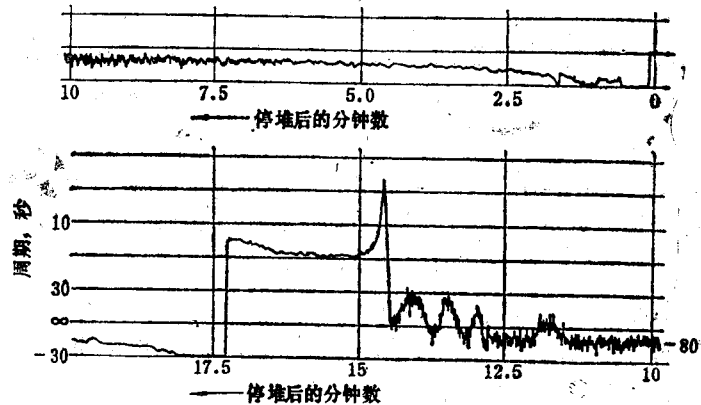


图5.27 对 $\log n$ 曲线微分得到的周期指示计迹线

脉冲型电离室

5.261 如果一个电离室输出电路的时间常数小于致电离粒子相继到达电离室的平均间

*原文误为17秒。——译者

隔时间，则其电流不是连续的，而是呈现为一组脉冲。每一个脉冲表示有一个粒子进入电离室。把这种脉冲电离室接到一个放大器和一个机械记录仪上，就能数出一个个的脉冲，从而得出进入室内的粒子数。

5.262 脉冲电离室的重要优点之一在于它能在相当强的 β 粒子和 γ 射线存在的情况下（例如在运行的反应堆内就是这种状况）测定中子密度。若电离室做得较小，例如两个电极仅相距几厘米，那么由一个中子（间接）生成的离子对数目将大大超过由于进入一个 β 粒子或 γ 射线光子所生成的数目。所以强致电离粒子将形成大得多的脉冲。从电离室输出的脉冲送到一个放大器中，然后进入计数率计；若线路中接入一个甄别电路，则仪器将仅对中子产生的大脉冲作出响应，而对弱脉冲几乎没有反应。

5.263 为了探测中子，脉冲电离室可以涂上硼或充以三氟化硼气体。然而，更常用的是将电离室内壁（或电极表面）涂以对铀-235浓集的铀化合物；这样的脉冲电离室称为**裂变室**。由中子和铀-235相互作用产生的裂变碎片所形成的脉冲非常大，可以毫无困难地从 γ 射线形成的“堆积”脉冲中分辨出来。这一点当然对于刚停闭的反应堆尤其重要，因为这时 γ 射线的强度与中子通量相比十分可观。

5.264 为了应用于反应堆控制中，一般将裂变室和一个计数率计合在一起使用，这是因为中子在单位时间内进入裂变室内的数量才表示该处的中子通量。利用一个对数电路，裂变室输出可以以中子通量的对数指示刻度。如此得到的仪器称为**对数计数率计**（或logCRM）。若将对数电路输出的电压加到一个微分电路上，则其输出将指示反应堆的周期。

正 比 计 数 器

5.265 将图5.23中的正比区域Ⅲ用于致电离粒子的计数具有某些优点。首先，强烈的内部（气体）放大意味着只需较小的外部放大就足以使电压脉冲驱动机械计数器或定标器。其次，适当设计的正比计数器具有极短的恢复时间，因此可能适应很高的计数率。因为气体放大的程度随着电极间的电压一起增加，因此当介质中存在有低比电离的粒子时，仍然可以通过适当选择工作电压，对强致电离粒子进行计数。

5.266 正比计数器中的电极如图5.22所示，由一个圆筒和一根中心金属丝所组成。中心金属丝总是作为阳极（正电极），通常也就是接向放大器的集电极。在圆筒和中心丝极之间的电场是非均匀的，因为它的变化正比于 $1/r$ ，此处 r 是离金属丝的距离。所以中心电极附近的电场强度极大，当致电离粒子进入后，由于气体放大，就会产生一个相当大的脉冲。从原理上说，正比区也可用在测量离子电流的积分式仪表中。但是这样将要求极其精确地控制电极间的电场，以致超出实际可能。因此，总是采用脉冲计数方式。这也说明了为什么采用“正比计数器”这一名称。

5.267 为了测量慢中子密度，装电极的管内可充以三氟化硼气体（最好对硼-10浓集），或者将电极或管内壁涂以硼。如要探测快中子，所充气体可以是氢，或者在管壁上涂以含氢化合物（§5.251）。在计数率计这一类计数仪表上加上适当的栅偏压，就可避免记录由 β 粒子和 γ 辐射产生的小脉冲。在核反应堆有关的工作中，含硼的正比计数器常称为**硼计数器**。因为其内部放大极为强烈，所以有时将硼计数器用于反应堆起动的初期阶段，这时中子通量很低；在反应堆控制的其他场合不采用这种计数器。

非电离式中子敏感元件

5.268 目前已发展了两类不依赖电离的仪表供测量慢中子通量使用。它们的优点是直径很小，因此适用于狭窄的空间内；它们还十分稳定，足以承受反应堆堆芯内强烈的辐照环境。此外，这些仪表还能指示整个反应堆堆芯内的空间通量（或功率）分布，或者在将其输出适当组合后就能给出平均功率水平。它们的主要缺点是不能象电离式敏感元件那样给出瞬时的响应；因此它们只对处于功率运行状态下的反应堆才是有用的。

5.269 有一种装置叫作**自给能中子探测器**，因为它不象电离式仪表那样要通过外加电压来收集带电粒子。在自给能探测器中，采用一种能由于俘获中子而被活化的材料，它发射的 β 粒子所形成的电流用一个灵敏电流计加以测量。这种被活化的材料最好由完全（或几乎完全）单一的同位素所组成，这样，活化过程也是单一的；此外，这种材料应该具有大小适当的中子俘获截面（不要太大），以防消耗过快。另外，活化产物应具有较短的半衰期，而且 β 粒子要有较高的平均能量。

5.270 在目前设计的自给能中子探测器中，多数采用铯作为被活化的材料（称为发射体）；自然界中存在的天然铯元素只含有同位素铯-103。它的中子活化产物是铯-104，其中有7%处于激发（亚稳）态。正常态的半衰期为42s，而激发态的半衰期为264s；因此，对于探测中子比较重要的早期阶段，正常态的衰变占主要份额。这种敏感元件是由电绝缘体（通常用氧化镁）围绕着一根铯丝，整个密封在抗腐蚀的镍基合金因科镍的外壳中组成。选择这种绝缘和外壳材料是因为它们耐辐照并且基本不生成中子活化产物。将外壳接地， β 粒子（电子）流用接在发射极和大地之间的电流计来测量（图5.28）。

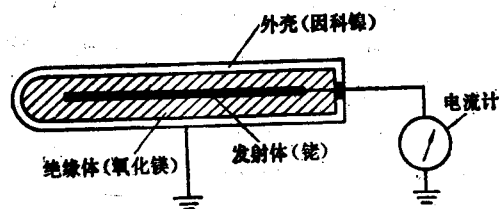


图5.28 自给能中子探测器

5.271 当发射体的活性在所处的中子通量中达到饱和值时（§2.122）， β 粒子的发射率和电流将正比于激活中子通量。因为饱和活性要在活化产物经过几个半衰期之后方能达到，所以自给能中子探测器不能对诸如反应堆起动过程中发生的中子通量快速增加作出瞬时响应。然而，在满功率运行情况下，活性达到饱和，输出信号正比于通量。但在通量变化时它的响应仍然有一定的滞后，因为新的饱和活性来不及马上建立。由于

铯-103的消耗将使发射体宏观俘获截面下降，自给能探测器必须经常刻度。

5.272 第二类非电离式中子敏感元件是**中子热电堆**。这种仪器大约含有40个热电偶，各结点相间地涂以硼。硼-10吸收中子时释放的热量能产生显著的电压。例如，在 $10^{14} \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}$ 的热中子通量中输出近似可达10mV。象自给能探测器一样，由于硼-10吸收中子后贫化而使宏观截面改变，所以每隔一定时间就需重新刻度。

5.273 因为中子热电堆的工作取决于由硼向热电结点传送的热量，所以它的响应时间相当长，数量级达几秒。这就使这种敏感元件不宜用于指示局部中子通量。然而通过将遍布于堆芯的许多热电堆的输出进行平均，可用于确定反应堆的热功率水平。目前在动力堆中不常用这种装置，但是它们对于堆内实验装置附近的中子通量监督是很有用的。

堆外与堆内的敏感元件

5.274 中子仪表可以布置在反应堆堆芯以内或之外。堆外敏感元件用于测量平均通量，而堆内装置能给出堆芯内的空间功率分布；因此，它们能用于指示可能发生危险的情况，例如局部功率密度过高。堆外敏感元件能探知氙不稳定性的出现，但操纵员要靠堆内仪表来决定如何采取必要的矫正动作。堆内敏感元件位置可以是固定的，也可以在垂直（轴）方向作移动。布置在若干点上的固定敏感元件可以给出三维功率的总体分布，但是需在这些具有一定间距的点之间进行内插。另一方面，可移动的堆内中子敏感元件能提供详细的轴向分布，但只限于敏感元件所处的特定径向位置。

5.275 堆外仪表通常布置在紧靠反应堆压力容器的外侧，在那里即使当满功率运行时通量仍低于约 10^{15} n/m²·s。由于环境温度也不太高，因此可以采用各种类型的电离室和正比计数器，而且在它们的结构中毋需使用特殊材料。当然，所用仪表必须对堆芯外的较低通量敏感。

5.276 在一个水慢化（和冷却）的反应堆内，堆内敏感元件可能要经受 10^{18} n/m²·s的通量以及332°C高温。强烈的中子和γ辐照能破坏结构材料，还会由于能量沉积引起大量发热。这种仪表必须做得很小，它的封套必须对水密封，耐腐蚀，并能承受高压。固定的堆内敏感元件寿命相当短，因为它们受到中子的连续照射；一般设计成大约能维持一年，这样便可在反应堆换料的同时加以更换。可移动的堆内仪表当不用时停放在中子通量较低处，从而得以延长寿命。

5.277 最常用的堆内中子通量敏感元件是裂变室。有一种裂变室用钛或不锈钢作成圆筒形外电极并兼作外壳，其内壁涂以对铀-235高浓集的氧化铀（U₃O₈），而中心电极（集电极）材料是钛。在另一种堆内裂变室中，外壳和集电极均由不锈钢制成；外电极是一个浓集铀-铝合金套，紧配在外壳之内。在这两种仪表中，都用氩作为室内充气，用氧化铝作绝缘材料。

5.278 沸水堆在起动和功率运行中使用固定的和可移动的两种堆内中子敏感元件。而压水堆则常采用可移动的堆内裂变室来测量轴向通量分布。自给能（和硼热电堆）装置能用作固定的堆内仪表。由于硼-10因吸收中子而很快贫化，所以硼电离室不常用于堆内测量，但可用作可移动的中子敏感元件，因为这时它们只受短期照射。

反应堆起动中的仪表量程

5.279 一个核动力反应堆从开始起动到满功率运行水平，其中子通量变化可能超过 10^{11} 倍。反应堆的安全控制要求在整个这一宽广的范围内都能测知中子通量。在起动过程中存在这样的可能性，即反应堆已达到了临界而且反应堆周期很短，但此时中子通量却还很低（§5.287）。一旦发生此种情况，功率就可能迅速增长，在来得及采取减少裂变率的措施以前，功率就会上升到危险水平。为了安全起见必须避免出现短周期，所以由起动时的初始功率水平直到运行水平这整个过程中都必须测知裂变率或中子通量。

5.280 没有一种仪表能单独地在整个可能范围内满意地测出中子通量。因此，将整个量程分成三部分，即源区段、中间区段和功率区段。这些区段并非严格固定，但可大致象图5.29中那样划分。当从一种仪表转换到另一种时，为了能够连续测量，相邻的中子通量区段

应重叠一至两个数量级。当动力反应堆内满功率通量约为 $10^{18} \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}$ 时，源区段范围约在它的 10^{-11} 至 10^{-6} 之间；中间区段约从 10^{-8} 到几乎满功率值；而功率区段大约包含满功率通量的 10^{-2} 至1.5倍的范围。

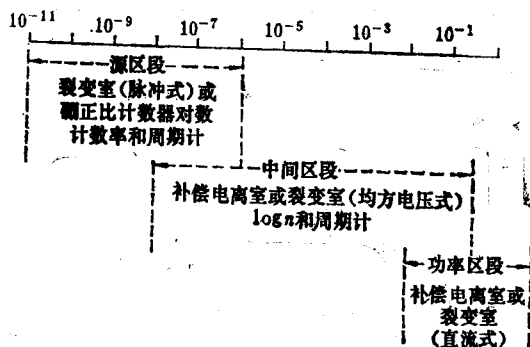


图5.29 反应堆起动中的仪表量程

5.281 在反应堆起动初期阶段，中子通量很低，但是若反应堆是停堆后重新起动的話， γ 辐射场却可能很强。在这种情况下测量中子通量最好用脉冲型裂变电离室或修正比计数器，并采用适当的偏压以消除小的 γ 脉冲。因为中子通量很低，敏感元件中致电离事件的出现率很低，所以读数不可能很精确。然而，这在所论情况下关系不大，因为起动过程总是倍加谨慎的。在这个区段内中子通量要变化五个量级以上；因此，用对数电路和 $\log \text{ CRM}$ (§5.264) 所提供的读数大约为1到 10^5 或 10^6 计数/s。附加的微分电路可给出反应堆周期。

5.282 在中间区段内，中子通量很高，将使电离室脉冲叠加在一起；这时电离室能以直流指示仪的方式工作。与脉冲计数方式相比，虽然在中间区段左端的测量精确度不那么高，但响应速度却更快。压水堆内常用仪表是堆外补偿电离室，而沸水堆内则常用均方电压 (MSV, 见§5.256) 调制的堆内裂变室。在两种情况下，作为中子通量量度的输出信号接向一个对数电路，其结果由 $\log n$ 计给出指示。在中间区段内反应堆周期十分重要，可用通常方法通过对 $\log n'$ 取微分得出。

5.283 在功率区段内，中子敏感装置的基本要求是精确加灵敏。所用的仪器或是补偿电离室 (压水堆内)，或是直流积分裂变室 (沸水堆内)。因为中子通量的量程不太宽，例如为满功率值的1—150%，所以可将输出电流作线性放大而不必作对数放大。此时用直流电表 (例如微微安培计) 可以直接读出中子通量值。在反应堆运行过程中，如果通量超出了预定值，放大器的输出就会触发报警系统。

5.284 平行圆板式电离室 (PCP, 见§5.253) 的响应速度很快，它们有时可用于反应堆安全电路中和运行功率水平的自动控制中。其输出信号中虽然确实包含了一些 γ 射线的贡献，但可借助于外加补偿电压加以消除。

反 应 堆 起 动

5.285 在反应堆起动的过程中，其控制需倍加谨慎以防出现事故。对于设计在高通量下运行并且具有相当大的剩余 (后备) 反应性的反应堆，在起动过程中堆周期可能变得

很短。如果由于操纵人员失误或机械故障，事故可能发展到瞬发临界，功率将极其迅速地超过正常运行水平，造成的后果可能极为严重。在实际运行中，可将起动分成三种不同类型。第一种叫作“初始起动”，又常常叫作从“冷”态起动，系指新反应堆、换料后的反应堆和已停闭了好几天的反应堆的起动。第二种是在事故停堆或计划停堆后短时间内的起动；这有时称为“事故停堆后起动”。最后一种是反应堆在降功率（例如约降到额定运行功率的0.1—1%）以后需要重新提升起动；这称为“功率区段起动”。

初始起动

5.286 所有各类起动操作都具有相同的目的，即，使反应堆达到临界，然后受控地增加中子通量（和功率输出），直到达到所需功率水平为止。初始起动需特别注意，因为中子水平可能很低，以致普通仪表的量测不甚可靠。在任何情况下，最重要之点是在中子通量尚未达到可测知的程度以前不得移动任何控制棒。这种可测知通量可由于铀-238的自发裂变产生，也可由放入一个特殊的（独立）中子源产生。一个水慢化动力反应堆大约含有 10^5 kg（或更多）的铀-238，由于自发裂变的强度约为 $15\text{n/kg}\cdot\text{s}$ ，因而本底通量对起动目的是足够的。对于用高浓铀作燃料的特殊类型反应堆，堆芯中的铀-238数量太少，其自发裂变不能提供足够的中子数。这时至少在初始起动阶段需要采用一个附加源，例如能产生 10^6 至 10^7 n/s的钷-铍中子源（§2.72）。

5.287 即使在初始起动时可以测出中子通量，反应堆仍可能以短周期通过瞬发临界点。在初始起动过程中，可以通过仔细调节反应性增加率（即控制提棒速度）来避免发生上述情况。观察图5.30将对此有所启发。图中对于三种反应性增加率给出了反应堆周期*随起动后时间的变化。每种情况中，初始有效倍增因子均取为0.9，反应堆中的瞬发中子寿命为 10^{-4} s（水堆的典型值）。当反应性变化率为 0.002s^{-1} 时，反应堆在50s后达到临界，此时从图中可查得周期仅为约1.5s。然而，让反应性增加略慢，譬如 0.0005s^{-1} ，反应堆达到临界点时的周期约为7s。前一周期短得异常危险，后一周期则较为安全。在由石墨或重水慢化的反应堆中，瞬发中子寿命比普通（轻）水反应堆中的长一些（表5.1）。这时那怕给定的反应性值超过约0.004，它的相应周期仍将比图5.30中给出的更长（§5.39）。因而在起动过程中进入短周期的机会也减少了。虽然某些大型石墨慢化反应堆采用自动起动^[19]，但对于水慢化动力反应堆，正是由于它可能会经受一个很短并且具有潜在危险性的周期，不宜于采用自动起动。

5.288 在反应堆起动过程中，各控制棒以限定的速率按严格规定的顺序提出堆芯。通常首批提出的棒是最靠近堆芯边界的棒，因为那里的中子通量最低，故控制棒的价值最小。此种程序减小了中子通量的增长速率。由于在低中子通量下仪器可能不很可靠，可以将控制棒间歇地而非连续地提升；在一段短时间的“动作”（提升）之后，紧跟有一段较长时间的“停止”（静止不动），如此循环进行。只要反应堆是次临界的，在“动作”阶段中子通量将增加，但在“停止”阶段则趋于下降（或可能保持稳定）。当反应堆越过了临界状态以后，即使棒不再提升，通量也将不断增长。注意到此种情况后，操纵人员就可以意识到反应堆已经达到临界，从而可以采取措​​施以防出现过短周期。作为一种预防性设施，反应堆可以配备一种安全系统，若周期达到预定的较小值时，该系统能阻止控制棒作进一步提升。

* 这里所用的“周期”一词是在给定时刻下 $d\ln n/dt$ 的倒数；它并非实际的反应堆（稳定）周期。

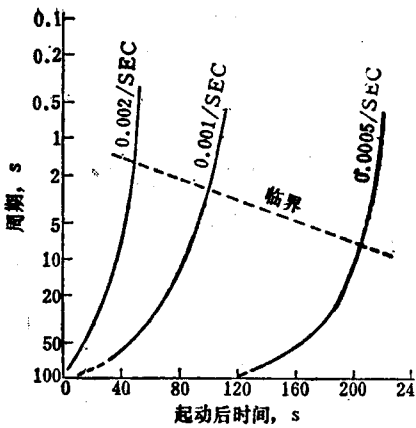


图5.30 各种反应性增加率下的反应堆周期随时间的变化

事故停堆后起动

5.289 在短暂停堆后再起动比初始起动其危险性要小得多。若停堆期不长，残留的中子水平可能还很高，足以使仪表给出良好的信息。这种情况产生于若干因素的影响。其一是缓发中子的限制作用，即使反应堆已停闭了15分钟，中子通量也只减少到原先的 10^{-5} ，因而仍然处于中间区段的仪表监测之下。其二是裂变产物的 γ 辐射与各种反应堆材料作用而产生中子。当采用重水或被作慢化剂或反射层时，这个因素尤为重要。在停堆后的一段时间内，次临界反应堆的行为犹如其中含有一个很强的初级中子源。当反应堆重新起动时，这个强中子源再加上次临界倍增效

应，所形成的中子通量甚至在控制棒尚未抽动时就已能使仪表作出满意的响应。但是因为 γ 射线本底很高，所以周期的读数可能不很可靠。

5.290 高通量热中子反应堆停闭后，由于氙的浓度将不断增长，所以应尽早重新起动。如果在很短时间内重新起动，则整个过程可以按上述方法进行。然而，若停闭期较长，氙浓度的增长将使所剩的后备反应性不足以克服中毒，此时或者需要更换部分燃料元件，或者需使反应堆继续停闭，直到氙衰变后为止。对于这后一种情况，如同其他长期停堆的情况一样，中子通量将已大为降低，因而此种起动过程基本上与初始起动相同。

功率区段起动

5.291 在某些情况下，反应堆的功率水平将降低到其满功率运行水平的一个很小份额，例如0.1—1%。虽然从功率的角度看该值很小，但中子通量仍然极高，足以使再起过程中周期和中子通量仪表均能给出可靠的读数。在此情况下，起动操作不会出现特殊问题，当然仍需注意避免潜在的危险。象通常一样，控制棒总是按预定顺序和限定速率提升。

反应堆的正常运行

5.292 如前所述，反应堆在其正常运行过程中一般通过自动控制系统使所需功率水平基本保持恒定。用一个误差信号表示特定运行参数的测量值与所需值之差，将该信号馈送到一个伺服机构中，于是就产生必要的控制动作，例如压水堆中的控制棒运动或沸水堆中再循环率的变动，这些动作使误差信号返回零点。所测的运行参数可以是中子通量、冷却剂温度或者功率的客观需要量。

反应堆停闭

5.293 除紧急情况外，反应堆通过缓慢地插入控制棒实行停闭。原则上，可以快速停堆，但此种停堆方式非在十分必要时均应尽量避免，这样就可减少反应堆系统内各部件由温

度变化所引起的应力。如果希望临时停堆,例如为了进行某种外部维修操作,则中子通量只需下降到对应功率不超过安全容许最大值。这样做不仅能使氙积累得最少,而且也将能使随后的反应堆再启动过程简化。在决定停堆的安全程度时,必须记住燃料中由于裂变产物的放射性衰变在相当长的时间内还将继续释放大量热量。

5.294 若在运行过程中出现潜在的危险情况,则反应堆必须快速停闭,即必须自动地作事故停堆。事故停堆系统必须十分可靠,不容许在需要时失效;但是它也不应对不必停堆的次要信号作出响应。前已指出,事故停堆功能属于反应堆保护系统部分,而不属于控制系统,故将在第十一章中进行讨论。

一般参考文献

A.Z.Akcasu,G.S.Lellouche,and L.M.Shotkin, "Mathematical Methods in Nuclear Reactor Dynamics," Academic Press,1971.

G.I.Bell and S.Glasstone, "Nuclear Reactor Theory," Van Nostrand Reinhold, 1970.

J.M.Harrer and J.G.Beckerley,Eds., "Nuclear Power Reactor Instrumentation Systems Handbook," U.S.AEC Reports TID-25952-P1,1973,and TID-25952-P2, 1974.

D.L.Hetrick, "Dynamics of Nuclear Reactors," University of Chicago Press, 1971.

G.R.Keepin, "Physics of Nuclear Kinetics," Addison-Wesley Publishing Co., 1965.

J.R.Lamarsh, "Introduction to Nuclear Reactor Theory," Addison-Wesley Publishing Co.,1966.

J.Lewins, "Nuclear Reactor Kinetics and Control," Pergamon Press,1978.

W.J.Price, "Nuclear Radiation Detection," McGraw-Hill Book Co.,2nd Ed., 1964.

T.J.Thompson and J. G. Beckerley, Eds., "The Technology of Nuclear Reactor Safety," Vol. 1, Reactor Physics and Control, M. I.T.Press, 1964.

L.E. Weaver, "Reactor Dynamics and Control," Elsevier/North-Holland Publishing Co., 1968.

参考文献

1. D.L.Hetrick, "Dynamics of Nuclear Reactors," University of Chicago Press, 1971, p.27 et seq.

2. G.R.Keepin and T.F.Wimett,*Nucleonics*,16,No.10,86(1958).

3. G.R.Keepin, "Physics of Nuclear Kinetics," Addison - Wesley Publishing Co., 1965,p.147 et seq.

4. E.Fermi,*Phys.Rev.*,72,16 (1947).

5. J.J.Duderstadt and L.J.Hamilton, "Nuclear Reactor Analysis," John

- Wiley & Sons, 1976, p. 567 et seq; see also, A. Henry, "Nuclear-Reactor Analysis," MIT Press, 1975, p. 270 et seq.
6. G.I. Bell and S. Glasstone, "Nuclear Reactor Theory," Van Nostrand Reinhold Co., 1970, p. 555 et seq.; see also, J. J. Duderstadt and L. J. Hamilton, Ref. 5, p. 578 et seq.
 7. A.M. Weinberg and E.P. Wigner, "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors," University of Chicago Press, 1958, p. 83; see also, A. Henry, Ref. 5, p. 270.
 8. W.E. Nyer and S.G. Forbes, "Dynamic Properties of Heterogeneous Water Reactors," U.S.AEC Report IDO-16701, 1961.
 9. The subject of transfer functions is developed in several textbooks on servomechanisms and related topics; see, for example, V.W. Eveleigh, "Introduction to Control Systems Design," McGraw-Hill Book Co., 1972, and R.C. Dorf. "Modern Control Systems," Addison-Wesley Publishing Co., 1967.
 10. M.A. Schultz, "Control of Nuclear Reactors and Power Plants," McGraw-Hill Book Co., 2nd Ed., 1961, p. 115.
 11. M.A. Schultz, Ref. 10, p. 141.
 12. D.L. Hetrick, Ref. 1, p. 66-78.
 13. D.L. Hetrick, Ref. 1, p. 260 et seq.
 14. J.A. DeShong and W.C. Lipinski, "Analyses of Experimental Power-Reactivity Feedback Transfer Functions for a Natural Circulation Boiling Water Reactor," U.S.AEC Report ANL-5850, 1958.
 15. D.L. Hetrick, Ref. 1, p. 164 et seq.
 16. D.D. Glower, "Experimental Reactor Analysis and Radiation Measurements," McGraw-Hill Book Co., 1965.
 17. W.J. Price, "Nuclear Radiation Detection," McGraw-Hill Book Co., 2nd Ed., 1964; see also, W.C. Lipinski, J.M. Harrer, and R.L. Ramp, "Control and Instrumentation," Chapter 8 in "Reactor Handbook, Vol. IV," S. McLain and J.H. Martens, Eds., Interscience Publishers, 1964.
 18. W.J. Price, Ref. 17, p. 56; see also, E. Parzen, "Stochastic Processes," Holden-Day, Inc., 1962, Chapter 4.
 19. G. Driver and R.E. Mahen, "Process Computer Applications and Data Handling," in "Nuclear Power Reactor Instrumentation Systems Handbook," J.M. Harrer and J.G. Beckerley, Eds., U.S.AEC Report TID-25952-P1, 1973.

习 题

1. 试比较纯石墨以及含有纯铀-235的石墨 ($N_M/N_F=2000$) 中的瞬发中子寿命。
2. 根据平均(单群)缓发裂变中子衰变常数的有关数值, 试比较下列三种情况下反应性阶跃增加0.0022后对 neutron 通量的影响: 热中子反应堆所用的易裂变材料为 (a) 铀-233, (b) 铀-235 以及 (c) 钚-239。
3. 一个用铀-235作易裂变材料的反应堆, 在稳态运行后其反应性阶跃增加了0.005; 瞬发中子寿命为 10^{-4} s。假定缓发中子是单群(平均群)的, 试在半对数坐标纸上画出 $\phi(t)/\phi_0$ 关于时间 t (秒) 的变化曲线。
4. (a) 假定缓发中子为单(平均)群。试在半对数纸上画出反应性阶跃下降分别为1.3%和5.2%情况下前2.0s内相对中子通量变化的图形。(b) 对于每一种情况, 问裂变功率下降到反应性变化以前水平的0.5%所需的时间各为多少?
5. 试将习题3和4的结果与瞬跳和瞬降近似所得结果进行比较。
6. (a) 根据表5.2中的数据 and 方程(5.37), 对于瞬发中子寿命为 10^{-3} s 的反应堆画出反应性与稳定周期的关系曲线。(对于 T 等于1、5、10、25和50s, 确定 ρ 值, 然后画出 $\rho-1/T$ 图)。问周期为多大时中子寿命的值变得重要?(b) 再对单(平均)群缓发中子情况画出 $\rho-1/T$ 图。并将考虑全部六群缓发中子的结果和单群的结果进行比较。
7. 一座反应堆在 10^{18} n/m²·s 热中子通量下运行了很长时间, 然后完全停堆。试问氙浓度上升到最大值将需多少时间? 此时氙中毒的数值为多少?
8. 对于在 10^{18} n/m²·s 热中子通量下运行的反应堆, 试计算初始启动以后下列时刻的氙中毒: (a) 20h, (b) 30h 和 (c) 50h; 再计算完全停堆后下列时刻的氙中毒: (a) 5h, (b) 15h, (c) 25h, (d) 35h 以及 (e) 50h。将所得结果和习题7的结果结合起来, 试对于所给通量画出在运行50h和随后停堆50h的时间内氙毒的变化曲线。
9. 在 10^{18} n/m²·s 热中子通量下运行的反应堆还有0.10剩余反应性可用于克服附加氙毒。假定该反应堆已经运行了较长时间然后完全停堆。试问反应堆在多长时间以内能重新启动? 如果超出这个时间又不换料, 问需要等待多久才能再启动? (利用习题8的结果。)
10. 考虑一个由 $N_M/N_F=2000$ 的石墨和铀-235组成的裸球热中子均匀反应堆。(见习题3-19。) 试估算其等温温度系数。
11. 对于慢化剂和冷却剂按下表内的组合所构成的各种热中子反应堆, 讨论零功率温度系数和功率系数的大概性质。

慢化剂	冷却剂
石墨	氦
石墨	水(液态)
石墨	水(蒸汽)
重水	水(液态)
重水	水(蒸汽)
重水	重水(液态)

12. TREAT 是一个试验燃料元件用的石墨慢化浓集铀脉冲反应堆。采用如下的技术

要求:

反应性温度系数 = -2.4 分/K

比热 (每单位体积) = 2.2 MJ/m³ · K

瞬发中子寿命 = 7×10^{-4} s.

(a) 试估算在输入 3.0 阶跃反应性后所造成的峰值功率密度 (W/m³)。 (b) 假定系统是绝热的, 试估算相应的温度上升值。

第六章 能量的载出

引 言

反应堆设计中的热工问题

6.1 核反应堆的特殊性质之一是：由于裂变而产生的能量释放率（即功率产额）在理论上没有上限。然而，在实际上，一个反应堆的最高功率水平通常取决于能量（热量）能被载出的速率。因此，对于在高中子通量下运行的核反应堆，诸如中心电站中生产电能的反应堆或船舶推进用的反应堆，在其堆芯设计中，考虑载热问题和考虑核问题具有同等的重要性。增大接触面积和冷却剂通道体积有利于热量从燃料元件传到冷却剂内。然而这种方法一般都会使系统的倍增因子下降，从而需要增添易裂变物质才能使反应堆达到临界。因此，在设计中，对传热的要求和核的要求可能是矛盾的，而实际的设计则可能是这两个矛盾因素之间的某种折衷。

6.2 绝大部分现有反应堆的设计思想中体现了传热问题的各种具体解决方法，其中主要考虑的问题包括冷却剂的选择、燃料和冷却剂的布置以及载热方式。虽然每种类型的反应堆都有其自己特殊的热工问题，但在所有的情况下这些问题都可以利用传热学、水力学（流体力学）和热应力的一般工程原理加以解决。因此分析反应堆热工特性所需的方程是同固体部件中温度分布和热应力有关的那些方程再加上反应堆冷却剂的流动方程。热工-水力设计一词通常用来表示应用传热学和流体力学原理所作的综合性分析工作，以期达到从反应堆燃料载出所需热量这一目的。本章的任务就是要说明热工-水力设计的基本原理。

6.3 然而，在讨论载热的各种具体问题之前，应该提出核反应堆的某些特殊热工问题。由于热量由裂变和其他核过程不断地产生，所以必须提供一条途径使它传到一个“热阱”中，才能阻止温度不断升高。核反应堆与一般电厂中温度受到煤、石油或煤气燃烧情况的限制不同，如果其中载热率小于释热率的话，温度会不断升高直到反应堆烧毁。可以说明这种特性的一个例子是一根不加冷却的燃料元件，如果其中由自持裂变反应或者放射性衰变产生热量，则元件的温度会上升到烧毁的程度。因此在一个运行的反应堆内，释热率和载热率必须基本平衡。

6.4 对某种给定设计的反应堆，其最大运行功率受系统内的某些温度所限制。这一限值取决于燃料元件、冷却剂或慢化剂的物性变化，系统某些部分的容许热应力，温度对腐蚀的影响，或者其他各种热效应。必须确切地定出最大容许温度，以保证在所有各种预期运行工况下冷却剂系统均能满足要求。为了决定这一温度，首先要估计反应堆内热源的数值和分布，然后再确定系统内各条热流路线上的温差。以上两个相互有关的问题构成了新反应堆系统的方案和具体反应堆设计中热工分析的基础。

6.5 热工-水力设计的一个重要方面是要考虑可能出现的各种事故工况。设计中必须

对偏离于正常运行工况的可能性留出裕度，譬如需考虑冷却剂部分或完全失流后可能发生的情况。还需要对安全措施的设计作深入分析，这些措施用于在反应堆电厂中减轻可能导致堆芯损坏这类严重事故的后果。为了便于讨论这一课题，需要了解与失水事故有关的现象以及安全系统的设计。因此这一问题的阐述将推迟到第十一章中进行。

反应堆系统中热量的产生和处置

6.6 由于热量是通过许多不同的途径产生的，这就使得反应堆堆芯和结构中的热源分布方式的确定复杂化了。热量的主要部分来自裂变碎片的动能，它通常在燃料元件之内就完全变成了热能；但是，中子和 β 粒子的慢化以及各种 γ 辐射的吸收也都产生热量。由于在整个反应堆堆芯和结构内中子和 γ 射线的分布是不均匀的，所以与其相联系的热源分布也同样是非均匀的。因此要完全解决反应堆的冷却问题就必须准确地知道中子与 γ 射线的通量分布。这些通量的计算很难达到热工计算所需要的准确度，因此反应堆设计人员在进行最后分析时往往必须依靠从实验中或从运行的反应堆中所得到的数值。

6.7 一旦知道热源分布以后，就可以直接求出反应堆内的温度分布和通向热阱的各条冷却剂回路中的温度。这时主要目标是求出由燃料元件到冷却剂的热流和由冷却剂到热阱的热流。虽然在所有情况下都必须有一个热阱，但热流路径却随着反应堆系统的性质而改变。在某些情况下，热量由一次冷却剂直接排向热阱，例如排入河流或大气中。而在其他情况下，却可能利用二次甚至三次冷却剂将热量由一次冷却剂传入热阱。以下即将进一步说明有关这一方面的反应堆设计问题。

6.8 反应堆内任一点的温度显然比热阱温度高出某一数量，其大小等于沿热流路径上所有温度降的总和。温度降一般正比于热的流量，因而也正比于反应堆的功率。因此，任一部件内的稳态温度通常取决于以下几个参数：热阱温度、反应堆功率水平、该部件内总共产生的功率、部件和热阱之间的有效热阻。

特殊热工问题

6.9 除了热量的产生与处置方式以外，反应堆设计中还有其他一些独特的问题必须加以考虑，特别是反应堆材料和冷却剂的选择问题。在普通的热机或动力设备内，结构材料是根据机械性能选择的；而在反应堆系统内，这种选择在相当大程度上由核性质所决定。这就常常导致选择不常用而且昂贵的材料，并随之发生许多问题。这些材料并不一定具有最理想的热工、物理和机械性能，甚至这些性能往往还并不为人所知。例如，金属铍是一种优良的慢化剂和反射层材料，但它比较脆（见§7.142）。奥氏体不锈钢可用作快中子反应堆燃料的包壳，但是它们在高温下受到快中子辐照后易于肿胀（§7.104）。

6.10 反应堆堆芯载热问题的另一个困难在于它的体积释热率（或功率密度）很高。这就是说，每单位体积内释放大量的热（并且必须被载出）。在压水堆和沸水堆内，为了减少中子俘获，水慢化剂的数量（因而堆芯尺寸）受到限制；快中子反应堆为了减少燃料装载的费用和中子的慢化，同样做得相当紧凑。不管那种情况，凡是经济效果良好的设计都要求从一定大小的反应堆堆芯尽实际可能获取最多的能量。除此以外，反应堆各部件（如压力容器和屏蔽体）的费用也决定于堆的尺寸。由于这些考虑，压水堆内的功率密度近似为 $100\text{MW}(t)/\text{m}^3$ ，沸水堆内大约为 $55\text{MW}(t)/\text{m}^3$ 。一座典型的钠冷商用快中子增殖反应堆预期具有高

达 $500\text{MW (t)}/\text{m}^3$ 的功率密度。可以对比一下，在一个燃烧化石燃料的强迫对流的蒸汽锅炉内，释热率仅为 $10\text{MW (t)}/\text{m}^3$ 的量级。

6.11 高的运行温度(为了反应堆热输出最大并且最终转化为动力的热力学效率最高)和高的功率密度结合在一起，就对反应堆载热系统的设计提出了特殊的要求。高的功率密度不仅会使较厚的堆芯部件由于温差而产生很大的应力，而且这种功率密度下的核辐射(例如高中子通量)还可能对反应堆材料的热导率和其他性质发生不利的影 响(第七章)。一般来说，反应堆设计中的主要进步常归因于材料和制造方面的进展，但是只有当从热工-水力的观点对反应堆系统进行了最优化以后，这些进展的优越性才能充分地实现。

热量的传送

6.12 反应堆热工-水力设计的目标是将热量从燃料中的产生处“最优地”传送到转化成为有用能量的地点(通常为透平)。“最优”指在各种矛盾的设计参数之间取得适当的平衡；这些参数包括：冷却剂流率、压力损失、堆芯内的温度分布、材料参数等等，具体目标是在不超出可能导致材料损坏的各种约束条件下，由燃料中经济地载出热量。

6.13 从反应堆燃料至透平的热量传送可通过几种不同的流体回路实现(见§1.92及其后有关诸节)。例如，在压水系统中，用蒸汽发生器将热量从一次冷却剂传送到要在透平内膨胀做功的蒸汽中去。在液态金属冷却的快中子增殖反应堆内，热量从一次钠冷却剂传送到二次钠中，然后再传送到蒸汽发生器的蒸汽中。在所有的实际反应堆系统内，当蒸汽在透平中膨胀以后都需要有一个附加的传热步骤，因为“废”能必须耗散到热阱中去，一般是传送给冷凝器水。

热源分布

6.14 在冷却剂系统的设计中，了解堆芯内的热源分布和温度场是很重要的。在以下几节内将扼要讨论这些方面的问题，为载热所依据的传热原理的评价作一些准备。

6.15 在采用固体燃料的反应堆中，燃料元件和穿过各种固体部件的冷却剂通道布置的设计都要考虑这些部件中的温度分布。确定温度分布的第一步是定出所考虑的每一部件中的最大体积释热率。具体方法将在后面讨论。虽然热源分布取决于具体的反应堆设计，但至少 在初步计算中还是可以利用某些通用的方法。

6.16 可以假设，在热中子反应堆内90%的总释热量是在燃料元件里产生的，并且这种热源的分布正比于裂变率。其余的热量中，大约有一半，即总热量的5%，将在慢化剂内释放，而剩下的5%则在反射层和屏蔽体内放出。慢化剂内热源的分布介于均匀分布和正比于热中子通量分布两种方式之间。在许多反应堆的设计中，每一冷却剂通道同时接受燃料元件及其周围慢化剂的发热；这时两种热源就以某种方式合在一起了。

6.17 要确定反射层及屏蔽体内的热源分布就比较复杂了，因为它要求算出由堆芯泄漏的中子以及 γ 射线通量与能谱之间的函数关系。由于 γ 射线可以有許多来源，例如由裂变、裂变产物的衰变和辐射俘获产生(参看§10.13及以后各节)，因此必须了解每一种原始核过程的详细情况，然后才能计算这些辐射的特性。虽然在反射层和屏蔽体内(如果用压力容器的话，也包括在其中)放出的热量只占总量的5%，但是在以高功率运行的反应堆内，这些部件的冷却也可能成为一个严重的问题。

热工设计问题

6.18 通常，分析或设计反应堆冷却系统的第二步，就是根据各固体部件的已知热源分布、热导率和几何布置，利用适当的热流方程，来计算各部件中的温度分布。由于燃料元件通常是长圆柱形（或棒形）的，因此可以用相当简单的方式完成热流和温度分布的初步计算，后面将对此作一介绍。

6.19 另一方面，固体慢化剂和反射层部件的几何形状却往往是很复杂的；而且在屏蔽体中冷却通道的间隔也可能是不均匀的，这是因为释热量随着远离堆芯而下降。对这一类情况，往往可以先将几何形状简化成一种能应用已建立热流方程的简单形状（例如简化成圆柱体），然后再进行处理。另一种办法是利用计算机技术进行逐点分析（§6.77）。

6.20 为了确定堆芯内的温度分布图形和设计冷却系统，需要计算冷却剂的流动特性和传热系数。这些量决定了被冷却的固体燃料表面和冷却剂之间的温度，也决定了冷却剂流本身的温度。即将看到（§6.46等节），燃料表面和相邻冷却剂之间的温差决定了由燃料到冷却剂的（单位面积）传热率。然后，流动中的冷却剂将这部分热量传输到另一个位置。每单位质量的冷却剂所传输的热量与冷却剂的温升及其比热有关；将每单位质量冷却剂所传输的热量乘以它的质量流率（每单位时间里流过的质量）就得到了传热率。流经最热通道的冷却剂温升特别重要，因为它决定了堆内冷却剂的最高温度。

6.21 最后，必须逐级考虑从一次冷却剂到热阱之间的热传输问题。这种传输可能包括从一次冷却剂到蒸汽系统，或从一次冷却剂到二次冷却剂再到蒸汽系统，最后到热阱内的热交换。这一方面的问题可以或多或少地按照普通的方法来进行处理。

6.22 除去上面讨论到的问题以外，在设计冷却系统时还有一些与反应堆热工特性相关的辅助性问题。其中最重要的问题之一是固体部件内由于温差而产生的热应力问题。例如，这种应力问题可能发生在热屏蔽和生物屏蔽的设计中，因为这些屏蔽体的平均温度和表面温度相差甚大。此外，在压水堆内，厚壁压力容器内的热应力变得十分重要。这个问题将在第七章中分析。

6.23 冷却剂本身也常常存在一些特殊问题，本章后面有一节将讨论这一问题。但是，这里可以提一下几个方面，包括：净化，由中子俘获引起的放射性，辐射分解，腐蚀或侵蚀（包括传质）等。这些都是反应堆热工系统设计中的重要方面，但它们与其说是传热问题，不如说主要是材料和设备的问题。

6.24 综上所述，可以看到反应堆冷却系统的设计或分析除了牵涉到与热应力及冷却剂选择有关的问题以外，还包括以下课题：

- (1) 热源及其分布。
- (2) 通过固体部件向一次冷却剂的热传导。
- (3) 由于流体流动热量沿着反应堆通道的传输。
- (4) 由一次到二次冷却剂以及到蒸汽发生系统（或热阱）的热交换。
- (5) （与事故相关的）瞬变工况过程中的热传输。

反应堆系统内的热源

裂 变 能

6.25 在堆芯内由裂变释放的能量以各种形式出现,但主要的形式是裂变碎片的动能、裂变中子的动能以及由裂变产物放射性衰变产生的 β 粒子的动能。裂变碎片通常停留在燃料元件内部;逸入包壳中的一小部分也只能穿行0.01mm左右。高能 β 粒子在如锆这样的包壳材料中可以穿行2mm的距离(§7.114),因此,这种粒子的大部分可能从燃料元件逸入慢化剂或冷却剂中,但它们不会逃出反应堆堆芯。裂变中子在与慢化剂原子发生的最初几次碰撞中损失其大部分的能量,它们穿行的距离由几厘米到几英尺不等。因此,可以看到,在占释放总能量约90%以上的这三种所述的来源中,绝大部分热量均释放在反应堆的堆芯内。*

6.26 裂变产生的其余能量(不到10%),以前面所提到的几种源中发出的 γ 射线形式出现。这些能量在反应堆堆芯、反射层和各屏蔽体内的分布方式取决于组成的材料和各种部件的几何结构;从而这一分布取决于反应堆的类型。 γ 辐射产生热量的完整分析是相当复杂的;它需要了解每种 γ 射线源的能谱和空间分布,还需知道系统内的材料对于不同能量辐射的吸收系数。

6.27 除了热源的空间分布以外,还必须考虑它对时间的依赖性,因为相当大的一部分裂变能量是在一段时间内逐渐放出的。例如,裂变碎片可能在几微秒内差不多损失它们的全部动能,而裂变产物放射性衰变所产生的能量却需要在好多年内才逐渐释放出来。不过,反应堆在起动的以后实际上很快就达到了热平衡,与这一平衡的任何偏离一般都可略而不计。

6.28 然而,在反应堆停闭后的相当长时间内,却应该采取措施来继续冷却燃料元件和其他反应堆部件,因为裂变产物的衰变仍然产生热量(见§2.213)。这时,堆内的热源分布将不同于它在运行情况下的分布。例如,在反应堆停闭一小时后,燃料元件内的释热率仅为运行数值的1.5%,而在反射层和屏蔽体中,这时的释热率却近似为运行过程中的10%左右。这种差异之所以发生,是因为停堆后释放的热量大部分是由于吸收了裂变产物衰变所放出的 γ 射线的缘故。当反应堆运行时,在堆芯内虽然这种热量只占总释热的一小部分,但在反应堆系统的其他部分内却占相当大的比例。

6.29 在第一章里已看到,最终以热能形式出现的总裂变能量由许多来源所组成。一般说来,除了逃出反应堆系统的中微子的能量以外,总能量可由下式表示:

$$E \approx 191 + E_c \text{ (MeV)},$$

这里 E_c 是由中子的各种寄生俘获过程所产生的能量,例如,铀-235和铀-238的非裂变俘获,以及慢化剂、冷却剂和结构材料中的俘获等;其中包括俘获 γ 辐射的能量和由中子寄生俘获

*按照§6.16所述,在堆芯内释放的热量约占总热量的95%(燃料元件中90%,慢化剂中5%),这里多出的大约5%是由于堆芯吸收 γ 射线而产生的。

形成的各种放射性核素的衰变能量，即衰变中放出的 α 、 β 粒子和 γ 射线的能量，*由于 E_c 的数值显然取决于反应堆堆芯内的材料性质，因此裂变产生的总热量将会在某种程度上随着反应堆的类型而异。

例题6.1 在一个压水反应堆内，氧化铀(UO_2)、水和铁的体积份额分别为0.32, 0.58和0.10,试确定在堆芯内每次裂变释放的总能量。氧化物燃料(密度为 $10.2 \times 10^3 \text{kg/m}^3$)中的铀-235平均浓度为0.28%, 冷却水的平均密度为 $0.69 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ 。铀、水和铁中每俘获一个中子释放的能量可以分别取6.8, 2.2和6.0MeV。

解: 求解这一问题时需要每种成分计算中子的宏观俘获截面(除了 UO_2 中的氧以外, 因为氧的俘获很小)以及 ^{235}U 的宏观裂变截面。最终结果取决于截面比而不是截面的绝对数值; 因此, 在计算中可以采用0.0253eV能量下的中子微观截面的表列数值。这时的俘获-裂变比由下表给出:

	^{238}U	^{235}U	H_2O	Fe
N (核子数/ $\text{m}^3 \times 10^{23}$)	0.71	0.020	1.34	0.85
σ_c (b)	2.7	98.6	0.664	2.55
σ_f (b)	-	582	-	-
Σ_c (m^{-1})	1.9	1.97	0.89	2.2
Σ_f (m^{-1})	-	11.6	-	-
$\Sigma_c / ^{235}\Sigma_f$	0.16	0.17	0.076	0.19

由非裂变俘获释放的能量为

$$E_c = (6.8 \times 0.16) + (6.8 \times 0.17) + (2.2 \times 0.076) + (6.0 \times 0.19) \\ = 3.6 \text{MeV}.$$

因此, 在该堆芯中每次裂变释放的总能量为

$$E = 191 + 3.6 \approx 195 \text{MeV} = 3.1 \times 10^{-11} \text{J}.$$

反应堆堆芯内热源的空间分布

6.30 已经指出, 裂变所产生的大部分能量以热能的形式在离裂变发生处极短的距离内释放, 总释热率正比于裂变率, 即正比于 $\Sigma_f \phi$ 或 $N \sigma_f \phi$, 这里 σ_f 为微观裂变截面, ϕ 为中子通量, N 为燃料中每单位体积内的易裂变核数。作为一种初步近似, 如果在某一特定的反应堆内或反应堆的某区域内 N 是空间均匀分布的, 则由功率密度表示的热源函数的空间分布可以取与中子通量空间分布相同的形式。通量的局部扰动, 例如非均匀反应堆内一根燃料棒内部发生的局部扰动, 通常对总的温度分布影响极小, 因此可以忽略不计。

6.31 反应堆堆芯内总的通量分布可以用第三和第四章中叙述的方法计算。对于一个燃料均匀分布的带反射层圆柱形反应堆, 堆芯和反射层内的通量分布可以近似地表示为

$$\frac{\phi}{\phi_{\text{max}}} = J_0 \left(2.405 \frac{r}{R'} \right) \cos \frac{\pi z}{H'} \quad (6.1)$$

其中 ϕ_{max} 为堆芯中心点的通量, 这里假定该处的通量为全堆的最大值; J_0 为零阶的第一类贝

*虽然 E_c 应包括由非裂变中子反应生成的所有放射性核素的衰变能, 但其中只有半衰期较短的那些能对反应堆启动后不久便达到的准平衡状态的能量释放有所贡献。

塞尔函数, r 和 z 为图3.11中画出的径向和垂直坐标, R' 和 H' 分别为考虑了反射层后反应堆的有效半径和高度。

6.32 堆芯内的平均中子通量为

$$\phi_{av} = \frac{1}{\pi R^2 H} \int_0^R \int_{-H/2}^{H/2} \phi \cdot 2\pi r dr dz, \quad (6.2)$$

其中 R 和 H 为含燃料区域的实际半径和高度。将通量 ϕ 的表达式方程(6.1)代入并算出积分, 结果为

$$\frac{\phi_{av}}{\phi_{max}} = \frac{2RR' J_1(2.405 \frac{R}{R'})}{2.405R'} \cdot \frac{2H' \sin(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{H}{H'})}{\pi H}, \quad (6.3)$$

其中 J_1 为一阶贝塞尔函数。

6.33 若整个堆芯内的易裂变物质浓度是均匀的, 可取功率密度正比于中子通量。这时可以得出方程(6.3)的倒数等于 P_{max}/P_{av} , 即最大功率密度与平均功率密度之比。对一个带反射层的圆柱形反应堆, R/R' 和 H/H' 大致可以取5/6, 因此

$$\frac{P_{max}}{P_{av}} (\text{有反射层}) \approx 2.4.$$

对一个裸反应堆, 即不带反射层的堆, R/R' 和 H/H' 都等于1; 这时方程(6.3)在取倒数后变为

$$\frac{P_{max}}{P_{av}} (\text{裸堆}) = \frac{2.405}{2J_1(2.405)} \cdot \frac{\pi}{2} = 3.64.$$

如果在一个裸圆柱形反应堆中调整燃料元件或控制棒(或两者)的布置, 使得通量在径向是均匀的, 那么含有贝塞尔函数的因子就等于1, P_{max}/P_{av} 就等于 $\pi/2$, 即1.57。已对其他形状的反应堆作过类似的计算, 表6.1中给出了几种几何形状堆芯的计算结果。应当注意到,

表6.1 燃料均匀分布的反应堆内最大的与平均的功率密度之比

堆芯几何形状	P_{max}/P_{av}
球(裸堆)	3.29
长方体(裸堆)	3.87
圆柱(裸堆)	3.64
圆柱(裸堆, 径向平通量)	1.57
圆柱(带反射层)	2.4
池式(水反射层)	2.6

按照§3.54中由图3.12各条曲线的相似性所作出的论断, 对于所有的情况均可假定通量具有余弦分布, 例如, 即使对圆柱形反应堆的径向分布也可应用这一近似。

单个燃料管道内的平均功率与最大功率

6.34 在反应堆的冷却问题中, 常常需要计算指定燃料管道内某点上的最大释热率(或功率密度), 而不需要计算整个反应堆堆芯内的分布。在方程(6.1)中, 第一项(贝塞尔函数项)给出了圆柱形反应堆内的径向通量分布, 而第二项(余弦项)则表示轴向分布。

• 商用动力堆在径向总是采用铀-235浓度不同的若干燃料区域; 因此, 其功率分布不同于此处假定均匀浓度后所得到的结果。

在任一个离反应堆中心的径向距离为 r 的指定燃料管道中，中子通量的轴向分布为

$$\phi_{\text{轴向}} = (\phi_{\text{max}})_{\text{轴向}} \cos \frac{\pi z}{H'} \quad (6.4)$$

此处所研究的管道中心位置上的最大通量 $(\phi_{\text{max}})_{\text{轴向}}$ 等于 $\phi_{\text{max}} J_0(2.405r/R')$ 。

6.35 圆柱形堆芯内某一燃料管道中的轴向平均通量为

$$\begin{aligned} (\phi_{\text{av}})_{\text{轴向}} &= (\phi_{\text{max}})_{\text{轴向}} \frac{1}{H} \int_{-H/2}^{H/2} \cos \frac{\pi z}{H'} dz \\ &= (\phi_{\text{max}})_{\text{轴向}} \frac{2H' \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{H}{H'}\right)}{\pi H} \end{aligned}$$

若燃料的浓集度象通常那样沿轴向是均匀的，则轴向功率密度将正比于中子通量；因此

$$\left(\frac{P_{\text{max}}}{P_{\text{av}}}\right)_{\text{轴向}} = \frac{\pi H}{2H' \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{H}{H'}\right)} \quad (6.5)$$

6.36 方程(6.5)所表示的结果，包括端部不带反射层的堆芯的简化结果，同样也适用于长方体反应堆内的燃料管道。在这种几何中，任一与三根主轴之一平行的方向上的通量分布均可表示成与方程(6.4)类似的表达式。唯一需改动之处是用给定方向上堆芯的实际长度来代替 H ，用考虑反射层后的有效长度来代替 H' 。

功率和通量的展平

6.37 在许多反应堆设计中，功率输出受到燃料元件的最高容许温度（即 P_{max} ）的限制。在某些情况下，有可能通过减小 $P_{\text{max}}/P_{\text{av}}$ 来增大功率输出。换句话说，反应堆的功率输出可以通过使功率密度分布更加均匀的方法加以提高。有时，把这种措施称为功率分布或中子通量的“展平”。

6.38 为了获得更均匀的功率分布，除了采用反射层 (§3.147) 以外，还可以利用其他一些方法。一种可能途径是改变堆芯各处单位体积内的易裂变原子数。例如，在中子通量最高的中心区内，所装燃料的浓集度可以比外区的低一些。这种“燃料管理”方案在§8.180及其后诸节将加以叙述，它也可使中子的利用得到改善，因此可降低反应堆生产动力的成本。

6.39 展平通量的另一种途径是调整控制棒的插入程度，使得在通量原来高的那些区域内的中子俘获加大。如果把某种中子吸收剂（或核毒物）掺在燃料物质中，或者把吸收剂做成某种溶液在堆内循环，用以降低堆芯某些部分的中子通量，那么或许能够更加有效地达到相同的效果。

6.40 除了通过改变通量来调整释热率外，另一种做法可以是调整载热率，例如调节冷却剂通道的数量和尺寸或调节冷却剂的流率。对于具有平行通道的反应堆，可以采用不同尺寸的注流孔，使得冷却剂流率在整个反应堆内适当地变化。在理论上，通过任一通道的流率应该正比于该通道内的释热。

慢化剂内的释热

6.41 慢化剂内所产生的热量来自裂变中子的慢化、裂变产物放出的 β 粒子的减速以及各种来源的 γ 射线的吸收。这一部分热量约占整个反应堆系统释热量的5% (§6.16)。由于裂变中子的大部分动能都在最初几次碰撞中丧失，因此由这一来源产生的热量的分布取决于快中子的平均自由程。在平均自由程很短的反应堆内，例如在用普通水作慢化剂的反应堆内，慢化剂内的热量分布大致与热中子通量的分布相同。然而，如果平均自由程很长，则由裂变中子慢化形成的热量在整个反应堆堆芯内的分布将更为均匀。

6.42 如果要分别处理慢化剂的冷却与燃料元件的冷却问题，那么慢化剂内的热量分布必须单独地加以确定。但另一方面，当燃料和慢化剂的冷却问题合而为一时，就可以假定慢化剂内的释热分布和燃料内的总体分布相似了。

反射层和屏蔽体内的释热

6.43 反射层和屏蔽体内释放的热量约占总释热量的5% (§6.16)，其大部分是由于吸收了从反应堆堆芯逸出的中子和 γ 辐射而引起的。因此研究热源分布的问题就要包括中子以及 γ 射线与核的相互作用问题。这些计算和为了运行人员的安全目的所作的辐射衰减计算是类似的，甚至在许多方面是相同的。因此，屏蔽体内的释热这一课题专门被作为反应堆屏蔽的一个方面来处理。

6.44. 逸出反射层的快中子在屏蔽层内由于非弹性和弹性散射碰撞而被慢化，这时它们的能量几乎全部都转化成热能。同样，伴随着裂变的瞬发 γ 射线和裂变产物衰变放出的 γ 射线在从堆芯射出并在屏蔽体内被吸收时，它们的能量也转化成热能。还有，中子俘获 γ 射线和屏蔽体本身俘获中子所形成的放射性产物在衰变时发射的 γ 射线这两种 γ 源对于释热量也有显著的贡献。这些问题将在第十章内进行更充分的讨论。

传热原理

引言

6.45 热量从一点传到另一点时，一般可以区分为三种机制，即(1)传导，(2)对流，(3)辐射。我们将评述这三种载热方法并列举其一般特性。然而，下面将着重讨论前两种方法，因为它们在现有反应堆的设计中是最重要的。先对无内源系统中的传热作一些初步的处理，然后再来研究有内源(例如存在于反应堆的燃料元件中)时的有关问题。

热传导

6.46 传导一词系指在物质不发生任何宏观位移前提下仅由分子(有时电子)的相互作用所引起的传热，由传导产生的热流决定于称为傅里叶方程的下列关系式：

$$q = -kA \frac{dt}{dx}, \quad (6.6)$$

其中 q 是沿着 x 方向、穿过与之垂直的平面(面积为 A)的热传导速率(单位时间),该点的温度梯度为 dt/dx 。由方程(6.6)定义的量 k 就是热导率。在国际单位制中, q 以J/s(或W)表示, A 用 m^2 , dt/dx 用 $^{\circ}C/m$ (或K/m);因此, k 的单位为(W/ m^2)(m/K),通常写成W/m·K的形式。

6.47 热导率 k 是传导热量的介质的一个物理参数。对于各向异性物质, k 的值是方向的函数;虽然有的计算方法中可以考虑这种变化,但在大部分热传导问题的解析解法中都忽略这种变化。热导率还随温度而变化,一般可以表示成幂级数;这时

$$k = c_0 + c_1 t + c_2 t^2 + \dots,$$

在许多情形中,它可用简单的线性形式来近似:

$$k = k_0 (1 + at).$$

当需要(并且确实可能)得到较高的精确度时,必须计入热导率随温度的变化。但经常将 k 取为常数,尤其当温度变动的范围不大时更是如此。然而,当象大部分动力反应堆中那样采用氧化铀做燃料时,温度梯度十分大,这时必须考虑热导率随温度的变化(§6.68)。附录内给出一些在反应堆设计中有用的 k 值。

6.48 将方程(6.6)对 x 方向积分,便可求得当 k 与温度无关时通过等断面平板所传导的单向热流:

$$q = -kA \frac{t_1 - t_2}{x_1 - x_2}, \quad (6.7)$$

其中 t_1 和 t_2 是坐标为 x_1 和 x_2 的两个点上的温度。这一结果表明,傅里叶方程(6.6)中任一点处的温度梯度 dt/dx 可以用任何距离上的平均梯度 $(t_1 - t_2)/(x_1 - x_2)$ 来代替。

6.49 如果用温差 Δt 代替 $t_1 - t_2$,用热流程长度 L 代替 $x_2 - x_1$,则方程(6.7)在重新排列后变为如下形式:

$$q = \frac{\Delta t}{\left[\frac{L}{kA} \right]}. \quad (6.8)$$

这一表达式类似于欧姆定律 $I = E/R$;因此量 L/kA 常称为平板传导体的热阻。导热和导电之间的相似性是热路概念的基础,它在解传热问题时非常有用。一般地说,热流率 q 相当于电流 I ;温差 Δt 类似于电位差(或电动势) E ;而热阻则代替电阻。

热的对流

6.50 热量穿过固体-流体交界面的传输通常通过对流传热进行,它牵涉到流体的宏观运动。在自然对流中,这种运动是由于流体内部温差产生了浮力而引起的。另一方面在强迫对流中,流体的移动则借助于机械方法,例如,用一台泵。当对流传热应用于反应堆的载热时,要讨论两方面的问题:首先讨论热量由被冷却材料(例如燃料元件)传输到冷却剂;其次,这部分热量(通常以显热形式)通过冷却剂流动由系统内的一点传输到另一点。因此,后面将看到,在研究反应堆的冷却系统时,流体的流动是一个重要的问题。

6.51 不论流体是自由运动还是强迫运动,对流传热的基本方程都是所谓牛顿冷却定律,它可以写成

*量 q/A 具有量纲热量/(时间)(面积),即W/ m^2 ,它叫做热流密度。

由方程(6.9)定义的量 h 一般叫做**传热系数**,以 $W/m^2 \cdot K$ 为单位。应当注意,方程(6.9)对于从固体到流体或者从流体到固体两个方向的对流热流均适用;当然,热流的实际流动方向由 Δt 的符号所决定。

6.52 虽然 h 的数值与流体介质的物性有关,但它同时也是交界面的形状和尺寸以及流体流动的性质、方向和速度的函数。因此,传热系数是所讨论的具体系统的种种属性的决定因素。另一个因素是表面和流体之间温差 Δt 的确切定义。虽然固体的表面温度是唯一确定的,但流体的温度却可以有几种任意的定义。通常,这一温度值取**流体混合平均(或整体)温度** t_m ,它等于

$$t_m = \frac{\int_{A_t} \rho c_p v t dA_t}{\int_{A_t} \rho c_p v dA_t}$$

其中 ρ , c_p 和 v 分别为流体的密度、比热和流速; A_t 为流体流动的(横)断面面积。对任何给定情况,传热系数的值可通过实验确定,但是,设计时的一般做法是采用由各种理论和半经验表达式推算的结果(见§6.100及以下有关各节)。

6.53 稍加整理后,方程(6.9)可以写成欧姆定律的形式:

$$q = \frac{\Delta t}{\left[\frac{1}{hA_h} \right]}$$

所以,象以前一样, q 和 Δt 分别类似于电流和电位差,但现在 $1/hA_h$ 表示对流传热的热阻。这样,就可以构造包含一级或多级热传导加上对流的热路,来解出同时包含两种传热方式的问题,这在以后各节中将要加以说明。

对流边界条件下的热传导

无限平板

6.54 虽然反应堆内的热工问题一般都包含内热源,但是现在要讨论的第一种(而且是最简单的)情形是**没有内热源的横向无限而厚度有限的平板**。假定热量通过两个表面由对流传输,其传热系数分别为 h_a 和 h_b 。理想化的无限平板是对横向尺寸比厚度大得多的实际(有限)系统的一种良好近似,例如,此近似可用于平板燃料元件的包壳或者热交换器的平板等情况。在以下的处理中,还假定系统处于稳态条件下并且热导率与温度无关。

6.55 物理系统的特性示于图6.1的左方,右方则给出与其等效的热路图。总的热阻是三项之和,两项(R_1 和 R_3)为对流热阻,另一项(R_2)为平板的传导热阻;因此,若 A 为热流的断面面积,则总热阻 R 为

$$R = \frac{1}{h_a A} + \frac{L}{kA} + \frac{1}{h_b A} = \frac{1}{UA} \quad (6.10)$$

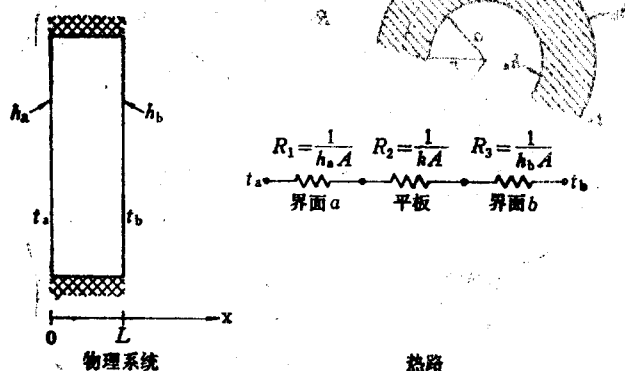


图6.1 对流边界条件下无限平板中的热传导

用 t_a 和 t_b 表示两个表面处的混合-平均流体温度，于是热流率和温差 $\Delta t = t_a - t_b$ 之间的关系可由下式给出：

$$q = \frac{t_a - t_b}{R} = UA(t_a - t_b)$$

或

$$t_a - t_b = \frac{q}{UA}$$

方程(6.10)定义的量 U 称为**总传热系数**，它的量纲和传热系数的相同。

6.56 由这些方程可以对给定的热流率 q 求出热交换器内两种流体间的稳态温差。另一方面，如果 $t_a - t_b$ 固定，也就可以算出在一定条件下相应的 q 值。利用方程(6.9)和(6.7)可以分别定出每一级温差，即两个流体-固体分界面上的温差和平板两面之间的温差。

空心圆柱

6.57 在许多热交换器内都采用管状传热表面，它们的性能可以根据内外表面处于对流条件下的空心圆柱热传导来加以分析。物理系统的断面图和热路图示于图6.2中；假定所有的热流均沿半径方向。圆柱的内外半径分别为 a 和 b ；内外流体的传热系数各为 h_a 和 h_b ，混合-平均温度各为 t_a 和 t_b 。

6.58 对流热阻等于 $1/h_a A_a$ 和 $1/h_b A_b$ ，其中 A_a 和 A_b 为内外表面的面积。圆柱壁的传导热阻还有待确定。如果 l 是圆柱的长度，则在任一半径 r 处由壁内传导而引起的热流率由方程(6.6)给出为

$$q = -k(2\pi r l) \frac{dt}{dr}$$

这里 k 是热导率， $2\pi r l$ 等于热流通过的面积 A 。将该表达式重新排列并对壁厚积分，即从 $r = a$ 积到 $r = b$ ，结果为

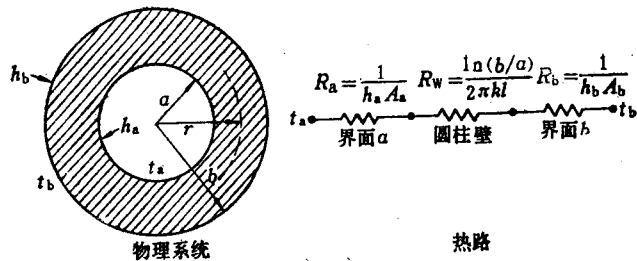


图6.2 对流边界条件下空心圆柱中的热传导

$$q = \frac{\Delta t}{\frac{\ln(b/a)}{2\pi kl}}, \quad (6.11)$$

其中 Δt 为柱壁两面间的温差。

6.59. 从方程(6.11)显然可见柱壁的热阻 R_w 由下式给出:

$$R_w = \frac{\ln(b/a)}{2\pi kl}. \quad (6.12)$$

因此所考虑的系统的热阻为

$$R = \frac{1}{h_a A_a} + \frac{\ln(b/a)}{2\pi kl} + \frac{1}{h_b A_b} = \frac{1}{U_b A_b},$$

其中 U_b 为基于圆柱外表面的总传热系数。按照热路概念,

$$q = \frac{t_a - t_b}{R} = U_b A_b (t_a - t_b)$$

或

$$t_a - t_b = \frac{q}{U_b A_b},$$

其中

$$U_b = \frac{1}{\frac{b}{h_a a} + \frac{b \ln(b/a)}{k} + \frac{1}{h_b}}. \quad (6.13)$$

辐射传热

6.60 由于物体组成粒子的热运动(它是温度的函数)变化的结果,每一个物体都以电磁辐射的形式发射能量,它的波长处在某个范围内;这叫做热辐射。辐射所携带的能量通过真空时不发生变化,它也基本上不受干燥空气和其它许多气体的影响,然而二氧化碳和水蒸气是值得注意的例外。但是当这些辐射碰上了固体或者在其射程中穿过上述两种气体时,

*这里以及带包壳的燃料棒传热方程(§6.69等)中出现的量 $\ln(b/a)$,当 $b/a < 2$ 时,可以用表达式 $2(b-a)/(b+a)$ 作很好的近似。

其能量将被部分或全部吸收。入射辐射中被吸收的份额称为吸收率。能够将射向它的全部辐射吸收因而吸收率为1的理想物质叫做黑体。黑体的辐射能力或辐射热流密度（即单位时间内单位面积上辐射的能量）由斯蒂芬-玻尔兹曼定律给出，即

$$\text{辐射热流密度} = \sigma T^4,$$

其中常数 σ 的值为 $5.68 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ 。一个实际表面的辐射能力与黑体的辐射能力之比称为辐射率，对处于热平衡状态的物体，辐射率等于吸收率（基尔霍夫定律）。

6.61 表面的辐射率（和吸收率）随着物质的性质及其温度而变化，也和物质的表面粗糙度和清洁度等物理状况有关。金属的辐射率较低；其值通常从不到0.05（高度抛光表面）到0.2或0.3（粗糙表面）不等。如果在金属表面上有一层氧化膜覆盖着，则辐射率就大为提高。非金属的辐射率相当高，但是与金属相反，其值随温度的升高而下降。例如，石墨在温度直到高达800K（530°C）左右时，它的辐射率还接近于1，所以可近似地把它看作黑体。因此它是一种良好的热辐射发射体和吸收体。当辐射遇到物体时，未被吸收的份额中一部分透射而过（例如穿过象空气那样的“透明”物质），一部分受到反射（例如从抛光的金属表面上反射）。

6.62 如果温度不同的两个表面之间由非吸收性介质隔开，它们之间将产生辐射交换，因为双方都既是吸收体又是发射体。然而，净结果仍是能量由较热面传送到较冷面，能量传送率（例如以瓦表示）由下式给出：

$$q_r = A_1 \epsilon_{1,2} \sigma (T_1^4 - T_2^4),$$

其中 T_1 和 T_2 分别为较热和较冷物体的绝对温度， A_1 为较热物体的表面积，而 $\epsilon_{1,2}$ 为和两个表面的辐射率（或吸收率）有关的交换因子；如果两个物体都是黑体，即完全吸收体和完全发射体，那么 $\epsilon_{1,2}$ 就是1。这一表达式中还应包括一定的几何因子，但此处可以不加考虑。

6.63 反应堆虽然不能直接通过辐射作用向冷却剂传送可观的能量，但可能通过间接作用实现这种传送。在运行于高温的气冷反应堆内，热量通过对流从燃料传向冷却剂，后者一般是氦气。它对热辐射来说是透明的，因此不能直接吸收辐射能。但是辐射透过气体传向了慢化剂（石墨），后者又通过对流将能量传送给气体冷却剂。这样，辐射传输成为一种将热量由燃料元件传向气体的间接手段。在从反应堆的一个部件（如燃料元件）向另一部件的传热问题中，辐射也可能起重要作用，它将形成热梯度，在分析应力时必须加以考虑。

有内热源的系统

一维平板

6.64 现在把稳态下的传热处理推广到有内源的系统。为此目的，先讨论无限平板这一简单的一维问题（图6.3）。考虑平板内 x 处厚度为 dx 的薄层；这时稳态热平衡条件要求

从 $A dx$ 传出去的热 - 传导入 $A dx$ 的热 = 在 $A dx$ 内产生的热，

其中 A 为热传导面积， $A dx$ 为薄层的体积。如果导热率与温度（从而与 x ）无关，则从方程

(6.6) 得出

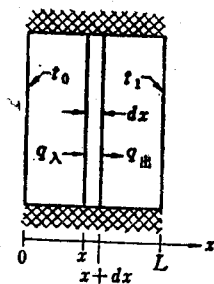
$$q_{\lambda} = -kA \left(\frac{dt}{dx} \right)_x$$

以及

$$q_{\text{出}} = -kA \left(\frac{dt}{dx} \right)_{x+dx},$$

这里假定热流是从左向右的。取这两项之差，并将 $q_{\text{出}}$ 展开，可以得到

$$\begin{aligned} q_{\text{出}} - q_{\lambda} &= -kA \left\{ \left[\left(\frac{dt}{dx} \right)_x + \left(\frac{d^2t}{dx^2} \right)_x dx + \dots \right] - \right. \\ &\left. \left(\frac{dt}{dx} \right)_x \right\} \\ &= -kA \left(\frac{d^2t}{dx^2} \right) dx, \end{aligned} \quad (6.14)$$



其中略去了各高阶项。

6.65 如果 $Q(x)$ 代表体积热源强度，并以 x 处每单位体积每单位时间内的释热量（例如 W/m^3 ）表示，则 $Q(x)Adx$ 就是所讨论的平板薄层内每单位时间内的释热量。因此，从热平衡方程和方程 (6.14) 就可以看出在稳定状态下有

$$-kA \left(\frac{d^2t}{dx^2} \right) dx = Q(x)Adx,$$

从而，

$$-\frac{d^2t}{dx^2} = \frac{Q(x)}{k}, \quad (6.15)$$

这里 $Q(x)$ 可以随 x 而变，也可不随 x 而变，但 k 假定为常数。

一般几何

6.66 可以证明，方程 (6.15) 是有内源系统的稳态普遍方程的特殊形式，这个普遍方程是

$$-\nabla^2 t = \frac{Q(r)}{k}, \quad (6.16)$$

其中热导率 k 在所有方向上都相同，也就是说，所研究的是真正各向同性的介质，而 ∇^2 是拉普拉斯算符 (§3.10)。显然，在一维直角坐标情况下，方程 (6.16) 简化为方程 (6.15)。对于圆柱体内的径向传导，方程 (6.16) 成为

$$-\left(\frac{d^2t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} \right) = \frac{Q(r)}{k}, \quad (6.17)$$

而对于球，

$$-\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dt}{dr} \right) = \frac{Q(r)}{k} \quad (6.18)$$

圆柱燃料棒内的一维传导

6.67 在大部分动力反应堆内，燃料是由许多圆柱体芯块沿长度方向堆叠而成的。它可以理想化为一根具有均匀分布热源的无限长圆柱棒。因为棒被理想化为无限长，所以可以假定热量仅沿径向传导。因此可以应用方程(6.17)，其中由于源为均匀分布的，故 $Q(r)$ 和径向坐标无关，记为 Q 。只要 k 和温度无关，该方程就可写成如下形式：

$$-\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dt}{dr} \right) = \frac{Q}{k} r^2$$

将它积分两次就得到

$$t = -\frac{Qr^2}{4k} + C_1 \ln r + C_2, \quad \text{对 } 0 \leq r \leq a,$$

其中 a 为圆柱棒的外半径(图6.4)。常数 C_1 和 C_2 可以由下列边界条件定出：

$$\frac{dt}{dr} = 0 \quad (r=0 \text{ 时}) \quad \text{和} \quad t = t_1 \quad (r=a \text{ 时}).$$

因此相应的解是

$$t - t_1 = \frac{Q}{4k} (a^2 - r^2) \quad (\text{对 } 0 \leq r \leq a),$$

其中 t 为径向距离 r 处的温度， t_1 为表面温度。若以 t_0 记 $r=0$ 的中心轴上的温度，则从上式可得

$$t_0 - t_1 = \frac{Qa^2}{4k} \quad (6.19)$$

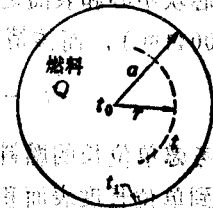


图6.4 无限长燃料棒内的径向传热

它就是通过燃料棒本身的温降。

6.68 当热导率和温度有关时，方程(6.19)可以写成

$$\int_{t_1}^{t_0} k(t) dt = \frac{Qa^2}{4},$$

其中左方的量在给定的温度范围内对燃料物质来说是固定的。与此有关的一个有用参数是圆柱燃料元件每单位长度的释热率(或线释热率) q_L 。因为 $q_L = Q(\pi a^2)$ ，由此可见

$$\int_{t_1}^{t_0} k(t) dt = \frac{Qa^2}{4} = \frac{q_L}{4\pi} \quad (6.20)$$

方程(6.20)表明，即使热导率随温度而变，对于均匀释热的圆柱形长燃料棒，其轴线和表面之间的温差唯一地取决于线释热率，与棒径无关。因此线释热率是一个有用的设计参数。例如，在堆芯设计中通常将导致燃料物质中心熔化的线释热率数值列为极限条件(§6.210)。

例题6.2 压水堆的长燃料棒是由 ^{235}U 浓度为2.9%的圆柱形二氧化铀燃料芯块做成的(§1.95)。试确定芯块的中心与表面间的稳态温差。芯块表面的热流密度有多大？(对于

这样低的浓集度，重量百分比和原子百分比基本相同）。

解：芯块的外径为8.19mm，它的密度为 $10.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ ，芯块的平均热中子通量为 $4.1 \times 10^{17} \text{ n/m}^2 \cdot \text{s}$ ，在工作条件下 ^{235}U 的有效微观裂变截面为360b。

第一步要确定热源强度 Q ；它等于 $\Sigma_f \phi E_f$ ，其中 Σ_f 为燃料中的有效宏观裂变截面， ϕ 为热中子通量， E_f 为燃料中每次裂变释放的能量，可取为200MeV。虽然 ϕ 和 E_f 已知， $\Sigma_f = N\sigma_f$ 还有待确定； N 为每立方米燃料中的 ^{235}U 核子数，而 σ_f 为上面给出的有效裂变截面。所以只剩下 N 值有待计算。

因为燃料中铀-238占了97.1%，所以令二氧化铀的平均分子量为270（0.270kg/mole）不失为一种良好的近似。每一摩尔中的分子数为 6.02×10^{23} （阿伏加德罗数）；因此，

$$\begin{aligned} & \text{每立方米燃料内 } \text{UO}_2 \text{ 的分子数} \\ &= \frac{(10.2 \times 10^3)(6.02 \times 10^{23})}{0.270} = 2.28 \times 10^{28}, \end{aligned}$$

其中 $10.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 是二氧化铀的密度。每一分子中含有一个铀原子；因此上列数值也就是每立方米燃料内铀原子的数目。在这些原子中，2.9%为铀-235原子；因此就有

$$\Sigma_f = N\sigma_f = (0.029)(2.28 \times 10^{28})(360 \times 10^{-28}) = 24 \text{ m}^{-1}.$$

裂变率为 $\Sigma_f \phi$ ，因为 $3.1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ 的裂变率产生1W的功率（§1.55），因此

$$Q = \frac{(24)(4.1 \times 10^{17})}{3.1 \times 10^{10}} = 3.20 \times 10^8 \text{ W/m}^3.$$

芯块中心和表面之间的温差由方程（6.19）确定，这时芯块的半径 a 为8.19/2mm（0.0041m），而该情况下 UO_2 的 k 值可取2.80W/m·K。因此

$$t_0 - t_1 = \frac{Qa^2}{4k} = \frac{(3.20 \times 10^8)(0.0041)^2}{(4)(2.80)} = 480^\circ\text{C}.$$

考虑单位长的燃料芯块；它的体积为 πa^2 ，其中的释热为 $\pi a^2 Q$ 。这些热量沿着半径方向传输到单位长度表面积 $2\pi a$ 的外面。因此，热流密度 q/A 可写为

$$\frac{q}{A} = \frac{\pi a^2 Q}{2\pi a} = \frac{aQ}{2} = \frac{(0.0041)(3.20 \times 10^8)}{2} = 656,000 \text{ W/m}^2.$$

这些数值都是压水堆堆芯中的典型平均值。然而，下面会看到，最大释热率及其相应的温差与热流密度可能为这些平均值的好几倍。

带包壳的燃料棒内的一维传导

6.69 动力反应堆内的圆柱形燃料棒一般都用锆合金做包壳，有时也用不锈钢做包壳。这时热流的路径从内部的燃料圆柱（芯）块开始，通过燃料和包壳之间的交界面，由传导作用通过包壳层，最后由对流作用从包壳的外表面传向冷却剂（图6.5）。

6.70 先考虑半径为 a 的燃料圆柱体；如果 t_0 是中心轴线上的温度，而 t_1 是燃料-包壳交界面上的温度，则由方程（6.19）得到

$$t_0 - t_1 = \frac{Qa^2}{4k}. \quad (6.21)$$

如果 t_m 是棒周围冷却剂的混合-平均（或整体）温度，则可以用热路方法表示热量通过包壳

• 原书误为0.24。——译者

进入冷却剂的传递；因此，

$$t_1 - t_m = q (R_{\text{包壳}} + R_{\text{对流}}),$$

其中包壳热阻 $R_{\text{包壳}}$ 就是 §6.59 中的 R_w ，由方程 (6.12) 给出；包壳-冷却剂交界面上的对流热阻 $R_{\text{对流}}$ 为 $1/hA$ ，此处 h 为传热系数， A 为长 l 的圆柱棒外表面积，即 $2\pi bl$ 。因而得到

$$t_1 - t_m = \frac{q}{2\pi l} \left(\frac{1}{k_c} \ln \frac{b}{a} + \frac{1}{hb} \right),$$

此处 k_c 为包壳的导热率。在燃料和包壳之间的界面 $r = a$ 处， $dt/dr = -Qa/2k$ ；因为该处的表面积为 $2\pi al$ ，由热平衡条件得到

$$q = \pi a^2 l Q,$$

因此，

$$t_1 - t_m = \frac{Qa^2}{2} \left(\frac{1}{k_c} \ln \frac{b}{a} + \frac{1}{hb} \right). \quad (6.22)$$

它给出了燃料-包壳交界面和冷却剂之间的温差。右端第一项（包括系数 $Qa^2/2$ ）代表穿过包壳的温度降，第二项（包括系数 $Qa^2/2$ ）是包壳-冷却剂交界面上的温度降 $t_2 - t_m$ 。

6.71 将方程 (6.21) 和 (6.22) 相加，就得到从燃料元件中心到冷却剂的温度降：

$$t_0 - t_m = \frac{Qa^2}{4k} + \frac{Qa^2}{2} \left(\frac{1}{k_c} \ln \frac{b}{a} + \frac{1}{hb} \right), \quad (6.23)$$

这里假定燃料-包壳交界面上的热阻可以忽略不计。如果有必要，可以很容易推出包壳中的温度分布方程，或者燃料与包壳中任意一点和冷却剂之间的温差方程。

间隙的传导

6.72 如图6.6中所示，在燃料棒的设计中，通常都在二氧化铀燃料芯块和包壳之间留有一圈很窄的环形间隙。间隙内起初充以氦气，但在辐照过程中各种裂变产物气体对氦起一定的稀释作用。然而，更重要的是芯块的肿胀和碎裂（§8.85）会以不均匀的方式弥合这一间隙。所以，交界面的传热问题就从通过气隙传导的问题演变为通过气隙传导与两个部分接触表面间的界面传导两种方式的组合问题。虽然已经发展了各种分析模型，它们根据气体薄膜的导热能力进行计算，薄膜的厚度决定于两个表面的粗糙度，但是这些分析模型的结果不很可靠。因此在设计上采用以试验数据为根据的半经验计算模型⁽¹⁾。间隙传导问题在安全评价所需的计算模型中也很重要（§11.97）。为了建立数量概念，辐照后的氧化物芯块和金属包壳的交界面处的传热系数的数量级大体可取 $6000 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$ 。

例题6.3 压水堆的燃料棒（见例题6.2）中，芯块直径为 8.19 mm ，锆包壳厚 0.57 mm ；带包壳的棒外径为 9.35 mm 。如果总

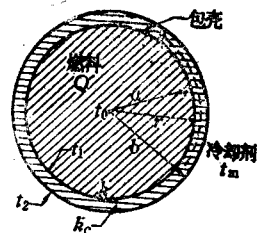


图6.5 带有包壳的圆柱形燃料棒中的径向传热

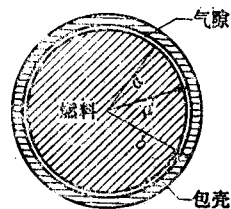


图6.6 具有气隙和包壳的燃料芯块断面图

体(混合-平均)冷却剂温度为 315°C , 燃料内的体积释热率(功率密度)为 $3.20 \times 10^8 \text{W}/\text{m}^3$, 试确定燃料的中心温度以及包壳的外表面温度。包壳-冷却剂交界面上的传热系数可取 $34 \text{kW}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$, 锆的导热率为 $13 \text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$ 。

解: 冷却剂和包壳之间的温度差由方程(6.22)右边的第二项得到; 即

$$t_2 - t_m = \frac{Qa^2}{2hb}$$

其中

$$Q = 3.20 \times 10^8 \text{W}/\text{m}^3,$$

$$a = \frac{1}{2} (8.19 \text{mm}) = 4.095 \text{mm},$$

$$b = \frac{1}{2} (9.50 \text{mm}) = 4.75 \text{mm}.$$

因此,

$$t_2 - t_m = \frac{(3.20 \times 10^8) (0.004095)^2}{(2) (3.4 \times 10^4) (0.00475)} = 17^{\circ}\text{C}.$$

因为 t_m 为 315°C , 所以包壳表面温度为 $315 + 17 = 332^{\circ}\text{C}$ 。

穿过包壳的温度降可从方程(6.22)右端第一项得到; 即

$$t_1 - t_2 = \frac{Qa'}{2k_c} \ln \frac{b}{a'}$$

这里如图6.6中画出的那样, a' 为包壳的内半径, 即 $\frac{1}{2} (9.50) - 0.57 = 4.18 \text{mm}$ 。因此

$$t_1 - t_2 = \frac{(3.20 \times 10^8) (0.004095)^2}{(2) (13)} \ln \frac{0.00475}{0.00418} = 26^{\circ}\text{C}.$$

(利用§6.58脚注中 $\ln(b/a')$ 的近似公式可得基本相同的结果。)

下面, 考虑穿过燃料和包壳之间的气隙的温度降 Δt 。它由与方程(6.22)右端第二项相似的表达式给出, 只需用 a 代替 b 以及用气隙热导代替 h 。正如§6.72所述, 气隙热导可取 $6000 \text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$; 因此,

$$\Delta t = \frac{Qa^2}{2ha} = \frac{(3.20 \times 10^8) (0.004095)}{(2) (6000)} \approx 109^{\circ}\text{C}.$$

燃料本身的温度降已经在例题6.2中求得为 480°C ; 因此燃料中心温度可给出为

$$t_c = 480 + 109 + 26 + 332 = 947^{\circ}\text{C} \approx 1000^{\circ}\text{C}.$$

此为平均温度; 可以预计, 在某些燃料棒内中心温度将高得多。上方计算的结果画在图6.7中。

指数分布的热源

6.73 在以上的所有例子中, 为简单起见, 都假定导体内的热源是均匀分布的, 因为它是一种很好的近似。现在所要讨论的却是热源按指数型分布的情况。这种情况有时发生在反

•原文数据有误, 下面有关处也已一一改正。——译者

•见上注。严格来说, 图6.7的中心温度应画在 950°C 附近。——译者

应堆的某些外部部件内,如热屏蔽(§ 10.20)和压力容器内,其中热量主要由于吸收 γ 射线和慢化中子而产生。虽然实际释热过程非常复杂,但由于各种因素的综合,体积热源可以近似地表示为

$$Q = Q_0 e^{-\mu x},$$

其中 μ 为各种辐射的有效线性衰减系数(或宏观截面,见§ 10.127)。

6.74 如果屏蔽层或压力容器是尺寸很大的球形或柱形,或者是方形的,则可以把它当作平板来处理;这时,方程(6.15)取如下形式:

$$-\frac{d^2 t}{dx^2} = \frac{Q_0}{k} e^{-\mu x}.$$

假定 k 为常数,一般解为

$$t = -\frac{Q_0}{k\mu^2} e^{-\mu x} + C_1 x + C_2.$$

边界条件为(参看图6.8),

$$t = t_1 \quad (x=0 \text{ 时}) \quad \text{和} \quad t = t_2 \quad (x=L \text{ 时}),$$

其中 L 为平板的厚度,由此得到解

$$t - t_1 = (t_2 - t_1) \frac{x}{L} + \frac{Q_0}{k\mu^2} \left[(e^{-\mu L} - 1) \frac{x}{L} - e^{-\mu x} + 1 \right], \quad (6.24)$$

这就是平板内的稳态温度分布。可以注意到,右方第一项代表仅由平板两侧面间的温差引起的线性温度分布,而第二项给出指数型热源的效应。

6.75 在一定条件下,上述两项的组合会在平板内形成一个温度极大值。它的位置可以通过令方程(6.24)关于 x 的导数为零求出。其结果是

$$(x)t_{m,x} = -\frac{1}{\mu} \ln \left[(t_1 - t_2) \frac{k\mu}{Q_0 L} + \frac{1 - e^{-\mu L}}{\mu L} \right]. \quad (6.25)$$

用这个 x 值代入方程(6.24),就可以求出最大温度。

例题6.4 一个用水作冷却剂兼慢化剂的动力反应堆,装在一个厚壁压力容器内。为了防止容器受到过大的辐照(因而会产生过大的热应力),在反应堆堆芯和压力容器之间,布置了许多层钢的圆筒形热屏蔽。其中有一层热屏蔽的厚度为50mm,两个表面维持在300°C,受到 $10^{18} \text{ MeV/m}^2 \cdot \text{s}$ γ 射线能量通量的照射。将该热屏蔽处理成平板,试计算其内最高温度的位置和数值。钢内 γ 辐射的系数 μ (见§ 6.73)可取为 27 m^{-1} ,热导率取 $40 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ 。

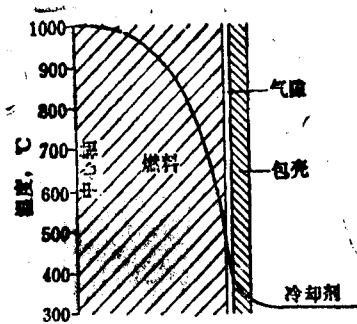


图6.7 水冷反应堆燃料棒内径向温度的近似分布

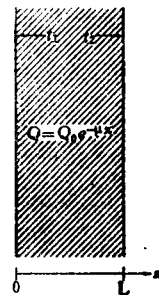


图6.8 具有指数型热源的平板内的传热

解：在这个问题中， t_1 和 t_2 都是 300°C ，所以 $t_1 - t_2$ 为零。因此由方程(6.25)得到

$$\begin{aligned} (x)t_{\max} &= -\frac{1}{27} \ln \frac{1 - e^{-(27)(0.05)}}{(27)(0.05)} \\ &= 0.022\text{m} (22\text{mm}) . \end{aligned}$$

所以最高温度位于屏蔽体中心面的略偏内侧之处。

最大温度值由方程(6.24)计算，取 $t_1 = 300^\circ\text{C}$ ， $k = 40\text{W/m}\cdot\text{K}$ 以及 $x = 0.022\text{m}$ 。根据§9.28的推导， Q_0 等于 $\phi_v E_v \mu_a$ ，这里钢的能量吸收系数 μ_a 可取 16.4m^{-1} ，因为 $\phi_v E_v$ 为 $10^{18}\text{MeV/m}^2\cdot\text{s}$ ，可以得到

$$\begin{aligned} Q_0 &= (10^{18})(16.4) = 1.64 \times 10^{19} \text{MeV/m}^2\cdot\text{s} \\ &= 2.63 \text{MJ/m}^2\cdot\text{s} . \end{aligned}$$

因此从方程(6.24)得到

$$\begin{aligned} t_{\max} - 300 &= \frac{(2.63 \times 10^4)}{(40)(27)^2} \left\{ \left[e^{-(27)(0.05)} - 1 \right] \frac{0.022}{0.05} - e^{-(27)(0.022)} + 1 \right\} \\ &= 11^\circ\text{C} , \end{aligned}$$

所以 t_{\max} 为 311°C 。

几何形状不规则的部件内的热传导

6.76 在许多反应堆部件中，非均匀的热源分布加上不规则的几何形状，使得热传导速率和温度分布的计算很复杂。这是一类很重要的问题，因为很大的温度梯度常常造成很大的热应力。反应堆部件（它们往往是不规则形的）内热应力的研究取决于对这种材料内温度分布的了解。可以由石墨慢化气冷反应堆内看出这种情况的例子。这种反应堆通常由大块石墨堆叠而成，其中钻有长的孔道作为圆柱形燃料元件和冷却剂通道之用。当研究包含反应堆的压力容器以及热屏蔽和生物屏蔽的温度分布并分析它们的热应力时，就常常遇到这一类困难。对于这一类情况，基本热传导方程(6.16)的严格解通常是不可能的。然而对某些情形已经有了一些近似方法；例如，将大块石墨等效成许多相邻的柱体，对此得到了一个球谐级数解⁽²⁾。

6.77 不规则边界条件下的温度分布可以用数值“松弛”法来确定。其过程是先将不规则容积尽可能地分解成一系列规则的子容积，并假定一套与边界条件相容的温度分布。然后在此基础上以某种系统的方式对这些子容积应用热传导方程。对于每一个子容积做热平衡计算后可以确定出所设温度分布的误差，用所谓残差记各子容积的这一误差。根据这些残差可以系统地逐点调整所设的温度，来减少（或“松弛”）各点的残差值。不断重复上述的热平衡计算和温度调整程序，直到残差减小到零为止；这时相应的温度就是所求的正确温度。对于这种数值松弛计算过程，已经建立了许多高速数字计算机方法，可以迭代求解复杂的热传导问题，甚至可以包括辐射效应和自然对流与强迫对流效应。这些方法既可用于稳态工况，也适用于瞬态分析。

瞬态热传导

6.78 对处于稳态运行中的反应堆，假定介质是各向同性的并且热导率与温度无关，

任何部件（例如一根燃料棒）内的温度空间分布都由方程（6.16）所确定。然而，在瞬变情况下，例如反应堆正在起动和停闭时，稳态条件不再适用。在对一维热流问题推导稳态方程（6.15）或其一般形式方程（6.16）时，曾令流进和流出体积元的热流率之差等于其内部释热率，由此得到了热量（或能量）的平衡关系式。

6.79 对于瞬态情况，能量平衡（或守恒）必须包括体积元中内能的时间变化率。这一项可写为 $c_p \rho (A \Delta x) (dt/d\theta)$ ，其中 c_p 为材料的比热， ρ 为它的密度； $A \Delta x$ 为所考虑的体积元的体积（§6.64）， $dt/d\theta$ 为温度 t 随时间 θ 的增加率。因此，方程（6.15）成为

$$-kA \left(\frac{d^2 t}{dx^2} \right) dx = Q(x) A dx + c_p \rho A dx \frac{dt}{d\theta},$$

或者

$$-\frac{d^2 t}{dx^2} = \frac{Q(x)}{k} + \frac{1}{\alpha} \frac{dt}{d\theta}, \quad (6.26)$$

其中 α 叫做材料的热扩散率，定义为

$$\alpha \equiv \frac{k}{c_p \rho}.$$

在瞬态工况下，具有内部热源的热传导介质中温度空间分布方程（6.26）的一般形式为

$$-\nabla^2 t = \frac{Q(r)}{k} + \frac{1}{\alpha} \frac{dt}{d\theta}, \quad (6.27)$$

该式和稳态方程（6.16）对应。

6.80 在分析瞬态特性时，通常采用计算机通过数值方法求解方程（6.27）的某一适当形式；为此必须将微分方程化成有限差分形式。下面讨论一个部件（或几个部件）中的一维传导这种简单情形，用以说明这些（和其他许多）计算中用到的一般原理。这些部件可看成由若干相邻的体积元（或栅元）所组成。

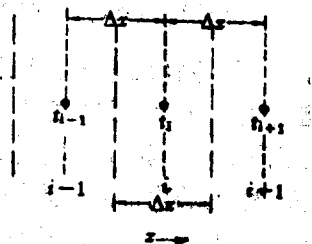


图6.9. 一维（空间）坐标中三个节点上温度的图示

6.81 可以将系统分解为一组网格点或节点，每一网格元或栅元的特征参数（例如温度）由其节点上的值来表示。图6.9中画出了三个这种栅元，分别记作 $i-1$ ， i 和 $i+$ ，假定其相应的节点均位于栅元的中心；节点温度为 t_{i-1} ， t_i 和 t_{i+1} 。每一栅元在 x 方向的宽度为 Δx ，体积为 $A \Delta x$ ，这里 A 是栅元的断面面积。

6.82 暂时假定内部不产生热量。这时，能量守恒要求流进和流出栅元 i 的热流率之差等于内能的增加率 $c_p \rho (A \Delta x) (dt_i/d\theta)$ 。如果在 x 方向从栅元 $i-1$ 流进栅元 i 的热流率为 $q_{i-1,i}$ ，从栅元 i 流进栅元 $i+1$ 的热流率为 $q_{i,i+1}$ ，那么

$$q_{i-1,i} - q_{i,i+1} = c_p \rho A \Delta x \frac{dt_i}{d\theta}, \quad (6.28)$$

由方程（6.7）得到

$$q_{i-1,i} = kA \frac{t_{i-1} - t_i}{\Delta x},$$

以及

$$q_{i,i+1} = kA \frac{t_i - t_{i+1}}{\Delta x},$$

这里设 k 和温度无关。如果将这些关系式代入方程(6.28),就可看到

$$\frac{t_{i-1} - t_{i+1} - 2t_i}{(\Delta x)^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{dt_i}{d\theta}. \quad (6.29)$$

容易证明,上式左边就是 $-d^2t/dx^2$ 的线差分形式,所以方程(6.29)等效于 $Q(x)$ 等于零的方程(6.26)。

6.83 为了将 $dt_i/d\theta$ 表示成线差分形式,上方处理节块的方法可以推广到时间坐标 θ 上,见图6.10,其中 $n-1, n$ 和 $n+1$ 表示相继的时刻。对于从 n 到 $n+1$ 的时间步长 $\Delta\theta$,栅元 i 内的温度变化 Δt_i 为 $t_{i,n+1} - t_{i,n}$,所以

$$\frac{dt_i}{d\theta} \approx \frac{\Delta t_i}{\Delta\theta} = \frac{t_{i,n+1} - t_{i,n}}{\Delta\theta}. \quad (6.30)$$

将这一结果代入 θ_n 时刻的方程(6.29),重新排列后,就可得到

$$t_{i,n+1} = \frac{\alpha\Delta\theta}{(\Delta x)^2} (t_{i-1,n} + t_{i+1,n}) + \left[1 - \frac{2\alpha\Delta\theta}{(\Delta x)^2} \right] t_{i,n}. \quad (6.31)$$

因此,可以看到,只要在 θ_n 时刻各节点上的温度 $t_{i,n}$ 为已知,经过规定的时间增量 $\Delta\theta$ 后, θ_{n+1} 时刻的温度 $t_{i,n+1}$ 可以直接从方程(6.31)算得。当求得了 θ_{n+1} 时刻所有节点上的 t 值后,计算可推进到下一个时刻 θ_{n+2} ,等等。这个过程叫做求解 $Q(x)$ 等于零时的微分方程(6.26)的显式方法。然而,将内部的释热包括在内并不影响本方法的一般原理。

6.84 如果适当选取时间增量 $\Delta\theta$ 和空间增量 Δx ,使无量纲量满足

$$\frac{\alpha\Delta\theta}{(\Delta x)^2} = 0.5,$$

则方程(6.31)可简化。在这些条件下,由方程(6.31)显然可见,经过一个时间步长后,节点 i 上的温度等于时间未变化时其相邻两节点上温度的平均值,即

$$t_{i,n+1} = \frac{1}{2} (t_{i-1,n} + t_{i+1,n}).$$

6.85 但是已经证明,在任何情况下,仅当 $\alpha\Delta\theta/(\Delta x)^2$ 为正值并小于0.5时,方程(6.31)的这种数值解法才是可行的。对 $\alpha\Delta\theta/(\Delta x)^2$ 的这一限制也限制了计算中容许使用的时间步长 $\Delta\theta$ 和 $(\Delta x)^2/\alpha$ 数值的相对大小。因此,当需对较长期的时间做计算时,必须采用大量的时间间隔。此外,还发现如果时间间隔很小,那么在应用这种数值方法时将会出现不稳定性。

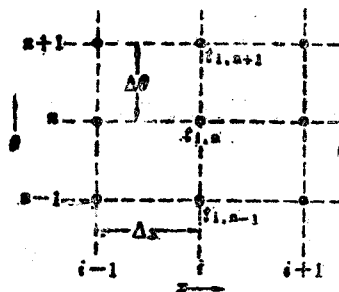


图6.10 在空间和时间坐标中节点上温度的图示

6.86 当由于种种原因希望采用比显式方法所限定的更长的时间步长时,则可应用差分方程的隐式格式。与显式方法中将空间有限差分温度项取在 n 点上不同,现在将这一差分项取在下一时间点 $n+1$ 上。这就是说,方程(6.30)代到方程(6.29)中,后一式中的温度现在要取 $t_{i-1;n+1}$, $t_{i+1;n+1}$ 和 $t_{i;n+1}$ 。于是可以得到

$$\left[1 + 2\frac{\alpha\Delta\theta}{(\Delta x)^2}\right]t_{i;n+1} - \frac{\alpha\Delta\theta}{(\Delta x)^2}(t_{i-1;n+1} + t_{i+1;n+1}) = t_{i;n}$$

6.87 为了根据上一时刻 θ_n 时的已知值 $t_{i;n}$ 解出时刻 θ_{n+1} 时这个方程的各温度值,对每个时间步长必须写出所有空间点的联立方程组。这些方程可以用三对角矩阵来表示,即只有主对角和它的相邻两条对角线上的元素才不等于零的矩阵。这种矩阵用高斯消去法在计算机上很容易解出⁽³⁾。对于每一个时间步长,隐式方法比显式方法需要更大的计算量,但是可以取较大的时间步长,并且不再存在稳定性问题;结果,所需总的计算机时间常常比显示方法更少。

6.88 在前述讨论中,处理了一个简单情况,有助于对瞬态热传递问题求解中所用的一般原理初步有所理解。在实际应用时,计算中还必须包括边界条件,例如在燃料包壳和冷却剂的交界面上的对流条件。还需要考虑通常随时间变化的内部释热。此外,对某些情况,还需确定多维的空间温度分布。还应注意到材料的特征参数 α 可能随节点而变化。因此,计算往往十分复杂,并需借助于适当的计算机程序来完成。

瞬态传热

6.89 瞬态(或非稳态)传热在反应堆安全分析中非常重要,因为这时主要关心的就是热工特性随时间的函数变化。一般说来,除了要增加时间和热容量两个参数以外,其所用的原理和稳态传热的相同。特别要注意,停堆后的热量释放必须加以考虑(§2.213)。有一个典型问题是确定冷却剂流量下降以后水冷堆内燃料包壳可能达到的最高温度。即使在反应堆事故停堆以后,热量还不断地传入到包壳中;这些热量一部分来自燃料棒内储存着的显热,在一个压水反应堆内,由显热引起的热量初始释放率可以接近满功率值的50%。热量的另外两个来源是缓发中子引起的裂变和裂变产物的放射性衰变。

6.90 如果冷却剂的流率下降了,不仅传热系数下降,而且冷却剂的热量传输能力也跟着下降,因为每单位时间内流过给定地点的质量减少了。因而当包壳传出同样大的热流密度(或热流率)时,冷却剂将达到较高的温度。这时随时间变化的包壳温度就取决于来自燃料的热量和输入冷却剂的热量之间的平衡。因为这两种传热率的温差驱动力都取决于包壳的温度,所以情况十分复杂,求解这类问题要依靠数值(计算机)方法(第十一章)。为了提供堆芯温度特性的详尽描述,可以将子通道分析方法(§6.184)编进这些计算程序中。

普通流体的传热

引言

6.91 从燃料棒进入冷却剂的热流要经过几个串联的热阻，其中最后一个热阻与包壳-冷却剂交界面上的传热系数有关。它的数值决定于流动工况和其他参数，并可以在很大的范围内变动，所以无论在反应堆的初步设计中还是在分析事故的各种可能后果时，它都是一个重要的因素。例如，传热系数下降对应于热阻增加，当热流密度保持不变时，这将使包壳和冷却剂总体之间的温差增加。如果冷却剂温度不变的话，其总后果就是包壳外表面的温度升高，最后导致燃料温度上升，这可以由方程(6.21)及其后有关各式看出。因此，研究影响对流传热的各种因素在反应堆的设计中至关重要。

层流和湍流

6.92 当某种流体以低速流过一根直管时，流体的微粒沿着与管轴平行的直线移动，不带有任意的明显的径向运动，这叫做层流、流线型流或粘性流，它的“速度分布图”示意地画在图6.11A中；其中箭头的长度表示管子断面上各点的流体速度相对数值。圆管内的速度分布曲线是一根抛物线，其平均速度为管中心最大速度的一半。

6.93 层流（在 x 方向流动）的特点之一是它遵守牛顿方程*

$$F = \mu A \frac{du}{dy} \quad (6.32)$$

其中 F 是在两平行流体层之间面积 A 上的剪力（或流体摩擦力），这两层流体以不同的速度 u 流动，该区域内垂直于流动方向的速度梯度为 du/dy ；符号 μ 表示流体的绝对粘度（或动力粘度），它就由方程(6.32)所定义。粘度的量纲为（质量）/（长度）（时间），在国际单位制中为 $\text{kg/m}\cdot\text{s}$ （或 $\text{Pa}\cdot\text{s}$ ），在厘米-克-秒制中粘度的单位称为泊 $[\text{g}/(\text{cm})(\text{sec})]$ ，过去常根据后一种单位（或它的百分之一，称为厘泊）计算粘度的数值。

6.94 可以用所谓雷诺数或模数这一无量纲量来区分层流和其他流型；该量记作 Re ，其定义为

$$Re \equiv \frac{Du\rho}{\mu} \quad (6.33)$$

其中 D 为管子的直径， u 为流体的平均速度， ρ 为其密度， μ 为其粘度。对许多流体所做的实验表明，只要 Re 小于2100左右，那么在等断面导管内的流动一般来说都是层流并且遵守牛顿方程。精确的临界雷诺数值在某种程度上取决于各种流动条件。

6.95 如果这种系统内的流动状态使 Re 超过大约4000，则流体的运动就是湍流；这种流型的特点是存在着无数的涡流，它们引起了流体的径向运动，即除了平行于管轴的流动以外，还有横越流动方向的运动。这时牛顿方程不再有效。

*不遵守牛顿方程的某些流体（如悬浮液）叫做非牛顿流体。

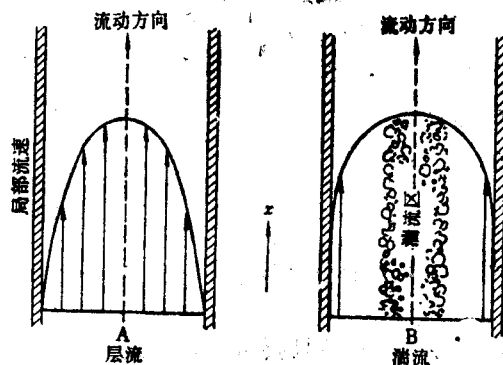


图6.11 A层流；B湍流

6.96 湍流的速度分布图示于图6.11B中。如图所示，在湍流流动中存在着多少有所区别的三个区域。首先，在靠近管壁的一层内，流动基本上是层流。接着是一个过渡（或缓冲）区，其中存在着一些湍动。最后，在管轴周围有一个完全湍流的芯体。在这个区域内，湍动不断搅混流体，因此和层流情况相比，轴向的速度随径向距离的变化要慢得多。结果，速度分布图上出现了明显的扁平化；这种扁平化随着雷诺数的增加而愈益明显。当雷诺数从5000增大到100,000时，平均流速和最大流速之比的范围大约由0.75增大到0.81。

6.97 在 Re 值从2100到4000的范围内，一般存在着一个介于纯粹层流和完全湍流之间的过渡状态。在这个范围内，有时还继续保持层流性质，而有时湍流成分增多，这取决于入口条件、上游是否发生湍流、管子的粗糙度、是否存在障碍物、泵或系统内某些其他部件引起的流率脉动以及其他因素。

6.98 方程(6.33)给出的雷诺数只适用于圆形断面的管子；对于非圆形的通道，如燃料棒之间的流动区域、长的矩形导管或环状间隙，如果将方程(6.33)中的 D 代之以由下式定义的等效（或水力学）直径 D_e ，就可以得到良好的近似：

$$D_e = 4 \times \frac{\text{流体断面积}}{\text{管道湿周长度}} \quad (6.34)$$

对于圆管， D_e 与实际直径相同。在下面有关部分将看到，采用了等效直径后，就能够将圆形管道的关系式应用到非圆形管道的传热系数、压降和烧毁热流密度的计算中。

例题6.5 根据下列数据计算压水堆中的平均雷诺数：

平均冷却剂温度	311°C
总的冷却剂质量流率	$1.83 \times 10^4 \text{ kg/s}$
燃料棒外径	9.50mm
节距（方阵）	12.6mm
组件内的燃料棒排列	17×17
组件数	193

冷却剂的质量流率（以 kg/s 为单位）等于流体速度 u （以 m/s 为单位）乘以流体密度（以 kg/m^3 为单位）和流道面积（以 m^2 为单位）。

解: 为了确定 D_c , 考虑含有四个相邻的1/4燃料棒所构成的单位栅元, 该栅元实际上只包含一根棒。每根棒对应的冷却剂流道的流体断面积和湿周长可从下面的附图中得到, 即

$$\begin{aligned} \text{流体断面积} &= (0.0126)^2 - \frac{1}{4}\pi(0.0095)^2 \\ &= 8.79 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \\ \text{湿周长} &= \pi(0.0095) \\ &= 0.0298 \text{ m} \end{aligned}$$

所以,

$$D_c = \frac{(4)(8.79 \times 10^{-5})}{0.0298} = 1.18 \times 10^{-2} \text{ m}.$$

下一步可以计算质量流速 G , 它等于 $u\rho$; 这只要将给定的质量流率除以相应的流动面积(或流体断面积乘上燃料棒总数*)就行了。因此,

$$\begin{aligned} G &= \frac{1.83 \times 10^4}{(17)(17)(193)(8.79 \times 10^{-5})} \\ &= 3730 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s} \end{aligned}$$

然后, 从附录中查出水在311°C下的粘度为 8.8×10^{-5} Pa.s (kg/m.s), 从方程(6.33)得到

$$Re = \frac{D_c u \rho}{\mu} = \frac{D_c G}{\mu} = \frac{(1.18 \times 10^{-2})(3730)}{8.8 \times 10^{-5}} = 500,000.$$

6.99 虽然在初步设计计算中应用等效直径十分方便, 但要记住它有一定的限制。实际上, 普遍使用等效直径概念的理论有效性是成问题的。例如, 对于具有等腰三角形断面的导管, 已发现空气的湍流流动摩擦比采用等效直径所算出的值低20%^[4]。传热系数沿着周界也有显著的变化。对于非圆形断面的各种导管已提出了几种相关方法, 但需要附加的实验工作对它们加以验证。

普通流体的传热系数

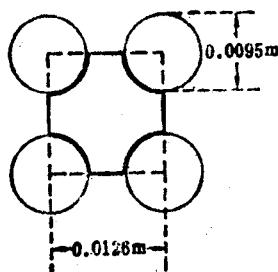
6.100 在所有采用强迫对流冷却的反应堆中, 冷却剂基本上都处于湍流状态下。对于断面均匀的长直通道, 假定有关的参数仅仅是流体冷却剂的平均速度、冷却剂通道的直径(或等效直径)以及冷却剂的密度、热容量、粘度和热导率, 就可以相当满意地推算出传热系数的数值。根据基本微分方程或利用量纲分析方法**, 可以证明传热系数能用三个无量纲模量表示; 其中之一是已定义过的雷诺数, 另外两个是努赛尔数(Nusselt number) Nu 和普朗特数(Prandtl number) Pr , 它们分别定义如下:

$$Nu \equiv \frac{hD}{k} \quad \text{和} \quad Pr \equiv \frac{c_p \mu}{k}$$

6.101 根据大量传热实验研究的结果, 曾提出了联系这三个模量的各种表达式; 其中

*这里忽略堆芯燃料组件边缘区的小部分流量。

**例如可参看本章一般参考文献中所列的标准传热教科书。



适用于长的直通道内普通（非金属）流体的表达式之一是迪图斯-波尔特（Dittus-Boelter）关系式⁽⁶⁾，

$$\checkmark \frac{hD}{k} = 0.023 \left(\frac{Du\rho}{\mu} \right)^{0.8} \left(\frac{c_p\mu}{k} \right)^{0.4} \quad (6.35)$$

或者

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4}, \quad (6.36)$$

其中所有的物性参数都取流体的总体温度下的值。该公式的一种修正形式为⁽⁶⁾，

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.33},$$

其中除了比热以外的物性参数都取紧挨着表面的层流（薄膜）层的薄膜温度下的值，此温度可取壁面（或表面）温度和整体流体温度的算术平均值。

例题6.6 计算例题6.5中水冷却剂的传热系数。

解：根据附录中的数据，311°C温度下的 k 值估计为0.518 W/m·K， Pr 约为1.06。因此，由方程（6.36），有

$$h = \frac{(0.023)(0.518)(500,000)^{0.8}(1.06)^{0.4}}{0.0118} = 37,500 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}.$$

6.102 由方程（6.35）可以看出，如果冷却剂的粘度、热导率、密度以及比热为已知，那么就可以计算已知直径（或等效直径）的管道或通道中在给定速度下的湍流传热系数。所得结果对于 Re 值在约10,000以上与 Pr 值在0.7至120范围内是满意的。普朗特数的这个范围包括了气体和几乎所有的液体在内，但液态金属除外；后者的普朗特数很低，这主要是由于它们的热导率很高，但也常常由于它们的粘度和热容量比较低的缘故。因此，液态金属的关系式需要另外讨论（§6.106及其后诸节）。

6.103 当固体和流体之间温差很大时，冷却剂物性的相应变化可能影响传热。象前面已指出的，这种变化对于粘度表现得最为显著，为了修正这一效应，提出以下关系式：

$$Nu = 0.027 Re^{0.8} Pr^{0.33} \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)^{0.14},$$

其中 μ 为整体流体温度下的粘度，而 μ_w 为管壁温度下的粘度。已经发现，当将该公式结合等效直径概念使用时，对于细的、矩形通道内流动的普通流体，所算出的局部和平均传热系数是很满意的⁽⁷⁾。

气体的传热系数

6.104 向气体传热的处理方法和对普通流体（如水）的处理方法完全一样，其对流传热系数可利用关系式（6.36）进行计算。对于许多气体，包括氮、二氧化碳和空气， Pr 近似为0.70，因此方程（6.36）简化为

$$Nu \approx 0.020 Re^{0.8}$$

然而，气体和液体之间物性（特别是热物性）的显著差别导致它们在传热特性方面具有某些重要的、普遍性的差异。例如，氮气在大气压力下的热导率只有水的1/3左右，不过在压力升高后它有所增加。在讨论用流体从热表面载出热量时，流体的比热很重要。这里仍然是提

高气体压力能得到好处：密度增加了，随之每单位体积的热容量也相应增加了。

6.105 在所谓高速流动中，气体的速度大于声速的20%左右（§6.158），这时出现了影响对流传热中温度驱动力的一些特殊效应。例如由于边界层中的摩擦效应引起“气动发热”；又如动能的因素（滞止效应）导致流动工况和“静止”工况的差异。对于这些问题，应该参阅传热学教科书^[8]。

液态金属的传热

引言

6.106 对于普通流体，热量传递的主要机理是通过湍动效应，由于这一效应，流体“团”从靠近热壁的区域向流体主流中迅速移动。然而，液态金属中的热量传递主要靠分子传导。这一机理的作用在液态金属的传热中可以达到70%，而对水中的传热其贡献仅为0.2%。这意味着对普通流体起重要作用的层流边界层厚度在液态金属情况下已无足轻重，因而适用于气体和非金属液体的传热关系式不再能用了。

6.107 图6.12中通过受热管内的温度分布图说明了液态金属和普通流体传热性质之间的基本差别^[9]。在这些曲线中，用无量纲量 $(t_w - t) / (t_w - t_0)$ 表示流体温度趋近于管壁

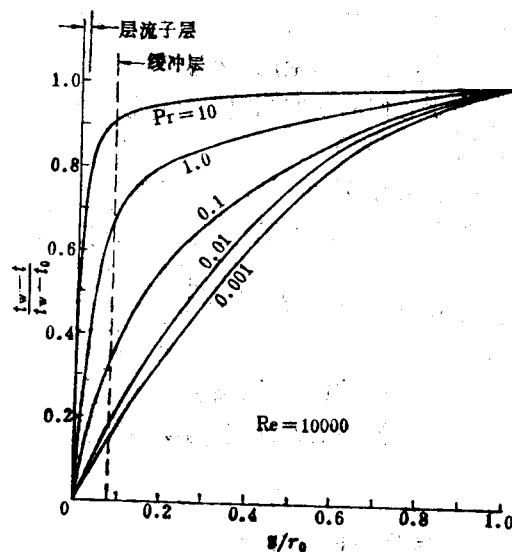


图6.12 温度分布曲线对普朗特数的依赖关系

温度的程度，其中 t_w 和 t_0 分别为壁面温度和中心线上的温度。横坐标为比值 y/r_0 ，此处 y 为离壁面的距离，该处的流体温度为 t ；而 r_0 为管子的半径。对各条曲线普朗特数是不同的，而雷诺数都等于 10^4 。

6.108 对 $Pr=1$ ，速度和温度的分布图形相同；传热的大部分阻力发生在层流子层和过渡层内，而当接近管子的中心区域（ $y/r_0=1$ ）时温度的进一步变化量极小。然而，对于液态金属（ $Pr \ll 1$ ），分子的传导作用十分显著，从缓冲层的边界一直到中心区域热梯度都

很大，与一根固体棒的情况 ($Pr=0$) 差不多。传热系数的计算一般根据混合-平均温度，后者可由积分热分布图形而得出 (§ 6.52)。可以看到，对于普朗特数很低的流体，混合-平均温度可以和中心线上的温度相差很多。

液态金属的传热系数

6.109 按照雷诺相似性^[10]，在管壁和湍流运动的流体之间热量的传递和动量的传递以相似的机理进行。对于在长的柱形管道内流动的分于热导率较大的液体，上述相似性导致下面的关系式^[11]：

$$\frac{hD}{k} = 7 + 0.025 \left(\frac{Du\rho c_p}{k} \right)^{0.8},$$

或者

$$Nu = 7 + 0.025 Pe^{0.8}, \quad (6.37)$$

这里 Pe 是贝克列数 (Peclet number)，定义为

$$Pe \equiv Re \times Pr \equiv \frac{Du\rho c_p}{k}.$$

虽然方程 (6.37) 已被广泛应用于液态金属，但许多设计人员更喜欢用较为保守的关系式^[12]

$$Nu = 0.625 Pe^{0.4}. \quad (6.38)$$

6.110 如象液态金属情况那样，当传导成为传热机制中的决定性因素时，非圆形通道的等效直径概念 (§ 6.98) 不再能严格应用。然而，由于更精确的关系式通常使用时过于复杂，所以一般仍然象对非金属流体那样来计算液态金属的 Nu 和 Pe 。对于热量仅从单面均匀载出的平行板间通道内的流动，已建议采用一个修正表达式，即仍用方程 (6.37) 的形式，但其右端乘以 0.8^[13]。

$$Nu = 5.6 + 0.020 Pe^{0.8}.$$

计算 Nu 和 Pe 所用的等效直径可由方程 (6.34) 求得，即为平板之间距离的两倍。

涡团传导率和传热

6.111 计算传热系数的另一种方法基于应用涡团传导率。虽然这一原理本身是普遍适用的，但即将看到，用它来描述向液态金属的传热比向其他(普通)流体的传热更加有用。湍流可看成为分子效应和湍动效应的综合。对于层流(或分子流)，粘性流体中的剪切力(或摩擦力)可由方程 (6.32) 表示，为了此处分析方便，可将这一方程写成如下形式：

$$\frac{F}{A} = \tau = \mu \frac{du}{dy}. \quad (6.39)$$

其中 τ 为作用在流体中任意一点处相邻两层之间单位面积上的局部剪切力。当存在湍流时，右方应包含一附加项，所以

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} + \rho \epsilon_M \frac{du}{dy}$$

$$= (\mu + \rho \epsilon_M) \frac{du}{dy}, \quad (6.40)$$

其中, 与分子粘度 μ 类似的量 $\rho \epsilon_M$ 可称为涡团粘度。然而, 需注意 μ 是流体的一种属性, 而 ϵ_M 则是流体(湍流)运动的一个参数。

6.112 通过与方程(6.6)的类比, 可以将湍流中的热量传递过程写成

$$\frac{q}{A} = - (k + k_t) \frac{dt}{dy},$$

其中 q/A 为热流密度, k 为分子热导率, 而 k_t 为流体的涡团热导率。若将这一方程的两边都除以 $c_p \rho$, 结果就得到

$$\frac{q/A}{c_p \rho} = - (\alpha + \epsilon_H) \frac{dt}{dy}, \quad (6.41)$$

这里 $\alpha (=k/c_p \rho)$ 是分子的热扩散率, 在§6.79中已经定义, 而 $\epsilon_H (=k_t/c_p \rho)$ 是传热的涡团扩散率。对于流体在圆管内流动并且由管壁所加热的情况, 这一表达式中的 dt/dy 用 dt/dr 代替。

6.113 对于普通流体, 通过分子传导引起的传热可以忽略不计。结果, 根据雷诺的量与传热相似理论, 可以合理地假设 ϵ_H 等于方程(6.40)所定义的 ϵ_M 。利用实验得到的速度分布数据, 可以从方程(6.40)中推出 ϵ_M 的数值。于是, 在方程(6.41)中用该数值代替 ϵ_H , 就能计算出温度的分布。已经发现, 用这一方法对普通液体得到的结果和由经验方程(6.35)导出的结果是符合的。

6.114 对于液态金属, 一般不能认为 ϵ_H 等于 ϵ_M , 这时, 写成下面的形式较为方便,

$$\epsilon_H = \bar{\Psi} \epsilon_M,$$

其中 $\bar{\Psi}$ 为Pr、Re以及流道中位置的函数。为了进行传热的相关分析, 一种有用的方法是考虑一个有效的(或平均的) $\bar{\Psi}$ 值, 它仅是普朗特数和雷诺数的函数, 但不是流道中位置的函数。 $\bar{\Psi}$ 和 $\bar{\Psi}$ 两者在湍流区的低雷诺数端趋近于零, 而对高雷诺数则趋近于1。在低端, 较热的涡流区通过分子传导将其热量迅速传递给周围的液态金属。另一方面, 对于高的雷诺数的值($\geq 10^6$), 涡流显然运动得很快, 结果分子传导的相对贡献变得很小。这时, 液态金属的行为和湍流状态下的普通液体十分相似, ϵ_H 也就近似地等于 ϵ_M 。

6.115 量 $\bar{\Psi}$ 和运动粘度 $\nu (= \mu/\rho)$ 之间的一个半经验关系式为

$$\bar{\Psi} = 1 - \frac{1.82}{\text{Pr}(\epsilon_M/\nu)_{m,x}^{0.4}}, \quad (6.42)$$

其中, 通道断面上 ϵ_M/ν 的最大值 $(\epsilon_M/\nu)_{m,x}$ 是Re和冷却剂通道几何形状的函数^[14]。图6.13中对几种常用的流道几何形状在很宽的雷诺数范围内给出了 $(\epsilon_M/\nu)_{m,x}$ 的值。对按等边三角形排列的棒束情况, P/D 是边长与棒直径之比, 这种布置被建议应用于液态钠作冷却剂的快中

• 方程(6.6)中的 x 坐标这里已经用 y 所代替, 因为在流体力学中习惯于用 x 表示流动方向, 而 y 则如方程(6.32)中那样表示垂直于流动的方向。因此, 从燃料棒向流动的冷却剂的传热发生在 y 方向, 所讨论的温度梯度也存在于这一个方向上。

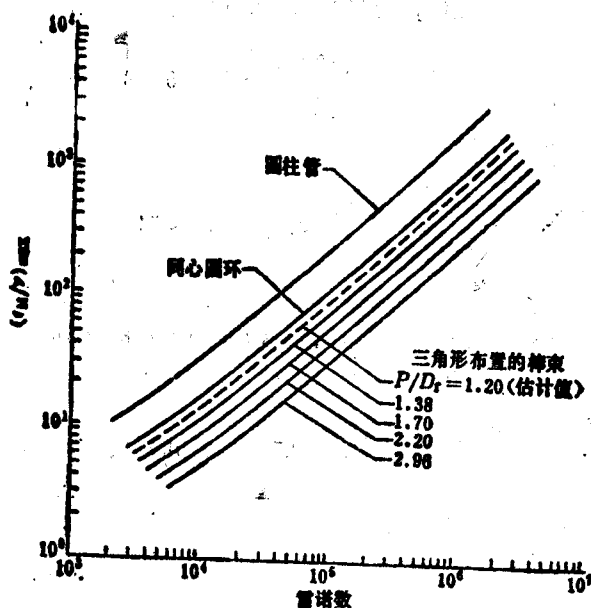


图6.13. 对于完全湍流, $(\varepsilon_M/v)_{max}$ 的值随雷诺数的变化^[14]

子反应堆中。

6.116 对于长的圆柱形管道中液态金属的传热问题, 不论壁温状况是否均匀, 可以推荐下列关系式计算传热系数:

$$Nu = 5.0 + 0.025 (\overline{\Psi} Pe)^{0.8}, \quad (6.43)$$

此处 $\overline{\Psi}$ 可由图6.13和方程(6.42)求得。由于当冷却剂中的湍动很激烈时(大部分实际系统都是这种情况) $\overline{\Psi}$ 趋近于1, 若取 $\overline{\Psi}$ 为1可得到良好的一阶近似。由于 $\overline{\Psi}$ 恒小于1, 所以对比方程(6.37)和(6.43)可见后一方程给出的传热系数值较小。特别对于低的雷诺数(即低流率), 此时 $\overline{\Psi}$ 很小, 故两式的差别更加明显。 $\overline{\Psi}$ 的值为负时就取作零。在作安全分析时, 例如在冷却剂循环泵损坏的情况下, 这种差别很重要, 这时最好采用方程(6.43)这种保守的算法。

例题6.7 液态钠在0.03m直径的圆柱形长管中以6.0m/s速度流动, 试根据下列三种公式确定400°C时湍流的传热系数: (a)方程(6.43), (b)方程(6.37), 以及(c)方程(6.38)。所需的物性参数为:

$$\begin{aligned} \rho &= 854 \text{ kg/m}^3, \\ k &= 71.0 \text{ W/m}\cdot\text{K}, \\ \mu &= 2.83 \times 10^{-4} \text{ Pa}\cdot\text{s} \text{ (kg/m}\cdot\text{s)}, \\ c_p &= 1300 \text{ J/kg}\cdot\text{K} \end{aligned}$$

解: (a)在目前情况下, 管道直径 D 为0.03m, u 为6.0m/s, 因此。

$$Re = \frac{(0.03)(6.0)(854)}{2.83 \times 10^{-4}} = 5.43 \times 10^5.$$

• 原文系数错。——译者

由图6.13查得相应的 $(\epsilon_M/\nu)_{max}$ 值约为1100。普朗特数为

$$Pr = \frac{c_p \mu}{k} = \frac{(1300)(2.83 \times 10^{-4})}{71.0} = 5.18 \times 10^{-3}.$$

因此, 由方程(6.42)可得

$$\bar{\Psi} = 1 - \frac{1.82}{(5.18 \times 10^{-3})(1100)^{1.4}} \approx 0.98.$$

贝克列数为

$$Pe = Re \times Pr = (5.43 \times 10^5)(5.18 \times 10^{-3}) = 2.81 \times 10^3.$$

因此, 由方程(6.43),

$$h = \frac{k}{D} Nu = \frac{71.0}{0.03} [5.0 + (0.025) \{ (0.98)(2.81 \times 10^3) \}^{0.4}]$$

$$\approx 4.53 \times 10^4 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}.$$

(b) 按照方程(6.37),

$$h = \frac{71.0}{0.03} [7.0 + (0.025) (2.81 \times 10^3)^{0.4}]$$

$$\approx 5.05 \times 10^4 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}.$$

(c) 由方程(6.38),

$$h = \frac{71.0}{0.03} (0.625)(2.81 \times 10^3)^{0.4}$$

$$\approx 3.54 \times 10^4 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}.$$

正如所预料的那样, 由方程(6.43)算出的 h 值低于由方程(6.37)得到的 h 值。在低流率(即低雷诺数)下, $\bar{\Psi}$ 值小, 两种结果的差别更大。对于上面的例子, 从方程(6.38)得到的 h 值甚至比从方程(6.43)得到的数值更小些, 但是在低流率下, 该式的结果将介于由

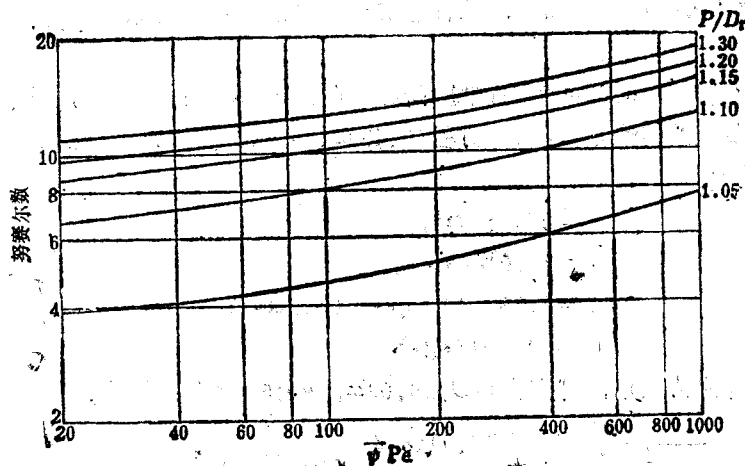


图6.14 液态金属沿三角形排列棒束作轴向流动时的努赛尔数^[15]

方程(6.37)和(6.43)所得到的两种结果之间。

6.117 当液态金属沿着按三角形布置的棒束作轴向流动时,对于各种边长和棒径的比 P/D_i ,可以从图6.14中的曲线得到努赛尔数^[15];求贝克列数时要用到冷却剂通道的等效直径。 Nu 的值取两种极限情况的平均值:(1)所有方向上的热流密度均匀,(2)轴向热流密度均匀并且通道周界上的温度均匀。绝大部分实际情况介于这两种极限情形之间,因此它们的平均值可以用作计算传热系数的一个合理值。许多设计人员宁愿采用比图6.14给出的低20—30%的数值,这样做比较谨慎,而且也合乎某些实验结果确实产生较低的 Nu 值这一事实。有时也采用下列公式,由它算出的系数低于绝大部分的实验数据:

$$Nu = 4.0 + 0.16 \left(\frac{P}{D_i} \right)^{5.0} + 0.33 \left(\frac{P}{D_i} \right)^{3.8} \left(\frac{Pe}{100} \right)^{0.86} \quad (6.44)$$

例题6.8 下列技术条件引自某一个钠冷快中子反应堆的设计(§1.110)。试利用(a)图6.14和(b)方程(6.44),确定平均冷却剂温度下的传热系数。

平均温度461°C下的冷却剂钠,质量流率为 5.24×10^3 kg/s。5.84mm直径的燃料棒构成三角形栅格,其 $P/D_i = 1.24$ 。每一组件有217根棒,堆芯中有198盒燃料组件。一次冷却剂流中约有80%流经堆芯,其余的分配在转换区以及各种旁路中。(忽略节流效应,后者能调整冷却剂的流量分配,使之适应于每盒组件内释放的功率。)

解:下面给出的值可应用于461°C的钠:

$$Pr = 0.0046,$$

$$\rho = 841 \text{ kg/m}^3,$$

$$\mu = 2.52 \times 10^{-4} \text{ Pa}\cdot\text{s} (\text{kg/m}\cdot\text{s}),$$

$$k = 68.7 \text{ W/m}\cdot\text{K}.$$

对等边三角形栅格,

$$\begin{aligned} \text{流道面积} &= \frac{\sqrt{3}}{4} P^2 - \frac{\pi D_i^2}{8} \\ &= \frac{\sqrt{3}}{4} (1.24 \times 0.00584)^2 - \frac{\pi (0.00584)^2}{8} \\ &= 9.31 \times 10^{-6} \text{ m}^2. \end{aligned}$$

由于每一个通道对应于半根棒,并且冷却剂的总流率为 $(5.24 \times 10^3)/841 = 6.23 \text{ m}^3/\text{s}$,所以通道内的流速为

$$u = \frac{(6.23)(0.80)}{(9.31 \times 10^{-6})(217)(198)(2)} = 6.23 \text{ m/s}.$$

$$D_c = \frac{\text{面积}}{\text{周长}} = \frac{(4)(9.31 \times 10^{-6})}{\frac{1}{2}\pi(0.00584)} = 0.00406 \text{ m}.$$

$$Re = \frac{D_c u \rho}{\mu} = \frac{(0.00406)(6.23)(841)}{(2.52 \times 10^{-4})} = 84,400.$$

$$Pe = Re \times Pr = (84,400)(0.0046) = 388.$$

(a) 利用图6.14;

从图6.13查得 $(\varepsilon_M/\nu)_{\max} = 80$; 因此由方程(6.42)得到

$$\bar{\psi} = 1 - \frac{1.82}{(0.0046)(80)^{1.4}} = 0.14,$$

$$\bar{\psi} Pe = (0.14)(388) = 54.$$

由图6.14查得 $Nu = 11.3$; 因此,

$$h = \frac{(11.3)(68.7)}{0.0046} = 1.69 \times 10^5 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}.$$

(b) 应用方程(6.44):

$$Nu = 4.0 + (0.16)(1.24)^{5.0} + [(0.33)(1.24)^{3.8}(3.88)^{0.86}] \\ = 6.87.$$

$$h = \frac{(6.87)(68.7)}{0.0046} = 1.03 \times 10^5 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}.$$

液态金属的团状流动近似

6.118 在湍流输运过程对液态金属内热传递的贡献可以忽略的多数情况下,分子传导的强贡献可以作为有用近似的基础。例如,在圆形断面的通道内,无论对于层流、团流*,或者仅有分子传导,经典的能量传递方程均为

$$k \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right) = c_p \rho \left(u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial r} \right),$$

其中 u 为轴向 (x 方向) 的速度分量, 而 v 为径向 (r 方向) 的速度分量。对于团流近似, 右方括号内的第二项取为零, 同时如果忽略轴向传导, 即对于一个长的流道, 左方括号内的第三项也为零。对于其他几何形状, 可以写出同一类型的近似方程。在列出边界条件后, 一般可通过数值方法求得温度分布 (或相关的努赛尔数) 的解。

6.119 对于沿着燃料棒束轴向流动的液态金属 (正如堆芯内常见的那样), 已经利用团流近似推导出传热关系式。就这方面而言, P/D_c 值具有特殊的重要性, 因为它影响着热流的方向。对于比较宽的间距, 即 $P/D_c \geq 1.35$, 从燃料到冷却剂的热流主要沿径向传递。这时对三角形的燃料棒排列可给出如下关系式, 它以具有湍动贡献的团流作为基础⁽¹⁶⁾; 即

$$Nu = 6.66 + 3.13(P/D_c) + 1.18(P/D_c)^2 + 0.016(\bar{\psi} Pe)^{0.86},$$

其中 $\bar{\psi}$ 用 § 6.115 中所述的相同方法求值。

*在团状流动中, 横跨管子方向 (即径向) 没有速度梯度。

沸 腾 传 热

池 内 沸 腾

6.120 沸腾在核反应堆系统内十分重要，它是提高燃料向冷却剂传热率的一种方法，也是热交换器中借以产生蒸汽的手段。沸腾所涉及的机理相当复杂，并取决于包括表面条件在内的许多因素。为了便于对固体燃料棒表面处的沸腾传热进行初步分析，首先讨论浸设在液体池内的温度为 t_s 的一个加热表面。假定加热表面和液体饱和温度之间的温差 $t_s - t_{s,s}$ 不断增大*；则穿过该表面的热流密度 q/A 的相应变化如图6.15所示，其中两个坐标均取对数值。虽然该图内数据所表示的是在大气压下液体温度为 100°C 时水池内加热表面上的自然对流沸腾，但某些一般特征同样适用于强迫对流沸腾以及其他的压力与温度条件。

6.121 池内沸腾的曲线可以划分为几个区域，每一区域内传热的机理与其他区域内的机理稍有不同。直到加热表面的温度比饱和温度高出一个少量时，传热都通过单相对流进行；这是I区内发生的情况。系统由稍过热的液体所加热，后者上升至液池表面，并在该处蒸发。在II区内，加热表面处形成蒸汽泡；这就是泡核沸腾区，其中汽泡在一些核心上生成，后者可以是固体粒子或加热表面吸附的气体或者在液体中溶解的气体。泡核沸腾是一种常见的普

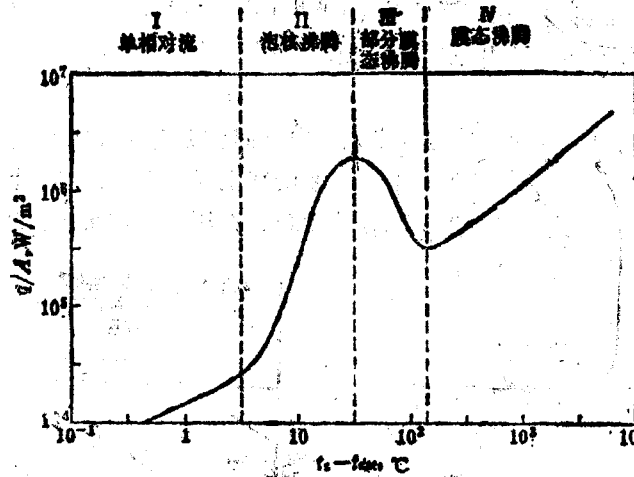


图6.15. 池内沸腾时热流密度随表面-液体温差的变化
通现象，因为它在标准的电厂蒸汽发生器中也同样出现。

6.122 热流密度曲线在II区内所呈现的陡峭的斜坡是由于蒸汽泡运动造成液体混合的结果。当汽泡十分密集，使它们开始在加热表面上聚合并形成一层蒸汽膜层时，热流密度达到最大值。这时，热量通过传导和辐射两种机制的组合传出此蒸汽膜层，但是在这一温度范围内，两种传热机制效率都不高。结果，经过最大值之后，尽管加热表面温度增加，热流密

*饱和温度 $t_{s,s}$ 是现场压力下饱和蒸汽的温度。

度却显著下降。这一最大热流密度值构成设计的一个限制条件，它称为DNB（偏离于泡核沸腾）值（§6.129）。在Ⅲ区内，膜层是不稳定的；它延展在部分加热表面上，而后又被破坏。在这种工况下，表面的某些部分呈现强烈的泡核沸腾；其他部分则由于传热而发生膜态沸腾。

6.123 对足够高的 $t_s - t_{in}$ 值，如图内Ⅳ区中那样，膜层变得很稳定，整个加热表面被一薄层蒸汽所覆盖；这时沸腾全部是膜态型的。如果试图在膜态沸腾下达到高的热流密度，例如，达到泡核沸腾所能达到的高值，那么加热表面上的温度会变得极高，结果受热材料将会烧坏。这称为“烧毁”，这种情况当然需加以避免。从图6.15还可注意到，如果发生泡核沸腾的系统运行在接近曲线最大值的工况下，则热流密度的微小增加将引起向膜态沸腾的骤然过渡，这就可能导致烧毁。

6.124 当液体的整体温度低于饱和温度但加热表面的温度高于饱和值时，就会发生欠热沸腾（或局部沸腾）。蒸汽泡在加热表面上形成，但随后就在冷的液体中凝结，其净效果并不产生蒸汽。在这种工况下能达到很高的热流密度；据报道，在水的强迫对流加热情况下，其值可高达 $4 \times 10^7 \text{ W/m}^2$ ，但若要保持较低的表面温度以防烧毁，则取 $6 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ 看来较为谨慎。当液体的总体温度达到饱和点时，蒸汽泡不再消失，于是就发生整体沸腾。

流 动 沸 腾

6.125 在实际的反应堆系统内，冷却剂不是静止的，所发生的沸腾称为流动沸腾，它与池内沸腾在流体动力学上大不相同。流动沸腾通常发生在强迫对流工况下，如沸水反应堆（BWR）中，就某种程度而言，压水反应堆（PWR）中也有这种情况。然而，当回路结构内有自然循环时，如在由于冷却剂循环泵损坏而引起的瞬态过程中，也会出现流动沸腾。

6.126 假定低于饱和温度的水被强行注入反应堆固体燃料元件之间或周围的通道内；这时热量就从固体表面（或壁面）传到水中。只要沿高度逐渐上升的燃料壁面温度（§6.171等）还低于蒸汽饱和温度，就仅仅发生单相传热现象。在压水反应堆中，提高冷却系统的压力，可以提高饱和温度从而防止整体沸腾，但是某些局部沸腾是容许的；因此，可以认为压水堆和沸水堆具有一定的共性。

6.127 图6.16内画出了冷却剂沿着一根典型的反应堆燃料棒流动时的各种流动沸腾工况。此处 t_m 为液体的总体温度。在一开始时，唯一的效应是冷却剂的显热增加，接着是一个欠热沸腾区。在此之后的区域中发生通常的泡核沸腾，并伴随有蒸汽产生，即整体沸腾。在燃料元件的这一区段上传热率很高，所以在具有沸腾冷却剂的反应堆设计中，希望泡核沸腾区的长度最大。

6.128 下面来讨论随着沸腾的加强沿着通道的流动情况。其机理十分复杂，并取

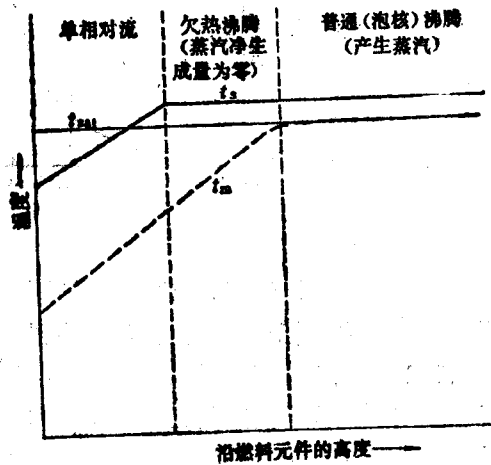


图6.16 在发生流动沸腾情况下表面温度和液体温度沿着燃料棒高度的变化

决于朝同一方向流动的蒸汽和液体在管道中的分布情况 (§ 6.150)。在局部沸腾区内, 汽泡生成并在紧靠壁面的过热区域内被带走, 但是当在流道中与欠热液体混合后, 它就凝结了。当流动的冷却剂中传入了足够的热量, 以致它的温度超过了饱和值以后, 蒸汽泡就不再消失, 而是被液流的主体夹带, 并相当均匀地分布在其中。在足够高的蒸汽份额下, 流动工况发生一种变化, 这时在通道中心部分的汽相形成连续的芯体。液滴弥散在这一蒸汽芯体中, 而蒸汽泡也弥散在沿着热壁流动着的连续流体层中^[17]。在 § 6.150 内将看到每种流动工况的水力学都是不同的。

沸 腾 危 机

6.129 随着冷却剂通道内汽化的增强, 加热表面变得断续地暴露在蒸汽“团块”之下。由于加热表面被蒸汽覆盖时传热系数显著下降, 所以壁面温度相应地升高。因此, 在一开始, 当表面上交替地由蒸汽或液体覆盖时, 壁面温度会不断波动, 但是当壁面上的液体完全汽化时, 壁温就将上升。由于沸腾过程中传热机理的改变使加热表面的温度显著上升, 这种现象称为**沸腾危机**。上面的描述实际上把一种复杂现象说得过分简化了。例如, 当通道的中心部分是液体并且其温度低于饱和值时, 在足够高的热流密度下, 由于表面附近被汽泡层所覆盖, 壁面温度也会产生剧增。偏离于泡核沸腾(或DNB)一词 (§ 6.122) 常常用于这种情况, 但也用于流体整体处于饱和温度下的表面过热情况中。对于通道内具有蒸汽芯体和环状液膜的情况, 当液体被蒸发因而传热系数下降到蒸汽强迫对流下的相应值时, 就发生干涸现象。往往使用**临界热流密度**一词作为通用术语, 用以概括所有这些可能的沸腾危机。

6.130 临界热流密度的关键参数是蒸汽-液体系统的**含汽量**; 它定义为存在于混合物中的蒸汽的质量份额。含汽量 χ 可用热力学术语表示为

$$\chi = \frac{H - H_{t_1}}{H_{t_2}}$$

其中 H 为冷却剂通道中有关位置处混合物的焓, H_{t_1} 为相应压力下饱和液体的焓, 而 H_{t_2} 为该压力下的汽化焓。这一方程当应用于欠热区域时将得出负的含汽量, 它用于某些关系式内以预测欠热工况下的临界热流密度。

6.131 在压水反应堆中, 水基本上处于欠热区或低含汽量区。这时, 沸腾危机就是指偏离于泡核沸腾(DNB)工况。它只发生在相当高的热流密度下。除了热流密度外, DNB的发生还取决于其他参数, 如流率、流体含汽量、系统压力以及冷却剂通过堆芯时的焓升。

6.132 在沸水反应堆中, 冷却剂含汽量较高并且处于饱和状态, 此时所关心的沸腾危机是干涸。在这一情况下, 由于环状液体膜层的破坏形成了干的表面区域, 但与欠热系统的壁温骤增相比, 它的壁温增加幅度较小并且变化较慢。这是由于蒸汽速度很高, 由表面向汽流的传热系数较大, 足以防止包壳被烧毁。然而, 当包壳表面干湿轮番变化时, 可能因热循环而损坏。

烧毁条件的计算

6.133 预计将导致烧毁的临界热流密度是水冷(和慢化)反应堆设计中要考虑的一个重要物理量。了解烧毁条件对于分析可能发生的事故工况也是必要的, 例如冷却剂失流事故

或由于功率骤增使燃料温度过高的事故。因此，需要有估算反应堆内临界热流密度的各种方法。已经进行了大量实验工作以发展文献中所报道的许多关系式。此外，在发展理论模型方面也花费了很大力量，用以阐明经验公式的合理性。

6.134 在压水反应堆的设计中，已广泛采用所谓W-3关系式来计算DNB条件*。这是一个计算临界热流密度的多项复杂表达式，以压力、质量流速、蒸汽含量、焓以及系统的尺寸作为参数^[18]。实际上，这一方程作为数字计算机计算程序的一部分很容易解出，而且某些一般性结论也是很有意义的。DNB热流密度随含汽量的增加而下降，因此它在冷却剂通道出口处达到最小值。冷却剂质量流速的增加趋于增大DNB热流密度。压力的影响颇为复杂，但在压水堆工况下当系统的压力增加时临界热流密度下降。作为堆芯设计工作的一项内容，需要计算各个轴向位置处的DNB工况，以确定距离设计热流密度的最小裕度（见图6.23）。因为DNB热流密度和实际热流密度两者在接近出口处同时下降，所以最小裕度的位置通常处于通道的上半部。

6.135 沸水反应堆内的情况与压水系统内的不同，这主要由于此时流体含汽量较高。一般，确定临界热流密度所用的方法基于大量的实验，其中棒束采用电加热，流体的流动类似于实际反应堆内的状况。由此所得的结果和考虑系统含汽量与冷却剂流率的关系式一起被收入热工-水力计算模型^[19]。

沸腾传热系数

6.136 正如通常的非沸腾传热一样，流动沸腾系统同样可以根据传热系数和温压来描述传热率。然而，由反应堆堆芯设计的观点看，沸腾传热系数并没有很大意义。当存在沸腾时，热量从加热（燃料棒）表面通过几种导致汽泡生成的汽化机理传入液体冷却剂中，但是并不需要表面和流体主体之间有很大的温压驱动。与非沸腾系统相比，由于这一温压很小，所以设计者主要关心的是根据临界热流密度的限制制定出设计规范以保证足够的裕度。因而以下讨论沸腾传热系数的各节只是用于阐明问题的背景。

6.137 由图6.15显然可见，在泡核沸腾区的相当大的一个范围内， $\log(q/A)$ 是 $\log(t_s - t_{s,s})$ 的线性函数，因此，普遍表达式

$$\frac{q}{A} = C(t_s - t_{s,s})^n \quad (6.45)$$

适用于某组特定的条件，其中C和n为常数。如果用 Δt_b 表示加热表面温度和冷却剂饱和温度之间的差值，则方程(6.45)可以写成

$$\frac{q}{A} = C(\Delta t_b)^n.$$

若 h_b 表示沸腾传热系数，它可以由下式定义：

$$\frac{q}{A} = h_b \Delta t_b,$$

* "W-3"这一名称起源于它是西屋(Westing house)发展的第三个这样的关系式。

因此

$$h_b = C(\Delta t_b)^{0.25}$$

6.138 对于欠热沸腾或局部沸腾，已发现如下关系式可以应用：

$$\frac{q}{A} = \left(\frac{e^{p/6.2}}{0.79} \Delta t_b \right)^4, \quad (6.46)$$

其中 q/A 的单位为 W/m^2 ， p 是以MPa为单位的压力，而 Δt_b 的单位为开尔文^[20]。在压水反应堆通道内局部沸腾开始之前的区域中，可用方程(6.35)计算传热系数。由于方程(6.46)适用于局部沸腾区域，所以设计者常将由这两个公式算出的表面温度相等的那一点作为局部沸腾的起始点。

6.139 虽然在沸水反应堆的设计中传热系数并不重要，但也常常需要确定与规定的平均热流密度相对应的燃料元件表面温度。这一温度值从抗腐蚀的角度来看可能是重要的，并且它也可以作为估计燃料元件内部最高温度的一个参考点。按照方程(6.46)，元件表面处的温差 Δt_b 正比于热流密度的0.25次幂。因此，表面温度本身相对于热流密度的变化看来并不是很灵敏的。

例题6.9 试确定反应堆堆芯内在欠热沸腾工况下燃料的表面温度，系统压力为7.2 MPa，平均热流密度为(a) 0.5 MW/m²，以及(b) 5 MW/m²。水在该压力下的饱和温度为288°C。

解：(a) 由方程(6.46)，

$$\begin{aligned} \Delta t_b &= \frac{0.79}{e^{p/6.2}} \left(\frac{q}{A} \right)^{0.25} \\ &= \frac{0.79}{e^{7.2/6.2}} (5 \times 10^5)^{0.25} = 6.6 \text{K} (6.6^\circ\text{C}) \end{aligned}$$

因此，燃料表面温度为 $288 + 6.6 \approx 295^\circ\text{C}$ 。

(b) 对于5.0 MW/m²的平均热流密度，

$$\Delta t_b = (6.6)(10)^{0.25} = 12 \text{K} (12^\circ\text{C}),$$

所以，燃料表面温度为 $288 + 12 = 300^\circ\text{C}$ 。（正如所指出的那样，表面温度对于热流密度的变化不太敏感；热流密度增大到10倍，温度仅从295°C增加到300°C。然而，这一较高的热流密度却可能超出临界热流密度的限度。）

堆芯水力学

层流中的压降

6.140 对水泵功率的要求取决于冷却系统的压降和冷却剂的流率。总压降是下列诸项之和：(1) 水面高度增加引起的静水压项，(2) 冷却剂流体的加速度项，(3) 通道、管

子等流道内的摩擦项以及流动断面变化区域中的压降项。其中，静水压降可简单地归结为高度增量、密度和重力加速度三项的总乘积。在质量流率给定的情况下动压项取决于入口和出口之间的速度差。对于不可压缩流体，该项通常可以忽略不计，即使对气体，在反应堆运行工况下其贡献也十分微小。因而，下面将限于讨论压降的摩擦效应和流动断面变化效应。虽然这些课题在流体动力学的标准教科书中都有阐述，但此处仍将作一简要的评述。

6.141 在直径为 D 长度为 L 的圆形管道中，以平均速度 u 流动的等温层流所产生的压降 Δp_f 可由著名的泊肃叶 (Poiseuille) 方程给出为

$$\Delta p_f = \frac{32\mu u L}{D^2},$$

它可以写成

$$\Delta p_f = 64 \frac{\mu}{Du\rho} \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{\rho u^2}{2}, \quad (6.47)$$

其中 μ 为粘度*。在 p_f 中使用下标 f ，用以指明所列的压力损失是由于流体的摩擦 (friction)。方程 (6.47) 右端中的因子 $\mu/Du\rho$ 是雷诺数的倒数，所以，

$$\Delta p_f = \frac{64}{Re} \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{\rho u^2}{2}. \quad (6.48)$$

这一公式给出了圆形横断面直管内层流的流体摩擦引起的压降。应该注意，对于非圆形横断面通道内的层流，不可用 § 6.98 中所定义的等效直径 D_e 代替 D ，虽然在湍流的情况下这不失为一种良好的近似 (§ 6.144)。

湍流的压降

6.142 对于平均速度为 u 的湍流，与方程 (6.48) 对应的关系式为

$$\Delta p_f = 4f \frac{L}{D} \cdot \frac{\rho u^2}{2}, \quad (6.49)$$

这就是范宁 (Fanning) 方程，其中无量纲量 f 称为摩擦系数**。比较方程 (6.48) 和 (6.49) 表明，对于层流 $f=16/Re$ ，但是在湍流情况中摩擦系数和雷诺数之间的关系要复杂得多。已经提出了几种经验表达式；其中最简单的一种可以相当精确地适用于雷诺数高达约 2×10^8 的光滑管流，称为勃拉修斯 (Blasius) 方程：

$$f = 0.079 Re^{-0.25}. \quad (6.50)$$

该式可以对给定的雷诺数计算湍流情况的摩擦系数。

6.143 对于商品粗糙管内的湍流，在相同雷诺数之下其摩擦系数要大于光滑管的系数值，这可由图 6.17 中看出。随着管子粗糙度的增加，相对于光滑管理想特性的偏差也增大，

*若在方程 (6.47) 或以下各式中使用英制，则必须引入联系力和质量的系数 g_c 。

**在等价的达西-韦斯巴赫 (Darcy-Weisbach) 方程中，采用 $4f$ 为摩擦系数。

对于高雷诺数值情况更是如此。已由实验确定了不同粗糙度情况下摩擦系数随雷诺数的变化，其结果以无量纲量 ϵ/D 表出，其中 ϵ 为粗糙性突起尺寸的一种度量，而 D 为管子直径(21)。

6.144 对于形状比较简单的非圆形通道内的湍流，可以用等效直径代入方程(6.49)中的 D 来计算摩擦压降。在计算雷诺数时也用此数值。对于沿着棒束通道的轴向流动，摩擦系数在一定程度上取决于间距与直径之比。然而，在初步设计中，作为一种合理的近似，对这些比值的常用范围只需取一个修正系数1.3就行了(22)。

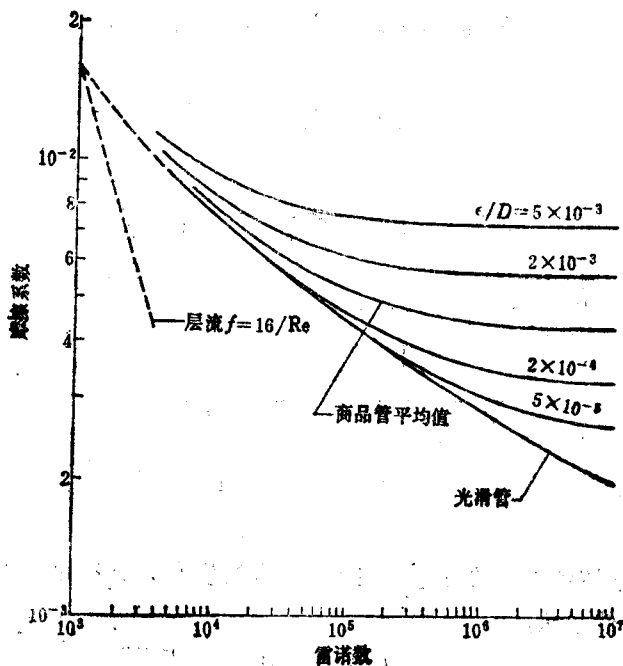


图6.17 摩擦系数随管子粗糙度的函数变化(21)

例题6.10 水沿着例题6.5中燃料棒之间的通道作湍流流动，试估算沿4.17m长度上为了克服摩擦所需的压降。

解：已得到雷诺数的值为 5.00×10^5 ；因此，假定燃料棒比较光滑，从图6.17查得 f 之值大约是0.0032。

例题6.5中的质量流速 $G(=u\rho)$ 为 $3730 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ ，因为 311°C 水的 ρ 为 $0.691 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ ， u 为 $3730/691=5.40 \text{ m/s}$ 。因此，取 D_e 等于0.0118m，从方程(6.49)得到

$$\Delta p_f = (4)(0.0032) \frac{4.17}{0.0118} \cdot \frac{(691)(5.40)^2}{2} = 4.56 \times 10^4 \text{ Pa.}$$

对棒束之间的流动乘上修正系数1.3 (§6.144)，结果得到

$$\Delta p_f = 4.56 \times 10^4 \times 1.3 \approx 6 \times 10^4 \text{ Pa.}$$

本计算中没有考虑流道内由定位格架(通常大约6个)引起的压力损失，这些格架相隔一定距离布置，用以固定燃料棒并加强流体混合 (§6.148)。

速度头损失

6.145 由于流动断面积的逐渐变化或者骤然变化造成速度改变,这将使流动着的流体中压力改变。压力的这种改变通常以速度头作单位来加以考虑,后者定义为 $u^2/2$;与压头 H 对应的压力就等于 $H\rho$ 。由于湍流中的 u^2 通常很大,所以流道横断面面积变化引起的压力损失可能十分显著。一般来说,对于骤然扩大(图6.18A)或骤然收缩(图6.18B),由于压头损失 ΔH 而引起的压力变化 Δp 为

$$\Delta p = \rho \Delta H (\text{扩大}) = K_e \frac{\rho u_1^2}{2},$$

$$\Delta p = \rho \Delta H (\text{收缩}) = K_e \frac{\rho u_2^2}{2},$$

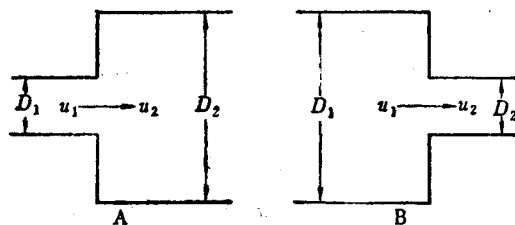


图6.18 A. 流体流骤然扩大

B. 流体流骤然收缩

其中 u_1 和 u_2 分别为上游和下游的流速;损失系数 K 的值取决于各种条件。

6.146 对于骤然扩大,

$$K_e = \left(1 - \frac{D_1^2}{D_2^2}\right)^2,$$

其中 D_1 和 D_2 分别为上游和下游的管径。如果向一个大容器扩大, D_2 很大,这时 K_e 实际上等于1。因而压头损失差不多等于 $u_1^2/2$ 。

6.147 对于骤然收缩, K_e 的值按下列方式随比值 D_2/D_1 变化:

D_2/D_1	0.8	0.6	0.4	0.2	0
K_e	0.13	0.28	0.38	0.45	0.50

对于从很大的容器流入的情形, D_2/D_1 接近于零,这时 K_e 近似为0.5;相应的压头损失为 $u_2^2/4$ 。应记住这些结果仅适用于骤然扩大或收缩的情况。如果流体的出口磨圆,使横断面变化不太剧烈,则压头损失就减少。若出口做成锥形并且夹角小于 7° ,则其压头损失通常可以略而不计。

例题6.11 对于例题6.10中所讨论的燃料棒之间的通道,试估算冷却剂在进入和离开时由于骤然收缩和扩大所引起的压力损失。

解: 当冷却剂从截面很大的联箱或总管流入通道时,或者从通道中流向这些大截面的容积中时,它分别经受骤然的收缩和扩大。因此在进入通道(收缩)时,压头损失可取为0.5

• 由于速度头等于单位质量流动流体的动能,因此这一名称来自与具有某一高度的单位流体质量的势能的类比。

$u_1^2/2$ ，此处 u_1 为冷却剂在通道内的速度。与此类似，当离开通道时损失为 $u_2^2/2$ ，此处 u_2 为通道内冷却剂的速度。因此，进入和流出所构成的总压头损失为 $1.5u^2/2$ ，其中 u 为通道内冷却剂的速度，后者在例题6.10中即为5.40m/s。压力损失等于压头损失乘以冷却剂的密度；因此，

$$\text{压力损失} = \frac{(1.5)(5.40)^2(691)}{2} = 1.5 \times 10^4 \text{ Pa.}$$

6.148 在长燃料棒之间的流道中，用于支撑这些燃料棒而沿其长度分段设置的定位格架会引入附加的收缩与扩大损失。这种特殊结构的损失系数最好通过实验确定。然而，作为此类效应的数量级估计，可以假定流过每一定位格架的收缩加扩大的损失为1个速度头。所以每一格架的压力损失大体为 $\rho u^2/2$ 。在例题6.10和6.11中，六个格架的损失大约有 $6 \times 10^4 \text{ Pa}$ 。

6.149 管线接头中的损失，例如由于弯头、弯管等部件中方向的变化或者由于阀门中的收缩所引起的损失，也可以用速度头表出，例如表为 $K_1 u^2/2$ 。系数 K_1 的范围可以从0.25或更低（对于90°慢弯管或全开的闸阀）到1.0（对于90°标准螺旋弯头），甚至高达10（对于全开的球阀）。

两 相 流

6.150 当反应堆的液体冷却剂在通道内汽化时形成液体和蒸汽的混合流，后者具有一系列对于稳态和瞬态水力学分析都十分重要的特殊性质。在讨论假想的事工况下燃料棒的冷却时，此时正常流量下降，或者正在注入应急堆芯冷却剂（§11.81），这一两相流动的阻力有着特殊的意义。由于热量的传入导致不断汽化，通道内的流动情况变得复杂起来，这是因为蒸汽的份额沿着流程逐点增加，使流体动力学状况发生变化，后者转而又影响汽化速率。这里仅讨论两相流的某些一般特性，以了解其基本特征。

6.151 两相流的一个重要特点是各相按不同方式分布在若干种特征流型中，后者取决于每相的质量流速、流动取向（是水平的还是垂直的）以及流体的性质。这些不同的流型可以归结为三种基本类型：

泡状流：在低的蒸汽份额下，蒸汽泡分布在连续的液相中。

团状流：对较低的流速和中等的空泡份额，蒸汽泡聚集在一起并在通道内形成液体和汽泡的大团块，这可能导致不稳定性。

环状流：这时，在通道内沿着壁面形成一圈液相环体，在其中心存在着一个蒸汽芯区。液环内有一些蒸汽泡，同时蒸汽芯区内也悬浮着许多液体小滴。在高的蒸汽份额和高的流速之下预计会出现这种环状流动。在欠热稳定膜态沸腾区中，出现一种相反的环状流，这时蒸汽膜处于沿壁面的区域，而连续液体位于中央芯区。

两 相 压 降

6.152 在工程设计中采用两种基本方法进行压降计算。在均匀流模型中，把两相流看作具有平均流动参数的单相流，同时，引出一个适当的单相摩擦系数来表示两相流。在分离流模型中，将两相看成可以分离为两种独立的流动，每一种以各自的速度运动。然后用经

• 更进一步的资料可查阅标准参考书和产品目录。损失系数 K_1 常按直管的“等效”长度给出。

验关系式来确定所谓摩擦乘子（下节中将加以描述），后者是流动参数的函数。各种模型具有不同的复杂程度，并且可能各对某些特定的流动工况有效。此外，对于采用何种具体模型必需小心谨慎，因为所研究的对象总是极为复杂的〔23〕，在实际描述中需作大量的简化。

沸水反应堆

6.153 在沸水反应堆的设计中，垂直通道内的两相压降问题特别重要。有一种处理方法是采用摩擦系数乘子 R ，它定义为两相摩擦压力梯度 $(dp/dL)_2$ 与单纯液相的单相值 $(dp/dL)_1$ 之比，即

$$R \equiv \frac{(dp/dL)_2}{(dp/dL)_1} \approx \frac{(\Delta p)_2}{(\Delta p)_1}$$

其中 $(\Delta p)_2$ 是给定通道内的两相压降；如果仅有液相的话，通道内的压降为 $(\Delta p)_1$ 。图6.19中给出 R 值随系统压力的变化，两相流的出口含汽量在1—100%范围内， R 的值是利用半经验相关法和局部值关于长度作图解积分而得到的〔24〕。这张图适用于轴向热流密度均匀分布的情况；对于轴向热流密度为正弦分布的情况，已经得到了其他一些曲线。

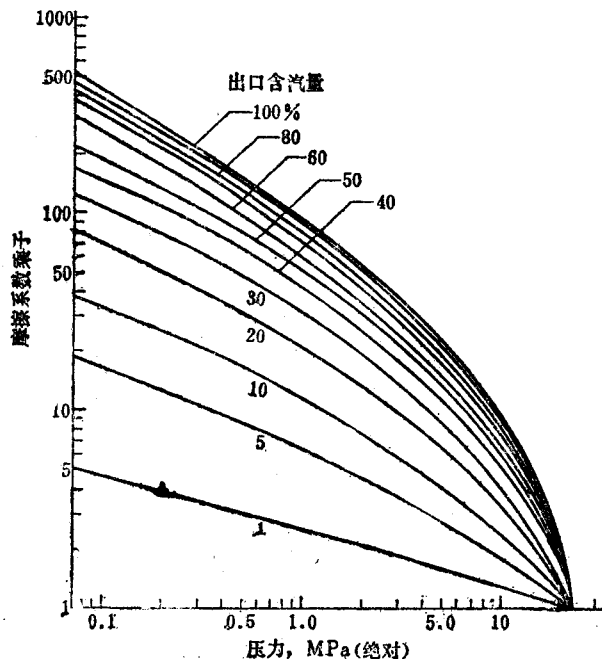


图6.19两相流动的摩擦系数乘子〔24〕

压水反应堆

6.154 在第一代压水反应堆的设计中，曾认为最好不产生局部（泡核）沸腾，因此在设计条件方面作了规定以防止它的出现。然而在后来的设计中，稳态运行过程中的局部沸腾已经成了一种设计要求。局部沸腾将会影响压降，对于开式栅格将导致流量的再分配，从而可能引起烧毁。因此了解影响压降的各种因素是十分重要的。

6.155 当诸平行流道具有共同的输入和输出联箱时，所有通道内的压降必须相等。如

果由于局部沸腾或其他因素使某一流道内每单位流率的阻力变得大一些,那么该通道内的流率将自动下降,直到其压降变得和其他流道内相同为止。这种流量的分配可能产生不稳定性,因为流量下降意味着热量传输能力下降,结果使表面温度增高。如果较高的温度又使沸腾加剧,随之又使流动阻力进一步提高,如此循环下去,最后可能导致发生事故(见§6,129)。

6.156 已经发现^[25],无沸腾开式平行管系统的压降可借助于标准的范宁摩擦系数关系式根据等效直径进行计算。在不沸腾工况下,只存在由于各通道总体水温的不同而引起的微小差别。然而,当局部沸腾发生时,由于蒸汽泡的不断生成和消失,使流体动力学湍动增加,这就导致动量交换和传热均增加。从广义上说,也可将汽泡视为表面粗糙度的增大。不论其机理如何,它总是使压降增加,这种情况可采用一个适用于局部沸腾工况的摩擦系数来描述。

6.157 在13.8MPa(2000psi)压力下,可以借助于等温(不沸腾)系数 $f_{i,s}$ 将局部沸腾的摩擦系数 f 表示为一个只出现总体温度 t_m 的经验关系式:即

$$f = f_{i,s} \left(1 + \frac{t_m - 293}{70} \right),$$

此处总体温度在293至335°C(水的饱和温度)之间并且超过局部沸腾温度。只要总体水温低于335°C,压降就应取不沸腾工况的值。计算局部沸腾压降的另一些方法基于两相流计算。

可压缩流体的极限流动

6.158 气体冷却剂的一个重要特点(尤其从安全角度考虑)是:它的最大流速受到该气体声速的限制。这一流动限制适用于所有的可压缩流体,例如,在水冷反应堆冷却剂喷射过程中(§11.82)已汽化的蒸汽。理想气体中的声速 c 等于极限流速,它可以表示为:

$$c = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}}$$

其中 $\gamma = c_p/c_v$ 为两种比热之比, R 为理想的克分子气体常数, T 为绝对温度, M 则为分子量。

6.159 当气体在通道内流动时,由于通常可假定为绝热工况,所以随着压力的下降温度就会变化。因此,当需要根据上游工况考虑极限流动或者当必须考虑摩擦效应时,就要采用其他更为复杂的关系式。然而,作为一种粗略估计,一般可根据压力来表示临界流(或极限流)工况;这时,

• 原文如此,文中“335°C”似应改为“局部沸腾温度”。——译者

• • 在国际单位制中, $R=8.314\text{J}/\text{K}\cdot\text{mol}$,分子量(1摩尔的质量)以kg为单位(§1.19)。因此对于1000K的氮气,其中的声速为

$$c = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}} = \sqrt{\frac{(1.66)(8.314)(1000)}{4.0 \times 10^{-3}}} = 1.86 \times 10^3 \text{ m/s},$$

此处单原子气体氮的 γ 值为1.66(§6.159),分子量为 $4.0 \times 10^{-3}\text{kg}$ 。

$$\frac{P_t}{P_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)}$$

其中 P_t 为临界流工况下的压力,而 P_0 为上游的压力。对于任意温度的单原子气体($\gamma=1.66$)以及 500°C 以下的双原子气体($\gamma=1.40$), P_t/P_0 大约为0.5。这意味着当气体下游压力大约为上游压力的一半或更低时,可能出现极限流动工况。

自由对流冷却

6.160 关于池式反应堆内自由对流冷却的情况可以从压降出发来进行讨论。这些反应堆中平行板状元件之间的水流基本上是层流,因为平板的间隔很近,热流密度又低,致使对流驱动力较小。仅有自由对流时,其流率以及从堆芯载出热量的能力可以用下述方法估计。

6.161 对于平行板之间的等温层流,泊肃叶方程(§6.141)的相应形式可表示为

$$\Delta p_t = \frac{48\mu u L}{D_e^3} \quad (6.51)$$

这就是通过燃料板全长 L 的压降;和前面一样, D_e 是等效直径。于是对于垂直平板的对流冷却,当 Δp_t 取顶、底两端密度差引起的平均压降值时,方程(6.51)中的 u 就是冷却剂的平均向上流速。如果以 ρ_1 和 ρ_2 分别表示通道入口和出口处冷却剂的密度,则平均压差近似为 $\frac{1}{2}$

$(\rho_1 - \rho_2)gL$,这里 g 是重力加速度。若令它等于方程(6.51)的右端,就得到流体的平均速度:

$$u_{av} = \frac{(\rho_1 - \rho_2)gD_e^2}{96\mu_{av}} \quad (6.52)$$

这里 μ_{av} 是平均粘度。

6.162 反应堆的总释热率 $q_{t,0}$ 等于冷却剂的总质量流率 w (见例题6.5),其比热 c_p 以及冷却剂的混合-平均(或整体)温度的平均温升 Δt_c 三项之乘积,即

$$q_{t,0} = w c_p \Delta t_c$$

此即等于冷却剂的总焓升。因为 w 可用 $\rho u A_t$ 代替,其中 A_t 为流通总面积,于是得到

$$q_{t,0} = (\rho c_p) u A_t \Delta t_c \quad (6.53)$$

在目前情况下, u 由方程(6.52)给出, ρ 为平均密度,即 $\frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2)$,而 Δt_c 为垂直燃料板顶部和底部之间的温差 $t_2 - t_1$ 。因此

$$q_{t,0} = (\rho_1 + \rho_2) (\rho_1 - \rho_2) \frac{A_t D_e^2 c_p (t_2 - t_1)}{192\mu_{av}} \quad (6.54)$$

该式可用于上、下端温度给定的情况下估算功率输出值。

6.163 在自由对流冷却的平行板型反应堆中,若在较高的出口水温下运行,可达较高的功率水平。然而,当功率水平大约超过 200kW 时,必须考虑其他因素,如池水的放射性和燃料元件的表面温度等。它们可能限制这种类型反应堆的总功率。

6.164 在前面的分析中,没有考虑在反应堆堆芯的上方水柱中存在着受热液体的上升

• 本版原文中删去了旧版中原有的一道例题,但文字呼应漏改,此处已作适当修正。——译者

流动效应。通过实验业已证明确实存在由此液柱引起的附加驱动力；它在迫使冷却剂流过反应堆方面所起的作用甚至比燃料平板整个长度上产生的垂直驱动力还重要得多。同时，前面还忽略了其他可能相当重要的效应，其中包括通道入口和出口处的压力损失，偏离于层流的流动工况，以及表面温度分布的非均匀性。

冷却剂系统内的唧送功率

6.165 确定反应堆冷却剂系统所需的唧送功率，可以象处理任何流动系统一样，利用经典力学的能量平衡方程（伯努利方程）这类普遍方法进行。例如，对于在两点之间流动的单位质量不可压缩流体，这一方程可写为：

$$\Delta \text{动能} + \Delta \text{势能} + \frac{\Delta \text{外压}}{\rho} + \text{摩擦损失} + \text{轴做功} = 0,$$

其中 Δ 表示流动系统内流体进入点和离开点之间的差。求出轴做功项便可确定唧送功率。对于一个闭合的循环回路，如反应堆一次冷却剂系统，只需考虑摩擦和轴做功两项。因为摩擦项常表成不可逆的压力损失，所以能量平衡方程化为：

$$\text{对单位质量所做的功} = - \frac{\Delta p}{\rho},$$

或者

$$\text{唧送功率} = - \frac{\Delta p}{\rho} w,$$

其中 w 是质量流率。

6.166 在反应堆的冷却剂环路内，沿管路的每一部分都由于摩擦而产生压降，例如对湍流该压降可由方程（6.49）给出；还有进口和出口损失以及流动方向效应。此外，流动系统内阀门和其他的局部阻力件（如燃料棒定位格架）也有各种贡献。在压水反应堆内，必须考虑热交换器即蒸汽发生器内的流动阻力，因为它们是冷却剂环路的一部分。

例题 6.12 对例题6.5中的反应堆，试估算当它运行在3800MW（热）功率下时使冷却水通过堆芯所需的唧送功率。

解：沿着燃料棒的摩擦、入口和出口效应以及定位格架效应这三者引起的压降已在例题6.10和6.11以及在§6.148中分别求得为6.0，1.5和 6×10^4 Pa，其总和为 13.5×10^4 Pa。在实际反应堆的设计中，由于堆芯支承板和其他堆内结构部件还产生附加损失，所以穿过堆芯的总压降大约可达 25×10^4 Pa。冷却剂的质量流率 w 为 1.83×10^4 kg/s；因此

$$\begin{aligned} \text{唧送功率} &= \frac{\Delta p}{\rho} w = \frac{(25 \times 10^4)(1.83 \times 10^4)}{691} \\ &= 6.62 \times 10^6 \text{ W 或 } 6620 \text{ kW}. \end{aligned}$$

不考虑水泵效率，这就是冷却剂流经堆芯所需的唧送功率。然而，还有水流进入压力容器、流向堆芯以及从堆芯流出压力容器产生附加的压力损失。对于大型压水反应堆，压力容器内的总损失大约为 35×10^4 Pa (50 psi)，相应的唧送功率超出9000kW。然而，由于冷却剂环路还包括管路和蒸汽发生器管系，总的唧送功率比该值还要大得多。事实上，一座具有本

例题中规定热功率的压水反应堆通常装有四台循环泵，每台泵配合一台蒸汽发生器，总的额定功率高达32000hp（马力）（24000kW），即每台泵大约8000hp（6000kW）。

6.167 有人曾试图将各种冷却剂克服摩擦压降所需要的唧送功率占反应堆总功率的份额加以比较。这可以通过将方程（6.9）、（6.35）和（6.49）以及关系式（6.53）的综合而得出。然而，在进行这种比较时，必须假设反应堆内的各种条件不因冷却剂的性质而变。因此，对给定的反应堆功率，这就要假定各种冷却剂的温升 Δt 都相同。但这与实际的最佳运行条件未必相符。例如，应用气体冷却剂时就希望 Δt 比用液态金属时高得多。此外，唧送功率的这种比较仅仅根据克服反应堆内的流阻摩擦，而没有考虑到热交换器以及可能十分显著的入口和出口效应。

6.168 然而，若不求定量关系，仍然有可能得出有关唧送功率的某些普遍结论。可以看到，由流体摩擦以及流动面积骤然变化所引起的压力损失都随 u^2 而增大。此外，由于气体冷却剂的体热容 ρc_p 通常比液体的小，假定 $A_t \Delta t$ 对于两者差别不大，那么从方程（6.53）可以看出，为要排出同样的热量，气体冷却剂需达到的流速通常比液体的要大得多。因此，气体冷却剂所需的唧送功率将比液体冷却剂的大得多。通过增大气体的密度（即运行于高压）可以部分地克服这种差异。

热工-水力分析

引 言

6.169 反应堆堆芯的热工-水力设计是指由导出能量的角度确定各种技术要求，例如冷却剂的流率，温度条件，燃料棒的热流密度等。当然，确定这些设计技术要求时必须考虑到中子特性、安全、材料以及其他各种因素。因此所采用的设计方法是综合性的，但本章前面已讨论过的许多课题都与之有关。现在探讨同确定热工-水力技术要求有关的另外一些课题。这样，热工-水力设计过程一般就是指组合或综合各种数据以确定所需的技术要求。

6.170 在水冷反应堆内，传热设计的一条基本准则是在所谓设计超功率工况下*，或在预期的瞬变功率变化过程中，燃料元件均能安全地处于可能导致沸腾危机（§6.129等）或导致材料损坏（如包壳破坏）的工况以下。设计超功率是名义额定功率（或设计功率）的一个规定百分数，其典型数值为112%（对压水反应堆）和120%（对沸水反应堆）。这些就是任何运行工况下的最大容许值。

6.171 为了确定距离极限（安全）工况的裕度，需要掌握各种信息。例如，最重要的是整个堆芯内的温度分布。它取决于释热率和载热率之间的平衡，后两者又取决于一系列次级因素。下一节内将讨论其中的几个问题。

反应堆冷却剂沿程的温度分布

普遍化的冷却剂通道

6.172 作为确定运行反应堆堆芯内燃料和包壳温度分布的第一步，先讨论由于冷却剂

* 例如，仪表误差可能产生一定的超功率。

流动而形成的沿燃料棒轴向的稳态温度分布。通常，冷却燃料棒的冷却剂通过一系列平行的通道流动，这些通道贯穿整个反应堆堆芯。每一通道都有一个有效传热面积，它贯穿整个通道长度，将燃料内产生的热量传入通道内的冷却剂中。

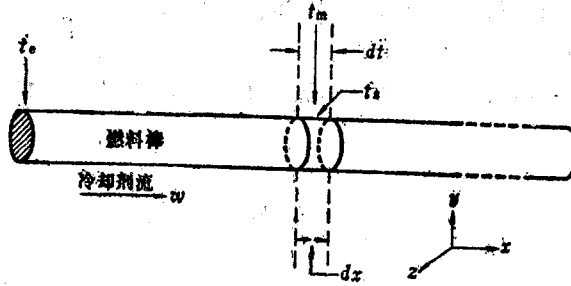


图 6.20 燃料棒和冷却剂流动通道的普遍化示意图

(注意，实际上棒和通道是竖直的。)

6.173 图6.20给出了一个冷却剂通道连同其有效载热面积的普遍化图形，其中还标明了各个变量。坐标 x 表示垂直通道内冷却剂的流动方向，因此向冷却剂流道上任一微分长度 dx 内的流体中传入热量的速率 $dq(x)$ 可以给出为：

$$dq(x) = wc_p dt, \quad (6.55)$$

其中 w 为与每根燃料棒对应的通道内冷却剂的质量流率， c_p 为比热，而 dt 为冷却剂流过长度 dx 后的微分温度增量。为简单起见，假定固体燃料棒内全部热流均垂直于冷却剂的流动方向，即燃料棒内沿着与冷却剂通道平行的方向不发生热传导*。于是 $dq(x)$ 就是体积 $A_c dx$ 内的释热率，此处 A_c 为燃料棒在 $y-z$ 平面上的断面积。因为一般来说体热源是一个逐点变化的函数 $Q(x, y, z)$ ，所以可写出如下关系式：

$$dq(x) = \left[\int Q(x, y, z) dy dz \right] dx,$$

积分在燃料棒横断面上进行。

6.174 如果单位体积的局部平均热源 $Q(x)$ 定义为

$$Q(x) = \frac{1}{A_c} \int Q(x, y, z) dy dz,$$

那么可以得到

$$dq(x) = A_c Q(x) dx. \quad (6.56)$$

因此，由方程(6.55)和(6.56)可以看出，沿冷却剂流动方向的温度分布必须满足关系式

$$\frac{dt}{dx} = \frac{A_c Q}{wc_p},$$

记住此处 Q 实际上是 $Q(x)$ 。如果量 A_c/wc_p 和 x 无关，则冷却剂的混合-平均温度(或整体温度) t_m 沿通道的分布可由下式给出：

* “通道”在本处的含义是指冷却剂的流通区域，如圆柱形燃料棒之间的流通区域。

** 这一假定意味着：只要 $dt/dx \ll dt/dn$ ，那么下面的分析就给出良好的近似，其中 n 是垂直于 x 的坐标。

$$t_m - t_c = \frac{A_c}{wc_p} \int_0^x Q dx, \quad (6.57)$$

这里，将 $x=0$ 处的流体入口温度 t_c 取作基点温度。这一表达式给出了当冷却剂流经通道时由于热量传入而形成的温升。

6.175 按照方程 (6.9)，固体的局部表面温度 t_s 和冷却剂整体温度 t_m 通过下式联系：

$$\frac{dq}{dA_h} = h(t_s - t_m), \quad (6.58)$$

其中 h 为给定工况下的传热系数， dA_h 为传热表面积元，即燃料棒的表面积元（不是横断面积）。虽然 h 沿着通道长度会有一些的变化，但为了简化处理而又不影响普遍结论，可假定它是与 x 无关的常数。设 p 为棒（可以有或无包壳）的周长，则 $dA_h = p dx$ ，方程 (6.58) 可以写为

$$dq = hp(t_s - t_m) dx. \quad (6.59)$$

由方程 (6.56) 和 (6.59) 可以得出

$$t_s - t_m = \frac{QA_c}{hp}.$$

对半径为 b 的带包壳燃料棒， A_c 等于 πb^2 ， p 等于 $2\pi b$ ，所以

$$t_s - t_m = \frac{Q\pi b^2}{h(2\pi b)} = \frac{Qb}{2h}. \quad (6.60)$$

这一表达式给出了通过固体-冷却剂对流热阻时的局部温差值。在另一种表示形式中，将分子和分母都乘以通道的总长度 L ；这时就有

$$t_s - t_m = \frac{QV}{hA_h}, \quad (6.61)$$

其中 A_h 和 V 分别为该冷却剂通道所对应的传热面积和释热体积。

轴向正弦分布的热源

6.176 对于裸的圆柱形或长方体反应堆堆芯，其中的中子通量沿轴向作余弦分布（表 3.2）。因此，只要燃料浓集度沿每根棒的长度是均匀的，则在该 (x) 方向上体热源的分率就可用余弦函数表示。前文中坐标原点选在堆芯的中央，现在将原点取在冷却剂进入通道的入口点上比较方便（图 6.21）。因此热源沿给定通道的轴向（或流动方向）分布可表为正弦形式；即

$$Q = Q_0 \sin \frac{\pi x}{L}, \quad (6.62)$$

其中 Q 为 x 点处的体积释热率，而 Q_0 为通道中心处的最大值；假设无反射层， L 为通道总长度。将 Q 的该表达式代入方程(6.57)中并完成积分，结果为

$$\begin{aligned} t_m - t_c &= \frac{Q_0 A_c L}{\pi w c_p} \left(1 - \cos \frac{\pi x}{L}\right) \\ &= \frac{Q_0 V}{\pi w c_p} \left(1 - \cos \frac{\pi x}{L}\right), \end{aligned} \quad (6.63)$$

此式给出冷却剂流经通道时的温升。

6.177 正如图6.22下方那条曲线所示，冷却剂的温度沿着通道连续增长；因此，可以得到冷却剂的整体温升 Δt_c 为

$$\Delta t_c = (t_m - t_c)_{x=L} = \frac{2Q_0 V}{\pi w c_p}. \quad (6.64)$$

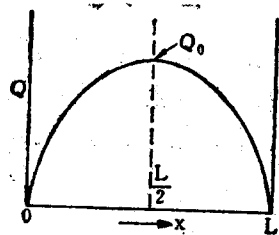


图6.21 轴向正弦分布热源

颇有意思的是，这一结果也能由另一方法推出。因为 Q_0 是每单位体积释热率的最大值，所以其平均值为 $2Q_0/\pi$ （见§6.33），因此给定通道的总释热率为 $2Q_0 V/\pi$ 。在稳定状态下，该值当然必须等于冷却剂的载热率 $w c_p \Delta t_c$ ，结果立即得出方程(6.64)。

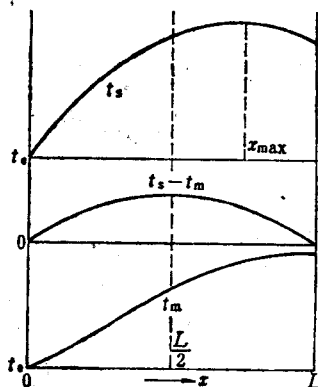


图6.22 冷却剂和燃料表面温度的轴向变化

6.178 任一点处固体和流体之间的温差可以由方程(6.61)和(6.62)求得：

$$t_s - t_m = \frac{Q_0 V}{h A_h} \sin \frac{\pi x}{L}, \quad (6.65)$$

可以看到，这一方程与表示热源分布的方程(6.62)相似。因此 $t_s - t_m$ 的值在通道中点 $x = \frac{1}{2}L$

处达到最大值，正如图6.22中第二条曲线所示。此结果是可以预料到的，因为任一点处流体-固体的温差都正比于该点的径向热流率，而后者在燃料通道的中心点处达到极大值。

6.179 燃料表面任一点处的温度与通道入口温度的差值 $t_s - t_c$ 可以由方程(6.63)与(6.65)之和得到，因此

$$t_s - t_c = \frac{Q_0 V}{hA_h} \sin \frac{\pi x}{L} + \frac{Q_0 V}{\pi w c_p} \left(1 - \cos \frac{\pi x}{L}\right). \quad (6.66)$$

显然, 如图6.22的最上方那条曲线所示, $t_s - t_c$ 必定在超过通道中点的某一位置处达到一个最大值。这一最大值代表燃料元件的最高表面温度。将方程(6.66)对 x 微分, 并令结果等于零, 可以求出达到最高温度点的位置; 于是得到

$$x_{\max} = \frac{L}{\pi} \tan^{-1} \left(-\frac{\pi w c_p}{hA_h} \right). \quad (6.67)$$

由该表达式可以看出, 当 w 和 c_p 下降或 h 和 A_h 增加时, t_s 最大值的位置趋近于通道的出口端, 即 $x_{\max} \rightarrow L$ 。

6.180 现在, 将 x_{\max} 代入方程(6.66)就可以得出给定通道内的最高表面温度。假定所有通道内的冷却剂流率都相同, 那么最高的燃料元件表面温度就发生在中子通量最大的那个通道内。在这种情况下, Q_0 是反应堆中心处的体积释热率, 与之相应的 t_s 的最大容许值将影响反应堆的最大功率。

6.181 应该注意到, 表面温度 t_s 低于燃料元件的中心温度。这一温差就是从燃料区到包壳的温降, 它可以用前面叙述过的方法计算 (§6.69及其后有关诸节)。因为 Q 沿着燃料元件的长度而变化, 所以一般说来, 表面温度最高的点并非燃料中心温度达到最高值的那一点。

6.182 为了计算方便, 用符号 α 代表 $\pi x/L$, 即

$$\alpha \equiv \frac{\pi x}{L}.$$

于是可由方程(6.67)得到:

$$\tan \alpha_{\max} = -\frac{\pi w c_p}{hA_h}, \quad (6.68)$$

其中 $\alpha_{\max} = \pi x_{\max}/L$ 。利用 $\tan \alpha_{\max}$ 的这一表达式, 方程(6.66)可以化为

$$(t_s)_{\max} - t_c = \frac{Q_0 V}{\pi w c_p} (1 - \sec \alpha_{\max}). \quad (6.69)$$

利用这两个方程, 可以很容易地算出最大表面温度的数值及其位置。

6.183 这种处理可严格地应用于裸的反应堆。对于有反射层的反应堆, 通量分布(或功率分布)比等效裸堆的要平坦一些, 最大与平均比功率(或体热源)之比要小一点, 这在§6.33内已作过说明。处理具有厚反射层的反应堆的方法之一, 是假定热源象图6.22中那样具有余弦分布, 但是 Q 的值要在堆芯边界以外的某一距离处(例如大约一至两个反射层扩散长度的距离处)才等于零。这时§6.176内提到的 $\sin \pi x/L$ 的积分不从零开始, 而是从 x 大约等于两倍反射层扩散长度的数值开始。

子通道分析

6.184 在前面章节内, 讨论了与单根燃料棒相联系的冷却剂通道的热工-水力特性。然而, 为进行反应堆堆芯分析, 需要作更细致的处理。为此目的, 一般采用子通道分析。一个子通道可以如例题6.5中所讨论那样, 是相应于一根棒的冷却剂流通“栅元”, 也可由一束这样的栅元所组成。在处理中可以包括一系列相互作用的平行子通道, 它们沿着燃料棒的长度延伸。此外, 每一子通道的长度可以划分为一系列的轴向间隔或“控制容积”, 这样就形成了热工-水力耦合的轴向和径向两维节点 (§6.81)网络。传热主要通过传导和对流发生在从燃料到冷却剂的横断方向上。分析中还考虑了冷却剂子通道之间的交叉流动和湍动混合。

6.185 已经编写了一系列子通道计算机程序^[26], 可以根据每一方块容积内的质量、能量和动量守恒求解热工-水力方程。在其中将微分方程表示成有限差分形式, 并解出如流体焓和质量流速这样的径向与轴向变量。然后借助于适当的临界热流密度关系式就能确定离烧毁条件的裕度。稳态和瞬态分析都可以采用子通道程序进行。

堆芯设计的约束条件

概 论

6.186 为了给反应堆设计提供依据, 必须首先逐一列出反应堆在所需功率水平下运行应满足的某些运行工况, 它们应对堆芯的体积和寿期加以平均。然后, 原则上就可以确定能满足这些条件的堆芯相应技术规范。后者包括某种类型燃料棒的数量、尺寸和排列方式, 冷却剂的流率, 温度分布等内容。然而, 由于理想的技术规范不可能被严格满足, 实际情况变得复杂化了。例如, 二氧化铀燃料芯块的尺寸、密度和浓集度可能会有微小的偏差, 棒的尺寸和间距以及包壳的厚度也会发生这种情况。结果, 堆芯内各处的实际热流密度、温度和其他参数可能显著地偏离于规定值(或名义值)*。

6.187 反应堆设计中的基本要求之一是, 尽管在设计中必然出现偏离于各平均值的情况, 例如中子通量分布的非均匀性等, 仍然必须保证在正常运行工况下堆芯内任一点的参数均不超出规定的极限值。其中两个重要的极限运行参数(或约束条件)为临界热流密度 (§6.129) 和燃料温度**。达到临界热流密度(那怕只是局部出现)将导致沸腾危机, 伴随着表面温度升高。另外, 燃料温度过高会引起二氧化铀芯块的中心局部熔化。一定量的初熔是容许的, 但是不希望发生持续熔化, 因为后一情况下除了其他效应以外还会导致燃料密度变化并释放气体裂变产物。

6.188 在反应堆设计中一条有用的原则是找出名义(或平均)值和预计在堆内某处会出现的最大值的关系。为此目的, 在几个有关的设计技术规范中的每一项之前都乘上一个调整因子或修正因子, 它表示在给定技术规范中这些参数(如热流密度、冷却剂流率和焓升)的最可几变化造成的最大值与平均值之比。然后, 以适当方式将各种因子综合在一起, 求出

* 对于给定尺寸和燃料成分的燃料棒, 热流密度(即每单位面积的热流 q/A)正比于每单位体积的局部释热率(或热源) Q ; 后者等价于由 $\Sigma_f \phi$ 所确定的局部功率密度[参见方程(2.54)]。

** 其他一些参数, 如燃料包壳的温度, 在事故工况下也会成为限制因素(第十一章)。

某个特定运行参数总的最大与平均值之比。最后，令这些最大值满足上述约束条件。

热通道因子

6.189 在反应堆设计中并没有一套考虑各种调整因子的系统化标准设计程序；因此，以下的讨论只能用于说明所用分析过程的一般特点。通常使用的“热通道”概念基于如下的假定：在采用固体燃料元件并在其间具有冷却剂流道（或通道）的反应堆堆芯内存在着这样一个通道，其中由每单位体积释热率（或功率密度）以及尺寸的偏差两者综合的结果产生的热流密度高于堆芯内任何其他通道的值。这一个假想通道称为热通道，从而设计要求就是：热通道内的运行工况应很好地满足假定的极限运行工况。

6.190 在将热通道内某些运行参数（特别是热流密度和焓升）的预期最大值和整个堆芯平均值作比较时，需要用到各种热通道因子。由于热流密度取决于中子通量，后者在堆芯内又随位置而变化，因此热流密度的热通道因子原则上是与热通道内某一特定位置相关的。于是，这种热通道因子就指通道内“最热”点处的值；有时也称它为**峰值因子**，因为该点的热流密度比堆芯内任何其他位置的值都高。另一方面，焓升取决于冷却剂的温升，而后者当冷却剂流经通道时不断增大；所以焓升热通道因子是整条通道的而不是其内某一特定位置的特性。

6.191 热通道因子（和子因子）通常分为两大类，即核因子和工程因子。核因子基本上是与堆芯设计的中子学有关的诸因子，而工程因子则主要来自制造偏差和冷却剂流动的某些复杂因素。下面几节内将分别讨论这两大类因子。

核热通道因子

6.192 核因子与影响每单位体积局部释热率的设计规范有关。此量由局部裂变率所决定，而后者则取决于中子通量及其能谱，各种中子能量下易裂变物质的微观裂变截面，以及燃料的同位素成分。除其他量的偏差之外，中子通量本身在堆芯内沿轴向和径向都有变化。对一个均匀装料的裸堆芯，可以预计中子通量呈正弦分布（§6.176），但这种分布受到反射层、控制元件产生的局部扰动以及非均匀装料的影响。然而，裂变率和热流密度通常总是在堆芯中心附近的某一位置上达到最大。一般而言，可以通过中子计算确定裂变率的空间分布，从而求得功率峰值因子，后者主要与堆芯核设计规范有关。然后假定这一峰值因子可以应用到热通道中。

工程热通道因子

6.193 工程因子主要与堆芯部件尺寸和结构特征中会影响热流密度和冷却剂流动的那些可能偏差与不确定性有关。热通道的工程因子可通过将许多子因子按适当方式组合得出。其中某些子因子可根据加工时的质量控制数据算出，但另一些子因子则必须用其他方法估计。

6.194 工程子因子的一个简单例子是与燃料棒的间隔（或节距）偏差有关的因子。对这种情况，可以由燃料棒组件的制造公差来确定相应的冷却剂流的偏差。对各冷却剂通道均为平行通道的情况，某一特定通道内的间隙若小于平均值就会导致该通道内的流率降低。这一较低的流率同时影响冷却剂的温升（和焓升）以及冷却剂与燃料棒表面之间的温差。

6.195 对于湍流流动, 压降 Δp_f 主要是由摩擦阻力引起的, 后者由方程(6.49)给出为

$$\Delta p_f = 4f \frac{L}{D_c} \cdot \frac{\rho u^2}{2}, \quad (6.70)$$

其中的各量前已定义。如果各通道是平行的, 则通过热通道的压降将与平均通道的压降相同; 结果从方程(6.70)得到

$$\frac{u_{\text{热}}}{u_{\text{平均}}} = \left(\frac{f}{D_c} \right)_{\text{平均}}^{0.5} \left(\frac{D_c}{f} \right)_{\text{热}}^{0.5}, \quad (6.71)$$

其中假定两个通道内冷却剂密度相同。在此情况下, 热通道指在制造公差容许的范围内其中棒间距使等效直径为最小的通道。

6.196 按照方程(6.50), 湍流流动的摩擦系数近似正比于 $Re^{-0.25}$, 其中 Re 为雷诺数, 因此根据定义 Re 的方程(6.33), 摩擦系数正比于 $(D_c u)^{-0.25}$ 。于是方程(6.71)变为

$$\frac{u_{\text{热}}}{u_{\text{平均}}} = \left[\frac{D_{\text{e}}(\text{热})}{D_{\text{e}}(\text{平均})} \right]^{0.125}.$$

这样, 冷却剂的流速直接与通道的等效直径相联系。因此, 存在一个冷却剂流率的工程热通道子因子, 后者取决于燃料棒间距的偏差。

子因子的组合

6.197 反应堆堆芯设计中用到的大部分子因子可分为两类。第一类是由于随机性不确定性引起的因子, 如由生产操作原因所引起的; 第二类是由于信息不足而引入的因子。随机不确定性因素可采用统计方法处理; 但信息不足的因素, 如冷却剂的流量分配和搅混情况不明, 一般可将它们连乘在一起处理。子因子相乘意味着相应的事件在堆芯内发生于同时同地; 这是一种非常保守的假设。另一方面, 只有在有大量实验或制造数据足以提供有意义的信息时, 才能采用统计组合方法求出子因子。然而, 下面将看到, 有时可能人为地为某一给定的不确定因素规定适当的置信限, 然后对所引起的子因子作统计处理。

6.198 统计理论提供了各种分析和预测数据的方法, 后者已广泛用于制造工艺的质量控制方面。对于本章目的而言, 仅作简单讨论就已足够了。在分析某个量的大批测量数据时, 常用标准偏差 σ 来表示各测量值在平均值周围的分散程度; σ 等于每一测量值 X_i 对算术平均值 \bar{X} 的偏差的均方根, 即

$$\sigma = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2 \right]^{0.5},$$

其中 n 为测量的次数。如果此偏差在性质上是随机的, 则这些测量值将呈现所谓正态(高斯)分布, 且对称于平均值。可以证明, 这种分布中有99.73%的点落在 $\pm 3\sigma$ 的范围内。换言之, 每1000个实际值中超出这一范围的机会只有2.7次。因为上述概率很大, 所以将离平均值的偏差 $\pm 3\sigma$ 取作计算工程热通道子因子的基础。

6.199 为了将各测量量的波动造成的标准偏差 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ 等组合求出总的标准偏差 σ , 可

采用下列关系式：

$$\sigma = [(\sigma_1)^2 + (\sigma_2)^2 + (\sigma_3)^2 + \dots]^{0.5}$$

当然，类似表达式也用来确定工程热通道因子所用的 3σ 之值。下节中将给出应用这种分析方法之一例。

压水反应堆中的热流密度峰值因子

6.200 在压水反应堆中，热流密度的热点因子（或峰值因子）可取为核因子与工程因子的乘积。在求核因子时，假设堆芯内沿径向和轴向的功率分布是可分离的。于是，堆芯内总的功率分布是径向部分和轴向部分的乘积，它们可以利用多群中子理论的某种方便的形式（第四章）由反应堆的设计参数算出。径向因子 $F_{\Delta H}^N$ 也叫做焓升热通道因子，它实际上等于堆芯各个（垂直）流动通道内产生的总功率（或冷却剂焓升）中的最大值与平均值之比。轴向因子 F_z^N 是轴向（垂直方向）的最大与平均功率密度之比；可利用§6.176及其后有关各节的原理进行计算而求出，但此时热源应取更符合实际的分布，而不采用正弦形式。径向和轴向因子的乘积给出了热流密度的核热点因子（或峰值因子） F_q^N ；因此，

$$F_q^N = F_{\Delta H}^N \times F_z^N$$

它是反应堆内最大热流密度（即堆内热点处的值）与基于理想设计参数的堆芯平均热流密度之比。为了得到热流密度的总的峰值因子，还必须将该值乘以工程热通道因子。

6.201 工程热通道因子由一系列子因子组合而成，它们起源于燃料棒内二氧化铀燃料芯块的密度、直径与浓集度的偏差以及燃料棒（连同其包壳）直径的偏差。工程子因子可以用统计学方法处理，因为它们以生产中的质量控制数据为依据。于是可以根据偏离于平均值 $\pm 3\sigma$ 的考虑，将这些子因子组合得出热流密度的工程热通道因子 F_q^E 。表6.2内给出了压水堆中一些工程子因子的数值以及它们的统计组合；每一项子因子均表示当指出的量产生 $\pm 3\sigma$ 偏差时所对应的最大-平均热流密度的比值。

6.202 对于表6.2内所考虑的燃料棒， $F_{\Delta H}^N$ 和 F_z^N 的合理计算值大约均为1.55；因此热流密度的热通道核因子为：

表 6.2 典型的热流密度工程热通道因子

子因子（基于 $\pm 3\sigma$ ）	
芯块密度	1.024
芯块直径	1.0027
芯块浓集度	1.020
带包壳的棒径	1.012
统计组合： $[(0.024)^2 + (0.0027)^2 + (0.020)^2 + (0.012)^2]^{0.5} = 0.034$	
组合后的热流密度工程因子 $F_q^E = 1.034$ （舍入到1.04）	

$$\begin{aligned} F_q^N &= F_{\Delta H}^N \times F_z^N \\ &= 1.55 \times 1.55 = 2.40. \end{aligned}$$

*容易证明，带包壳燃料棒外表面上的热流密度为 $Qa^2/2b$ ，其中 Q 是每单位燃料体积内由裂变产生的平均释热率， a 是燃料芯块半径， b 是带包壳棒的外半径。表6.2内的参数影响这三个量。

总的热流密度热通道因子 F_q 为核因子与工程因子之积, 所以

$$F_q = F_q^N \times F_q^E \\ = 2.40 \times 1.04 = 2.50.$$

在典型的压水反应堆内, 全堆芯的平均热流密度在 $6 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ 附近; 因此, 热通道内“最热”点的峰值热流密度为 $(2.5)(6 \times 10^5) = 1.5 \times 10^6 \text{ W/m}^2$.

焓升热通道因子

6.203 在拟定前面提到的设计约束条件时, 除了热流密度的热通道因子外, 还需要焓升的热通道因子。它等于(热通道内)最大焓增量与各通道平均的焓增量之比。通道内的焓升与输入通道的总热量(或功率)以及流过该通道的冷却剂质量流率有关。因而焓升热通道因子等于两个因子的乘积, 一个是热通道内热量输入的因子, 另一个是流率因子。输入热通道的热量与输入平均通道的热量之比等于 $F_{\Delta H}^N$ 与 F_q^E 的乘积。该值需乘以表征热通道与平均通道流率关系的工程热通道因子。

6.204 流率的工程因子由影响冷却剂流动的几种子因子构成; 表6.3中列出压水反应堆内这些子因子的某些典型数值。燃料棒节距和弯曲的偏差具有统计性, 带包壳燃料棒直径的偏差也如此; 因此这些因子可按统计组合。其他一些包含不确定性因而不能进行统计处理的因子包括来自进口联箱的冷却剂的可能不均匀分配, 由某些局部沸腾造成的水力学阻力的差异导致流量的重新分配, 以及通道之间的冷却剂交混等。冷却剂的交混效应使焓升下降, 因此相应的子因子小于1。为了得到总的流率热通道因子, 可将组合后的统计因子乘上各个非统计的子因子; 即

表6.3 典型的流率工程子因子

统计性子因子	基于 $\pm 3\sigma$
棒节距和弯曲	1.045
带包壳棒的直径	1.042
统计组合	1.062
非统计性子因子	
入口流量不均匀分配	1.03
内部混合和沸腾使流量重新分配	1.10
流量交混	0.90

$$\text{流率热通道因子} = 1.062 \times 1.03 \times 1.10 \times 0.90 = 1.08.$$

因此焓升热通道因子 $F_{\Delta H}$ 可以给出为

$$F_{\Delta H} = F_{\Delta H}^N \times F_q^E \times \text{流率因子} \\ = 1.55 \times 1.04 \times 1.08 = 1.74.$$

因此热通道的焓升等于根据反应堆技术规范算得的理论(或名义)焓升值乘以1.74。

压水反应堆内与热流密度有关的限制条件

6.205 首先要考虑的设计限制条件是可能发生沸腾危机的热流密度; 对于压水反应堆, 这就是DNB热流密度, 它可借助于适当的关系式算出(§6.134)。当冷却剂含汽量增加时,

DNB值预计会下降，因为流体内蒸汽含量愈高，它离发生DNB工况就愈近*。含汽量随流体的焓而增加；因此，焓升对DNB热流密度的值具有重要影响，所以，在设计中计算DNB热流密度时，必须采用最大焓值，即热通道内的焓值。

6.206 因为当冷却剂向上流经堆芯时，其焓不断增加。所以（算得的）DNB热流密度相应下降，这一情况画在图6.23中。象§6.176中那样假定体热源的轴向分布为正弦形，则在理论上热流密度沿着假想热通道也将具有同样的分布（如图所示）。该曲线的最大值表示在正常运行工况下堆芯内可能达到的最高热流密度，它等于堆芯平均热流密度乘以总的热流密度的热通道因子。实际上，轴向热流密度不会具有正弦分布，设计者必须对此加以考虑。然而，当前为了说明问题，可以假定这种理想的轴向分布。

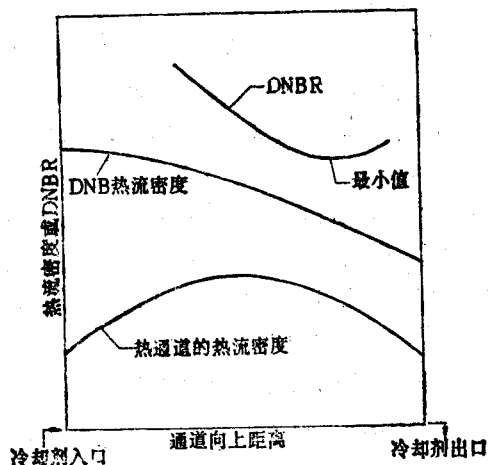


图6.23 压水反应堆内沿着热通道热流密度和有关参数的定性图示
(为简单起见，设热流密度的轴向分布为正弦形。)

6.207 对于流动通道内的任一点，将算得的DNB热流密度除以热通道的实际热流密度，就得到该点的偏离泡核沸腾比(DNBR)或临界热流密度比(CHFR)。图6.23内最上方曲线给出了整个通道的结果。可以看到，DNBR有一个极小值。为安全起见，目前压水反应堆设计的一项基本要求是在规定的112%超功率工况下(§6.170)，最热通道的最小DNBR应大于1.3。这就是反应堆堆芯设计中重要的约束条件之一。应该注意，最小的DNBR并不发生在最高热流密度的所在点，而是更接近于出口处，那里冷却剂的焓较高而DNB热流密度较低(§6.134)。使轴向中子通量(从而热流密度)分布发生变化的各种因素(例如插入控制棒)将会影响出现最小DNBR的位置。

6.208 刚才所考虑的设计约束条件为防止正常运行工况下出现DNB提供了安全保证，其中也考虑到由于仪表误差或反应性的微小瞬变可能引起一定程度的超功率。但是并未考虑到由于大幅度超功率或冷却剂流量意外下降而造成的异常情况。这些情况是第十一章内将讨论的反应堆安全问题。

6.209 许多压水反应堆设计者乐于采用CHF功率比这种较为复杂的方法，它是热通道内达到临界热流密度(CHF)工况所能容许的超功率程度的一种度量。在这一方法中，利用计算机逐点地算出所考虑通道功率水平变化时每一功率下的CHF关系曲线，因此后者能反映

* 因为压水反应堆内堆芯平均出口温度低于饱和温度，所以流出反应堆压力容器的蒸汽量很少甚至根本没有。然而，在靠近加热表面的水流中有显著的欠热(局部)沸腾，而在“热通道”内甚至可能发生整体沸腾。

质量流率和其他参数的变动情况。然后,在热流密度-冷却剂焓坐标系中画出通道内相应的热流密度和对应的临界热流密度(CHF)变化的一簇曲线,一个功率值对应两条曲线。CHF功率比定义为彼此相切的那一对曲线所对应的功率值除以设计功率或“额定”功率。由于其中考虑了这些曲线随功率水平变化的相对位移,所以此裕度比DNBR在物理上更有意义^[27]。

6.210 从§6.67等节和例题6.3中可见,圆柱形燃料棒的燃料中心温度取决于 Qa^2 ,其中 a 为燃料芯块的半径。方程(6.20)表出该温度和线释热率 q_L 的关系。对于给定的温度范围,这种关系是燃料物质的一种特征属性。对水冷(和慢化)反应堆中常用的二氧化铀燃料所作的试验表明,燃料线释热率在约超过70kW/m时才会发生熔化。因此取该值为反应堆堆芯各点的最大容许线释热率。

6.211 根据方程(6.20), q_L 等于 $Q(\pi a^2)$,而按照§6.201内的注,热流密度 q/A 等于 $Qa^2/2b$,其中 b 为带包壳棒的外半径。因而得到

$$q_L = 2\pi b \left(\frac{q}{A} \right).$$

如果压水反应堆中的最大热流密度如§6.202中所述约为 $1.5 \times 10^6 \text{ W/m}^2$,而带包壳燃料棒的外径为0.0095m,即 $b=0.00475\text{m}$,则相应的 q_L 值大约为45kW/m。该反应堆中的这一最大(热通道)热流密度显然不算大。平均线释热率等于最大值除以热流密度的热通道因子2.5,即大约为18kW/m。

6.212 燃料棒的锆合金(锆锡合金)包壳会由于各种原因而损坏,例如形成氢化物,应力腐蚀,脆化,以及与二氧化铀的相互作用等(§7.124)。包壳温度升高看来会使损坏率变大。在正常运行工况下,包壳由于过热而损坏的危险性很小,但是在事故工况下,如冷却剂流量下降或中断时,包壳的温度就将成为一个关键性的参数(第十一章)。

6.213 虽然燃料和包壳的温度并不见得构成设计的约束条件,但通常仍然算出正常运行下包壳和燃料中心的最高温度并将它们列入技术规范表中。计算这些温度所用的方法系根据§6.67等节和§6.172等节中叙述的原理,并考虑到燃料物质的热导率随温度而变化。计算中用到的冷却剂温度取流率最低的热通道内数值。由§6.179可见,包壳的最高表面温度发生在最大热流密度(或最大功率输入)点的上方,燃料中心最高温度亦如此,虽然未必与包壳最高温度所处的高度重合。压水反应堆内典型的最高值为:包壳350°C,燃料1700°C至1900°C。在初始时,燃料芯块内二氧化铀的熔点大约为2760°C,但在反应堆运行过程中由于裂变产物的积累而下降到约2650°C。

堆芯的统计设计方法

6.214 随着数字计算机在工程计算中的应用日益普遍,发展了处理压水反应堆堆芯设计限制的各种方法,它们比前几节内描述的基本热通道原理更符合实际情况。这些方法不是去确定单个热通道来代表“最坏情况”,而是逐个分析所有通道并确定相应的最小DNBR和其他限制参数。然后采用统计方法计算具有给定的微小失效概率的燃料棒数与设计 and 运行工况的函数关系。

6.215 作为堆芯统计设计方法的一例^[28],算出堆芯内每一根棒的径向功率因子

(实际值对平均值之比, 类似于 $F_{\Delta H}^N$), 以及和 F_{Δ}^N 相当的每一根棒的轴向因子。用各种工程因子来描述燃料材料的物理参数、燃料芯块与包壳的尺寸以及流通面积等量相对于名义(或设计)值的偏差, 这些因子虽然并不特指某一具体的热通道, 但有时也叫做“热通道因子”。这些因子可由若干子因子求出, 而各个子因子则根据正在建造的实际堆芯和已建成的类似堆芯上所获得的测量数据或者按规定的制造公差得到。然后用统计方法将各子因子组合, 得到热量输入因子 F_Q 、热通道局部热流密度因子 $F_{Q''}$, 以及流通面积缩减因子 F_A 。对于大型压水反应堆而言, 这些工程因子的典型数值如下:

热量输入(或功率峰值)因子 F_Q	1.011
局部热流密度因子 $F_{Q''}$	1.014
流通面积缩减因子 F_A	0.98(内部)
	0.97(边缘)

6.216 虽然上述计算需对若干不同的运行工况进行, 但其中两种工况最为重要, 即最大和平均(或最可几)设计工况。在最大设计工况下, 假定在计算中堆芯内每根燃料棒都采用径向和轴向功率因子的最大值; 然后对每根棒所算得的热量输入(或热流密度)都乘以大于1的因子 F_Q 和 $F_{Q''}$ 。冷却剂流率则用小于1的因子 F_A 来确定。在一个具体例子中, 最大径向因子为1.78, 最大轴向因子为1.70; 因此, 用上面给出的工程因子, 每一冷却剂通道热流密度的最大与平均值之比为:

$$\text{热流密度因子} = 1.78 \times 1.70 \times 1.011 \times 1.014 = 3.10.$$

在计算冷却剂焓升时, 因子中应包括一个所有通道通用的流通面积缩减; 因此

$$\text{焓因子} = 1.78 \times 1.011 \times 1.014 \times 0.98 = 1.79.$$

利用这些数据, 就可以计算沿每一燃料棒(或通道)的DNB热流密度与DNBR, 而不象前面的处理中只算单根热通道。

6.217 对于平均(或最可几)设计工况, 由中子计算的结果求出每一根燃料棒的热量输入(或功率)分布, 而冷却剂的流率则根据各通道在反应堆堆芯内所处位置而定。然后用通常的方法计算每根燃料棒(或冷却剂通道)的DNB数据。

6.218 对前面算得的结果作统计处理, 可以求得在给定置信度下各种运行工况的可能烧毁燃料棒数目。表6.4中给出了压水反应堆的最大和最可几设计工况在99%置信度下求得值。堆内有36816根棒, 在100%设计工率和112%超功率两种工况下运行。可以看到, 在正常运行中可能出现的最不利工况下, 即在最大设计工况并以112%超功率运行时, 几乎有99.9%的燃料棒将以99%的置信度免于烧毁。这些条件下的最小DNBR为1.39(置信度同上)。

表 6.4 压水反应堆内在99%置信度下发生烧毁的统计结果

满功率的百分数	出现DNB的可能数量		受保护棒的百分数	最小DNBR
	(总共36816根棒)			
	最大设计工况			
100	3		99.992	1.75
112	41		99.889	1.39
	最可几设计工况			
100	1		99.997	1.93
112	15		99.959	1.55

沸水反应堆

6.219 沸水反应堆所用的基于热通道和峰值因子的设计方法，与压水堆所用的前述方法虽在细节上有些差异，在原理上是类似的。一般说，工程因子包括在峰值因子中不另作处理。例如，热流密度的热通道因子取为三个因子之积：组件的相对功率因子、局部峰值因子以及轴向峰值因子。组件的相对功率因子等于某个燃料组件内产生的总功率除以对整个堆芯平均的组件功率。局部峰值因子等于堆芯同一高度上燃料组件内的最大热流密度与平均热流密度之比。这两个因子的乘积实际上就相当于§6.200内所定义的径向因子 $F_{\Delta H}^N$ 。最后，轴向因子定义为沿燃料棒长度上的最大热流密度（即热通道内的峰值热流密度）与该棒（或通道）的平均热流密度之比。

6.220 对于沸水反应堆，上述三个因子的典型数值如下：

组件相对功率因子 1.40

局部峰值因子 1.13

轴向峰值因子 1.40

因此，总的热流密度热通道（峰值）因子为

$$F_q = 1.40 \times 1.13 \times 1.40 = 2.21.$$

焓升热通道因子不包括轴向因子，因此它等于

$$F_{\Delta H} = 1.40 \times 1.13 = 1.58.$$

典型沸水反应堆的平均热流密度约为 $5 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ ；因此（热通道）最大热流密度为 $(2.2)(5 \times 10^5) = 1.1 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ 。带包壳燃料棒的外径为 0.0125 m ；因此线释热率分别为 20 kW/m （平均）和 44 kW/m （最大）。

6.221 沸水反应堆与压水反应堆相似，其设计中的一个重要极限条件与可能发生沸腾危机的临界热流密度（或CHF）有关。这一热流密度值可根据适当的程序算得（§6.135），它是局部含汽量（或者焓升）、冷却剂的质量流率、流通截面的几何形状以及压力的函数。象DNB热流密度一样，CHF随着冷却剂焓的增加而下降，流道内任一点的临界热流密度CHF与该点实际热流密度之比，即CHF比（或CHFR）在流道内有一个极小值。设计限制条件为：在120%超功率之下热通道内的CHFR最小值必须大于1.9。

6.222 在确定沸水反应堆堆芯内以最小CHFR表征的最危险位置时，必须考虑中子通量形状（或功率密度分布）的改变，这种改变可能由于从堆芯底部插入控制元件（§1.100）而产生，或由于冷却剂内出现蒸汽空泡而产生。此外，控制棒除了在堆芯寿期末期全部抽出以外，在平时要用于对中子通量进行整形。这时必须注意伴随发生的释热率空间变化不得超过线释热率的限制，以避免中心燃料熔化。

6.223 沸水反应堆设计和运行中用到的一个有用的指数是**临界功率比（CPR）**。从实验数据的相关分析得到发生脱离泡核沸腾时的蒸汽含量（“临界含汽量”）随着质量流率、功率以及其他参数的函数变化。“临界功率”可定义为该燃料棒束内某点产生了临界含汽量时的棒束功率。于是，“临界功率比”可定义为临界功率与反应堆有关工况下棒束的运行功率之比。这样，就可根据CPR规定设计与运行的限制条件^[29]。

快中子反应堆

6.224 对于液态金属冷却的快中子增殖反应堆,即LMFBR(\$1.110\$),所用的热通道设计方法本质上与水冷反应堆所用的方法类似,但某些方面也略有不同。在压水堆和沸水堆中,热通道因子主要用于决定与沸腾危机有关的设计裕度。然而,在LMFBR中,这些因子与子因子则进入计算机程序中,用于确定其他各种热工水力设计限制条件的运行裕度,包括影响包壳温度和堆内部件结构完整性的那些限制条件。燃料损坏的扩展也很重要。通常采用统计处理来分析整个堆芯而不是只研究单个热通道。分析的目标在于确定给定置信度范围内能满足设计限制条件的通道数目,所用方法与\$6.214\$等节内所述压水反应堆采用的统计方法类似^[30]。

一般参考文献

- J.G. Collier, "Convective Boiling and Condensation", McGraw-Hill Book Co., 1972.
- E.R.G. Eckert and R.M. Drake, Jr., "Analysis of Heat and Mass Transfer," McGraw-Hill Book Co., 1972.
- M.M. El-Wakil, "Nuclear Heat Transport", International Textbook Co., 1971.
- J.P. Holman, "Heat Transfer", McGraw-Hill Book Co., 4th Ed., 1976.
- F. Kreith, "Principles of Heat Transfer", International Textbook Co., 3rd Ed., 1973.
- R.T. Lahey, Jr. and F.J. Moody, "The Thermal-Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor", American Nuclear Society, 1977.
- J.H. Rust, "Nuclear Power Plant Engineering", Haralson Pub. Co., 1979, Chaps. 2-7.
- Y.S. Tang, R.D. Coffield, Jr., and R.A. Markley, "Thermal Analysis of Liquid Metal Fast Breeder Reactors", American Nuclear Society, 1978.
- L.S. Tong and J. Weisman, "Thermal Analysis of Pressurized Water Reactors", American Nuclear Society, 2nd Ed., 1979.

参考文献

1. C.E. Beyer, et al., "GAPCON-THERMAL-2 User's Guide," U.S. NRC Report BNWL-1897, 1975; P.E. MacDonald and L.B. Thompson, "MATPRO, a Handbook of Materials Properties for Use in the Analysis of Light Water Reactor Fuel Rod Behavior," U.S. NRC Report TREE-NUREG-1005, 1976.
2. A.S. Shenoy and D.W. Eachen, "HTGR Core Thermal Design Methods and Analysis," U.S. AEC Report GA-A12985, 1974; see also, E.R.G. Eckert and R.M. Drake, Jr., "Analysis of Heat and Mass Transfer," McGraw-Hill Book Co., 1972, Chap. 3.
3. B. Carnahan, H.A. Luther and J.O. Wilkes, "Applied Numerical Methods," John

- Wiley & Sons, 1969.
4. E.R.G. Eckert and R.M. Drake, Jr., Ref. 2, p. 381.
 5. F.W. Dittus and L.M.K. Boelter, *Univ. Calif. Pub. Eng.*, 2, 443 (1930).
 6. A.P. Colburn, *Trans. Am. Inst. Chem. Engrs.*, 29, 174 (1933).
 7. W.R. Gambill and R.D. Bundy, "HFIR Heat Transfer Studies of Turbulent Water Flow in Thin Rectangular Channels," U.S. AEC Report ORNL-3079, 1961.
 8. F. Kreith, "Principles of Heat Transfer," International Textbook Co., 3rd Ed., 1973, Chap. 12.
 9. R.C. Martinelli, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs.*, 69, 947 (1949).
 10. E.R.G. Eckert and R.M. Drake, Jr., Ref. 2, p. 375.
 11. R.N. Lyon, *Chem. Eng. Prog.*, 47, 75 (1951); see also, O.E. Dwyer, "Liquid Metal Heat Transfer," in "Sodium-Nak Engineering Handbook," Vol. 2, O.J. Foust, Ed., Gordon and Breach, 1976.
 12. B. Lubarsky and S.J. Kaufman, "Review of Experimental Investigations of Liquid Metal Heat Transfer," U.S. National Advisory Committee on Aeronautics Report NACA-1270, 1956.
 13. O.E. Dwyer, Ref. 11, p. 42.
 14. O.E. Dwyer, *At. Energy Rev.*, 4, No. 1, 3 (1966).
 15. O.E. Dwyer and H.C. Berry, *Nucl. Eng. Design*, 23, 273 (1972).
 16. M.W. Maresca and O.E. Dwyer, *J. Heat Transfer*, 89, 180 (1964).
 17. J.G. Collier, "Convective Boiling and Condensation," McGraw-Hill Book Co., 1972, p. 10.
 18. L.S. Tong, "Boiling Crisis and Critical Heat Flux," U.S. AEC Critical Review Series, 1972, p. 10.
 19. L.S. Tong, Ref. 18, p. 17.
 20. W.H. Jens and P.A. Lottes, "Two-Phase Pressure Drop and Burnout Using Water Flowing in Round and Rectangular Channels," U.S. AEC Report ANL-4915, 1952.
 21. L.F. Moody, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs.*, 66, 671 (1944).
 22. L.S. Tong and J. Weisman, "Thermal Analysis of Pressurized Water Reactors," American Nuclear Society, 2nd Ed., 1979, p. 167.
 23. L.S. Tong, "Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow," John Wiley & Sons, 1966, Chap. 4.
 24. R.C. Martinelli and D.B. Nelson, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs.*, 70, 695 (1948).
 25. A.A. Bishop and R. Berringer, "The Effect of Local Boiling on Pressure Drop and Flow Distribution in the Yankee Reactor Core," U.S. AEC Report YA-EC-76, 1958.

26. J. Weisman and R. W. Bowring, *Nucl. Sci. Eng.*, 57, 255 (1975).
27. P. L. Pfennigwerth and W. Minkler, "Heat Transfer and Fluid Flow with Applications to Pressurized Water Reactors," U.S. AEC Report WAPD-TM-1000, 1971, Chap. 5.
28. P. L. Arnsberger and M. Mazumdar, *Nucl. Sci. Eng.*, 47, 140 (1972); see also, A. Amendola, *ibid.*, 41, 343 (1970).
29. General Electric Co., "General Description of a Boiling Water Reactor," Nuclear Energy Div., 1976, p. 3—11.
30. M. D. Carelli and D. R. Spencer, "CRBRP Assemblies Hot Channel Factors Preliminary Analysis," U.S. AEC Report WARD-D-0050, 1974.

习 题

1. 考虑燃料段长度为4.17m的压水反应堆燃料棒组件(表12.1)。试作图表示轴向功率随堆芯高度的变化。
2. 穿过由特定材料制成的0.5mm厚平板的热流密度为1.0MW/m²。对于铝合金、不锈钢、UO₂、UC以及石墨五种材料制成的平板,试确定两个端面间的温差。
3. 沸水反应堆燃料棒直径为12.5mm,其外表面处的热流密度为1.1MW/m²。(a)如果UO₂芯块的直径为10.6mm, ²³⁵U浓集度为1.9%,试确定相应的热中子通量。(b)问线释热率以及芯块中心与表面间的温差为多少?
4. 如果假定冷却剂的流速随反应堆功率而变,在给定功率水平的30—110%范围内试用图形表示例题6.3中所讨论的芯块中心温度的大体变化方式。
5. 对于半径为a,热导率为k并具有均匀体热源Q的球,试证明离中心距离为r处的温度满足

$$t - t_a = \frac{Q}{6k}(a^2 - r^2),$$

其中 t_a 为外表面温度。

6. 一个热中子反应堆采用直径为20mm的圆柱棒形式的陶瓷燃料($k=20\text{W/m}\cdot\text{K}$)。设热中子通量随着离中心的径向距离 r 呈正比变化,即 $\phi=Cr$ 。如果燃料中心温度达到最高容许值1700°C,冷却剂温度为300°C,传热系数为20kW/m²·K,试计算每米燃料棒的释热率。
7. 具有指数热源的平板在 $x=L$ 处的表面是绝热的,试推导该平板内温度分布的表达式。
8. 热交换器由热导率 $k=43\text{W/m}\cdot\text{K}$,内径28mm以及外径33mm的钢管所组成,热量由管内的一次冷却剂传向管外的二次冷却剂。相应的传热系数为48和36kW/m²·K。当管子的热量传送率为5kW/m时,试确定一次与二次冷却剂之间的温差以及通过管壁的温降。
9. 由于循环泵发生问题,冷却剂流率从例题6.8给出的值下降到它的20%,问相应的传热系数为多少?
10. 试比较水、氦以及空气的传热系数,它们都以15m/s的速度在平均温度50°C下流经内径为0.01m的圆管。气体压力为10⁵Pa。如果速度增加到75m/s,试问氦和空气的传热系数为多少?

11. 水在 200°C 温度和 1.0MPa 压力下流经 10mm 内径、 4.0m 长的管子,其流率为 0.1kg/s 。若该管以 100kW 的功率均匀加热,试估计其压降。

12. 考虑例题6.5(以及表12.1)所描述的燃料棒组件,其长为 4.17m 。当它从反应堆中卸出并贮存水池中时,试利用近似性很好的平行板关系式估算该组件在自然对流下的排热率。假定水池顶部和底部的温度分别为 70°C 和 40°C 。

13. 一个气冷反应堆的堆芯由逐个堆积起来的燃料球所组成。设堆芯体积和燃料份额保持不变,但使氦冷却剂的循环率正比于堆芯功率。规定了燃料球的最高温度。(a)试推导堆芯功率随球直径而变化的函数表达式。传热系数可假定为常数。(b)若燃料球的 k 为 $10\text{W/m}\cdot\text{K}$,传热系数为 $300\text{W/m}^2\cdot\text{K}$,冷却剂温度为 750°C ,对于 60mm 直径的小球,试估算相应的堆芯功率密度所能达到之值。

14. 作为设计练习,假定压水反应堆燃料棒的浓集度在轴向能以任意规定的方式变化。试找出一种沿轴向能形成均匀包壳温度的浓集度变化方式。

15. 在比较各种气体冷却剂在啣送时(摩擦)所消耗的功率占反应堆释热的百分数时,可以假定对各种情况气体的温度与压力以及燃料元件与冷却剂之间的温差全都相同。试证明气体的这种效率取决于 $c_p^2 k M^2 / \mu$,其中 M 为气体的分子量。

16. 含有 5ppm (重量)钠的冷却水通过反应堆循环,每次循环中水在堆内流动5秒钟,在外部热交换器、贮存箱等处流动30分钟。如果反应堆的平均热中子通量为 $10^{18}\text{n/m}^2\cdot\text{s}$,试计算在长期运行后出堆水内钠-24(半衰期 15h)的放射性强度所达到的平衡值(表成 Bq/m^3)。

第七章 反应堆材料

(非燃料材料)

引 言

7.1 虽然前面几章所讨论的中子行为与载热问题对于核反应堆设计十分重要，但在实际的反应堆系统中，选用合适的结构材料也是极其关键的问题。这些材料不但需要具有良好的物理与力学性能，而且要能经受反应堆内极其严峻的环境考验，例如：高温、大温差和强辐射场等。此外，往往还要求这些材料具有很小的中子俘获截面。

7.2 反应堆材料的重要性是毋庸置疑的。在发展某些类型的反应堆时，一开始曾认为材料选择问题不大，但最后证明其十分严重，难于解决。在某些情况下，材料上的困难导致拖延时日，往往需要花费大量人力物力才能最终解决。在另一些情况下，由于包壳材料与冷却剂之间不相容，或由于辐照分解等问题，最终不得不放弃原先认为是非常有前途的堆型。

7.3 在一个复杂的反应堆系统内，需要选取多种合格材料才能满足其全部要求。不过，其中不少材料虽然处于苛刻的工作条件下，但与其它工业中的要求并无区别。这类材料中包括不受辐照或不与一次冷却剂相接触的各种结构材料。对于这类材料的选取，虽然也需要从工程角度进行周密的考虑，但已不属于本书范围之内。此处讨论的重点放在对反应堆具有特殊重要性的材料与材料问题方面。

7.4 反应堆材料可按不同方式分类。就当前的目的而言，将材料分为“燃料”与“非燃料”两类较为方便。燃料材料将留待第八章内再行讨论，而在本章内专门研究燃料以外的材料，如结构金属与合金、燃料元件包壳、慢化剂和反射层材料等。反应堆控制材料则已在第五章内讨论过。

材料的力学性质

应力-应变关系

7.5 当固体金属块受一负荷（或应力）时，它一般将产生变形（或应变）。在应力较低情况下，金属的行为是“弹性”的；即当撤除负荷后，金属可以完全恢复到原始形状。但当应变过大时，金属产生塑性变形；此时当负荷撤除后，金属不可能全部恢复原状。由弹性行为过渡到塑性行为时相应的应力称为屈服应力（或屈服强度）。在许多设计中，金属结构部件的最大许可负荷即取其屈服应力。

• 本章内所用“金属”一词均指固体金属，包括纯金属元素及其合金。

7.6 通过“拉伸”试验可以测定金属在某一温度下的应力-应变关系。在这类试验中，沿某一方向按一定的伸长率拉伸一根金属棒，并观察不同伸长度（应变）下相应的负荷（应力）。应力的单位为金属棒初始断面上每单位面积（以平方米计）上的负荷（以牛顿计），即Pa；而应变的单位为无量纲量，即试件的伸长与其初始长度之比。

7.7 图7.1内画出一根应力-应变曲线，表示低碳（结构）钢在常温下拉伸试验的一般特性。在应变较小时，金属的伸长为弹性的，应力 σ 正比于应变 ϵ ；于是可用胡克定律表示为

$$\frac{\sigma}{\epsilon} = E,$$

其中 E 为杨氏弹性模量，对多数钢材而言，其数值约在 10^{11} Pa左右。由图7.1可见，低碳钢由弹性向塑性区域的过渡表现为当应力基本不变时应变有较大增加，其中还有一些微小的起伏。因此，这种弹性-塑性过渡发生在相当确定的“屈服点”处。然而，象不锈钢等许多金属与合金并不显示出明确的屈服点，此时由弹性到塑性的过渡是逐渐发生的。在这种情况下，一般取永久变形或“偏移”为0.2%时的应力值为屈服强度。

7.8 如果在达到屈服点后继续拉伸试件，应力又继续增长；此时金属棒的强度似乎有所增长，即更难于拉伸。这种特性称为**工作硬化（或应变硬化）**。当应变继续增大，最后达到金属的**极限抗拉强度**（或简称为**抗拉强度**），这就是图内应力-应变曲线的最高点。此后应变再增大时，名义应力反而减小，直到试件断裂为止。（按本页下方注内所定义的“真正的”应力则并未减小。）

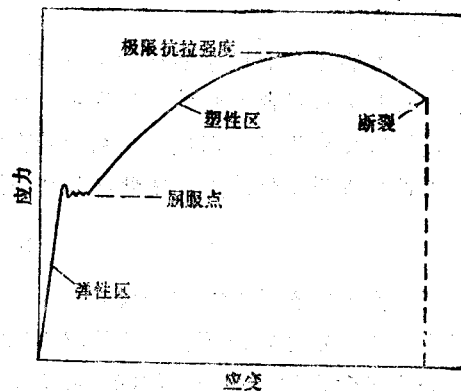


图7.1 具有明显屈服点的
典型应力-应变曲线

7.9 在本书附录内列出反应堆内常用的各种材料的屈服强度与极限抗拉强度数值。在

室温下，普通碳钢的屈服强度为280—350MPa，而其抗拉强度则在480—550MPa之间。随着温度的上升，大多数材料的抗拉与屈服强度减小；然而，石墨在这方面却是一个例外（见§7.136）。

韧性 with 脆性行为

7.10 金属的破坏有两种方式，即**韧性断裂**与**脆性断裂**。一种金属究竟是按韧性抑或脆性方式断裂，取决于两个相互竞争的因素。一个因素是**塑性流动**；另一方面则是金属晶粒平面上**裂缝的扩展**或由于**裂纹或缺陷顶端处局部韧性的降低**。如果金属在断裂前容许发生较大的塑性变形，则称其为韧性的；这种断裂表现为韧性断裂。这类金属的应变极大，直至内部产生裂缝；这些裂缝发展后，由于剪切机制而引起断裂。然而，脆性金属断裂时塑性应变量极小。裂缝发展极为迅速，从而由劈裂引起断裂。

• 此处所规定的应力与应变都是按试件初始尺寸计算的，因此称为“名义”或“工程”应力与应变。“真正的”应力与应变应按试验过程中的试件瞬时尺寸计算。

7.11 多种金属在某种条件下具有韧性，而当条件变化时就转化脆性。如果在不增大劈裂应力的前提下阻碍塑性流动的发生，则将促进由韧性到脆性的转变。对塑性流动的阻碍可能由以下诸因素引起：温度降低、应变率增加或塑性区减小（即屈服强度与抗拉强度之间的差距缩小）。冷加工也趋于降低金属的韧性。另一方面，使晶粒细化的因素可以增加韧性（同时增加抗拉强度）。向金属中加入微量元素，不论是有意或是无意，有时会对韧性向脆性行为转变产生很显著的影响。

韧性向脆性转变^[1]

7.12 温度对于材料断裂的性质具有重要影响。许多钢材在高温下韧性很好，但在低温下会发生脆性断裂。任一种金属发生韧性-脆性转变的温度并无确定值，此温度取决于原先的机械加工与热处理情况以及所含杂质元素的多少。这种转变温度称为**脆性转变**（NDT）温度^{*}，一般采用落锤撞击试验（或称Izod或Charpy试验）进行测定。

7.13 韧性是对制造反应堆压力容器所用钢材的基本要求；因此，脆性转变温度具有特殊的重要性，何况这一温度还随快中子辐照通量而变化（§7.67）。为了不使压力容器在压力与温度引起的应力下发生突然的脆性破坏，必须令钢材的脆性转变温度保持在压力容器最低的工作温度以下。

7.14 晶粒细化有助于增加韧性从而降低脆性转变温度。因此，压力容器用钢的规范中包含了通过热处理控制晶粒大小的规定。向低碳钢中添加少量的某种合金元素，例如锰或镍，也可以降低脆性转变温度。材料中存在缺陷，例如小裂纹、尖锐的刻痕，甚至焊接时无意的打弧都会促进脆性发展，因此必须注意避免。^{**}

疲劳破坏

7.15 金属的普遍特性之一就是在交变（周期性）应力作用下会导致破坏，虽然此时发生的最高应力在定态情况下决不会使材料断裂。这种现象称为**疲劳破坏**，它甚至当金属处于弹性状态下也会发生。在一定的峰值应力水平下，交变应力需经过大量循环后才会引起破坏，但当应力加大时则循环次数减少。在许多种金属（如低碳钢）中，如果峰值应力小于**疲劳极限值**，交变循环次数可以是无限大；这一极限有时称为**疲劳强度**（图7.2）。对于疲劳极限没有定值的金属（如铝合金等），一般取 10^7 或 10^8 次循环的破坏应力作为其疲劳强度；由图7.2可见，此时曲线已变为相当平坦。

7.16 当测量疲劳破坏应力时，一般常使每一循环的平均应力为零或略为正值。此情况下的疲劳强度往往等于极限抗拉强度的一半。如果在循环应力之外再增加一个静态拉力负荷，则疲劳强度将会减小。金属内的腐蚀或缺陷一般会加速疲劳破坏。正如极限抗拉强度一样，疲劳强度在较高温度下一般较小，虽然当温度相当高时也会产生能提高疲劳强度的某些恢复作用。

7.17 周期性温度变化所产生的热应力会导致热疲劳。例如，压水反应堆内的稳压器就经常由于温度变化而产生循环应力（§12.17）。当反应堆起动、变更功率和停堆时，压力容器和一次系统管道也受到循环应力。然而在以上两种情况下，为避免疲劳破坏对材料的基本要求却完全不同。在稳压器的情况下，负荷变化幅度很小，但循环频率很高（低负荷、高频

^{*} 脆性转变温度有时称为韧性-脆性转变（DBT）温度。

^{**} 断裂力学与裂缝发展机制有关。已有一些试验可以测量断裂强度，即抵抗裂缝发展的能力。

率)；因此需要采用疲劳强度高，也就是极限抗拉强度高的钢材。反之，在压力容器与主管道的情况下，负荷变化很大，但循环频率却很低（高负荷、低频率）；因此要求钢材具有极好的韧性。

7.18 疲劳破坏显然是由金属晶粒间的微小缺陷或滑移生成的小裂纹所引起的。这种裂纹在开始时扩展非常缓慢，但随后由于承载负荷的有效断面减小而使局部应力急剧增加。随后金属就发生破坏。疲劳破坏可能由微观裂纹或刻痕引起，甚至可能由表面的磨削或车削纹理引起；因此，对经受循环应力（或应变）的材料应当避免有此类缺陷。前已提到，这一类（或类似的）缺陷也会导致脆性破坏。

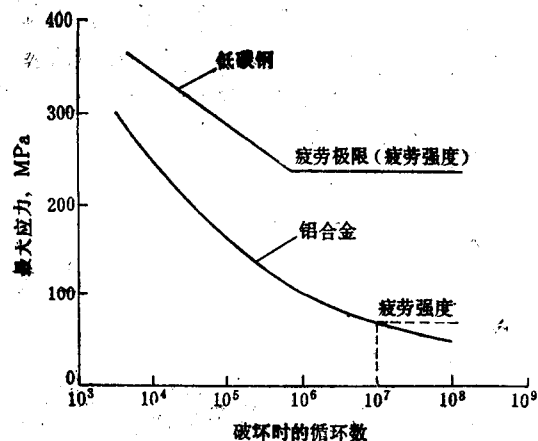


图7.2 不同类型的疲劳破坏

蠕 变

7.19 材料的蠕变系指在恒定温度下受恒定负荷（或应力）所引起的缓慢连续塑性变形（或应变）。如图7.3内曲线A定性所示，金属的蠕变随时间的增加一般地表现为三个阶段。一开始发生所谓初级蠕变或瞬时蠕变，这是第一阶段；此时的蠕变率（即曲线斜率）在起始时很高，但很快就减小。在此之后是第二阶段所谓次级蠕变或定态蠕变，此时蠕变率很小，应变增长很慢。最后发展到第三阶段，蠕变率迅速增加，应变增大到引起材料破坏的程度；这就称为三次蠕变或加速蠕变。如果在蠕变的第二阶段撤除了应力，则应变只能局部地复原，剩余的应变将永远存在而且可以累加。

7.20 上述三种类型蠕变的相对重要性取决于金属的性质、所加恒定应力的大小和所处的温度。在温度低于金属熔点（以绝对温度计）的一半且恒定应力低于抗拉极限强度时，不会发生三次蠕变。*这种情况下的应变随时间变化的过程如图7.3内曲线B所示。然而，无论是温度或应力（或两者）增加到上述水平之上，都会引起蠕变率的加大并可能导致三次蠕变，如曲线A所示。温度愈高或应力愈大，蠕变破坏发生得也愈早。

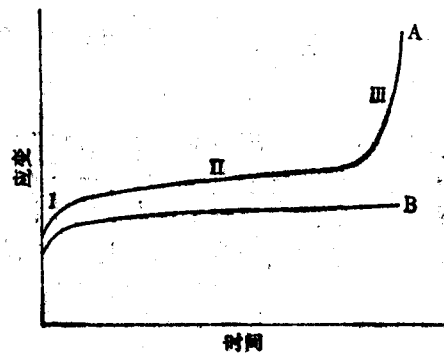


图7.3 随时间发展的蠕变的不同阶段

7.21 在核电站的设计中，蠕变问题从许多方面看起来都非常重要。在有些情况下，蠕变可以消除由于温差引起的热应力（§7.28及以后各节），因而是有利的。但另一方面，对于燃料元件包壳而言，蠕变却是有害的。例如在压水反应堆中，燃料元件的锆包壳在高温高压下曾发生由蠕变引起部分塌陷的现象。在快中子反应堆内，不锈钢包壳的温度可能超过540°C，此时会发生另一类严重的蠕变问题。快中子

* 铝合金（§7.115）是一个例外：它在远低于熔点之半的温度和中等应力下也会发生三次蠕变。

堆的元件包壳不允许变形，以便严格保持冷却剂流道的间隙尺寸。当反应堆运行时，由于机械的约束、温度的变化和裂变气体的积累将在包壳中产生应力；由应力的每次增加而新形成的一次应变将叠加在过去老的二次应变上，使总的蠕变应变不断增大。这样产生的尺寸变化可能达到很大的程度。

应力分析

引言

7.22 反应堆系统的许多部件，包括压力容器、管道以至燃料元件包壳都受到机械应力与热应力。当设计这些部件时，要求进行应力分析，以便确定结构材料是否能够承受预计的应力。此外，总体设计还必须确保在运行中不致产生过高的应力。进行细致的应力分析是非常复杂的工作。例如，在设计反应堆压力容器时，必须考虑如下的各种应力：由于内压力与热效应引起的容器内外壁上的应力；在开孔周围与变断面部位上的应力；在法兰、密封件、螺栓和顶盖部件上的应力；由外界负荷引起的应力以及应力集中效应。还需要考虑另外一些应力，如制造过程（形成的焊缝或内部缺陷等）以及运行时振动所引起的应力。

7.23 在许多情况下，要算出预期应力的可靠数值是非常困难的，甚至是不可能的。在此情况下，可以建造按比例缩小的模型，然后在模拟的运行条件下用各种仪器测量其应力与变形。由此取得的数据可用作最终设计的基础。此处拟不讨论这种依靠试验进行应力分析的方法，而只限于讨论如何根据某些反应堆部件内产生的应力状况来选取合用材料的一般性原则。

应力强度

7.24 在许多情况下，取材料的屈服强度（§7.25等）作为其“容许”应力；在低于此应力的范围内，材料不会发生永久变形。然而，对于要求耐高压的部件，例如水冷动力反应堆的设备，这种指标是不适合的。为了适应后一种情况，在美国ASME锅炉与压力容器规范第三章“核反应堆压力容器的制造规定”^[2]内采用了最大剪应力破坏理论，这是原先向美国海军反应堆计划推荐用于压水反应堆设计的。

7.25 在材料内某一部位上最大的与最小的（代数值）主应力之代数差称为“复合应力的等效强度”，或简称**应力强度**。由各种钢材的拉伸特性推算出的最大容许应力强度已列入ASME规范。该规范内定义了各种初级、次级和其他的应力强度，并规定了它们的极限值。初级薄膜应力（见下节）主要由压力容器的内压所引起，而次级应力则由各种机械力、结构的不连续性以及由支撑与管道引起的负荷与弯矩所产生。

7.26 下面以压力容器圆柱段壳壁为例说明初级薄膜应力强度的确定。此时最大应力为圆柱段内壁上的切向（或环圈）拉应力 σ_c ；其表达式为

$$\sigma_c = \frac{P[(b/a)^2 + 1]}{(b/a)^2 - 1} \quad (7.1)$$

• 在断裂力学中所用的应力强度因子是与此完全不同的量。

其中 P 为内压力，而 a 及 b 分别为压力容器的内壁与外壁半径。最小应力为内半径上的径向（压应力）分量，即

$$\sigma_r = -P. \quad (7.2)$$

7.27 圆柱段壳壁内切向（或最大）应力的平均值可认为等于“薄壁”应力值，此时因壁厚 $b-a=t$ 很小，从而方程（7.1）可简化为：

$$\sigma_{c(a,r)} = \frac{Pa}{t}.$$

径向（或最小）应力平均值应为方程（7.2）给出值的一半，即

$$\sigma_{r(a,r)} = -\frac{1}{2}P.$$

按照§7.25内应力强度的定义，薄膜应力强度 S_m 为 $\sigma_{c(a,r)}$ 与 $\sigma_{r(a,r)}$ 的代数差：

$$S_m = \frac{Pa}{t} - \left(-\frac{1}{2}P\right) = \frac{P(2a+t)}{2t}. \quad (7.3)$$

如果 S_m^* 为某种材料的最大容许薄膜应力强度，于是由方程（7.3）可求得外半径 a 为 a 的压力容器最小容许壁厚 t^* 为

$$t^* = \frac{Pa}{S_m^* - \frac{1}{2}P}. \quad (7.4)$$

例题7.1 一个压水堆压力容器的设计内压力为17.2MPa（运行压力为15.5MPa），容器的外半径为2.40m，材料为碳钢，在反应堆运行温度下其 S_m^* 为186MPa。试用薄膜应力强度理论求其最小容许壁厚。

解：由方程（7.4）可求出初次近似值为 t^*

$$t^* = \frac{(17.2)(2.40)}{186 - \frac{1}{2}(17.2)} \approx 0.23\text{m}.$$

因此平均半径约为 $a - \frac{1}{2}t^* \approx 2.3\text{m}$ ；如用此值作 a 代入方程（7.4），可求出最小壁厚约为0.22m。实际上壁厚接近0.23m。

热应力

7.28 当任一固体由于温度变化所发生的膨胀与收缩受到约束时，就会产生热应力。通常将热应力的发生情况分为两种类型。第一种情况是，由于物体的形状与温度的分布，使该物体只有在外力约束的条件下才会产生热应力。这种情况的例子是两端被固定不能自由移动的长燃料元件或管道。第二种情况是，由于物体的形状与温度分布，使得物体各部分的自然膨胀或收缩互不相容，因而在没有外部约束的情况下也会产生内应力。由于反应堆系统内存在着温度的不均匀分布，例如在燃料元件、热屏蔽层（§10.21）和压力容器内等等，同时在各组合件内又有种种机械约束，因此上述两种热应力都会发生。

7.29 若将所研究的物体设想为由许多小体积单元构成，就可以弄清产生热应力的条

- 方程（7.1）中已定义 a 为内半径，与此处不统一。但对薄壁容器，不影响结论。——译者
- 原文运算中数字有误，已分别改正。——译者

件。如果所有体积单元的温度都增大同样数值，同时物体的外边界不受任何约束，则每一单元向各方向的膨胀量均相等。因此这些单元仍能相互搭配，不会产生任何应力。然而，若各单元的温升不等，其膨胀量也将各不相同。由于各单元之间相互啮合，于是其中任一单元就将阻止周围单元的相对膨胀或收缩。因此，除非物体内的温度分布非常均匀，而且四周又不受任何约束而能自由膨胀，否则必将产生应力。

7.30 下面将推导热应力与固体物性及温度分布之间的简单关系式。推导的基本方法是：首先求出物体在不受任何约束时的尺寸（或形状）变化量，然后计算使之恢复原状所需的应力。考虑一个各向同性弹性物质的长方体，在 y 与 z 方向可以自由移动而在 x 方向受约束。然后将物体均匀加热，它将发生膨胀。如果在 x 方向不受约束，则此方向每单位长度的膨胀量应为 $\alpha\Delta t$ ，此处 α 为线膨胀系数而 Δt 为温度变化量。故 x 方向上的应变为

$$\varepsilon_x = \alpha\Delta t.$$

于是，如果物体是弹性的，则按胡克定律（§7.7）使之恢复原状所需的应力为

$$\sigma_x = E\varepsilon_x = \alpha E\Delta t,$$

其中 E 为材料的杨氏模量。由于物体在 y 及 z 方向不受约束，故此二方向上的应力为零。

7.31 当物体在几个方向上均受约束时，必须采用普遍性胡克定律才能得出相应的关系式。此时必须考虑的因素之一是：物体沿某一方向伸长时，在与之垂直的其他两个方向上发生收缩。例如，如果在 x 方向产生一个应变 ε_x ，则在其他两个方向上同时出现的应变为：

$$\varepsilon_y = -\nu \frac{\sigma_x}{E} \quad \text{及} \quad \varepsilon_z = -\nu \frac{\sigma_x}{E},$$

其中 ν 为该物质的泊桑比。对于多数金属，泊桑比在0.25—0.35之间。

7.32 任何方向上的应变实际上由两部分组成。首先是由外负荷产生的应变以及保持物体完整性所产生的应变。其中包括由垂直于该方向上的应变所引起该方向上的应变。其次是正比于温度变化的应变，即 $\alpha\Delta t$ 。这样，在直角坐标下有：

$$\varepsilon_x = \frac{1}{E}[\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)] + \alpha\Delta t$$

$$\varepsilon_y = \frac{1}{E}[\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)] + \alpha\Delta t$$

$$\varepsilon_z = \frac{1}{E}[\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)] + \alpha\Delta t.$$

7.33 普遍性胡克定律还包含三个剪切应变的表达式，即*

$$\varepsilon_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{2G}, \quad \varepsilon_{yz} = \frac{\sigma_{yz}}{2G}, \quad \varepsilon_{zx} = \frac{\sigma_{zx}}{2G},$$

其中 G 为剪切弹性模量或刚性模量，它与杨氏模量及泊桑比的关系为

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)}.$$

*某些作者采用不同的表述方法，将式中的系数2省略。

上述剪切应变关系式不受温度影响，因为各向同性物质在自由热膨胀情况下不会产生角变形。

7.34 除了上述六个普遍性胡克定律的关系式之外，还有六个“相容条件”式。这些关系可由表示六个应变 ($\varepsilon_x, \varepsilon_y, \dots, \varepsilon_{xy}, \dots$) 的下列六个关系式表出：

$$\varepsilon_x = \frac{du_x}{dy}, \quad \varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{du_x}{dy} + \frac{du_y}{dx} \right), \quad \text{等等,}$$

其中 u_x, u_y 等为位移分量，并将它们对 x, y, z 三个坐标中的两个微分两次。由于应力可由这三个方向上的位移表出，必须有这些相容性条件才能使问题确定。最后，物体内每一小单元还必须满足三个“平衡条件”。由于应力在物体内部是变化的，因此它们必须与外力保持平衡。

7.35 可以证明，在假设的温度分布与边界条件下，上述15个热弹性关系式可得到唯一解，其中包含一组应力与位移分量。因此，对于所研究的几何形状与边界条件的任意组合，均可推导出一组应力方程式。虽然此处介绍的方程是以直角坐标写出的，但也同样可用其他坐标表出，如圆柱坐标或球坐标，可视需要而定。

7.36 将上述关系式应用于下列情况是很有意义的，即假设物体温升均匀并受完全约束，即在任何方向上位移均为零。在此情况下：

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zx} = 0$$

以及

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \frac{\alpha E}{1-2\nu} \Delta t.$$

如果仅在 x 和 y 方向受约束，则

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_{xy} = 0$$

以及

$$\sigma_x = \sigma_y = \frac{\alpha E}{1-\nu} \Delta t \quad \text{及} \quad \sigma_z = 0.$$

7.37 上述分析可推广到三个方向中任一方向受约束的情况，并可将其结果总结为

$$\sigma = \frac{\alpha E}{1-c\nu} \Delta t,$$

其中 c 等于0、1或2，分别相应于1个、2个或3个方向上受到约束。更普遍而言，任何有限系统的应力均可由下式给出：

$$\sigma = \frac{\alpha E}{1-c\nu} F(r, t), \quad (7.5)$$

其中 $F(r, t)$ 为物体的几何形状及其中温度分布的函数；以后将介绍几个有意义的例子。将方程 (7.5) 写为如下的近似形式：

$$\sigma \approx \frac{\alpha E}{1-c\nu} (\Delta t)_{\max}, \quad (7.6)$$

由此可以初步估计该部件中的热应力；此处 $(\Delta t)_{\max}$ 为系统的平均温度与某一部分温度之间的最大温差数值。

7.38 利用方程(7.6)可以粗略比较不同材料中某一温差下的不同热应力。在一定的几何形状下,决定任一物体(或部件)内热应力的温差项 $(\Delta t)_{max}$ 反比于该物质的热导 k 〔参看方程(6.8)〕。因此,方程(7.6)在 $c=1$ (为简单起见)情况下可写成:

$$\sigma \approx \text{常数} \times \frac{\alpha E}{k(1-\nu)}$$

由此可见,量 $\alpha E/k(1-\nu)$ 为决定热应力的材料属性。由于温差一般都很大,采用 $\alpha E/k(1-\nu)$ 小的物质可以降低热应力。由附录内的数据可知,碳钢的此参数值仅为8.5,而不锈钢则高达32。后一数值较高的原因主要是不锈钢的热导很小。因此,在同等条件下,不锈钢内热应力几乎为碳钢的四倍;然而,在选取抵抗热应力的材料时,还必须考虑其他的因素(§7.44)。

7.39 在以下几节内,将给出反应堆内比较重要的几种部件(如燃料元件包壳与压力容器壁)的典型几何形状下热应力表达式。利用热弹性理论导出适当的 $F(r,t)$,然后可由方程(7.5)推导出所需的表达式。由于推导过程非常复杂,读者可以参看文献〔3〕,其中有详细的介绍与补充资料。

无内热源的空心圆筒热应力

7.40 燃料元件包壳就是无内热源空心圆筒的一例。温差 Δt 即为 $r=a^*$ 处较高的内壁温度与 $r=b$ 处较低的外壁温度之差;在例题6.3内已给出此值为 t_1-t_2 。内壁处的切向应力为压应力,而外壁处为拉应力。

7.41 就大多数设计目的而言,下列近似式对于薄壁圆筒情况是适用的,例如可用于燃料元件包壳。首先定义一个量 m :

$$\frac{b}{a} = 1 + m,$$

如 m 很小,即壁很薄,在 $r=a$ 处的内壁上切向应力可由下式求得:

$$\sigma_{t,a} = -\frac{E\alpha\Delta t}{2(1-\nu)}\left(1 + \frac{m}{3}\right),$$

而在 $r=b$ 处的外壁上,

$$\sigma_{t,b} = \frac{E\alpha\Delta t}{2(1-\nu)}\left(1 - \frac{m}{3}\right).$$

对大多数燃料元件棒而言, m 在0.1至0.2之间,而且由于 $m/3 \ll 1$,将其忽略仍不失为一种良好的近似,此时上式化为

$$\sigma_{t,a}(r=a) = -\frac{E\alpha\Delta t}{2(1-\nu)} \quad (7.7)$$

以及

$$\sigma_{t,b}(r=b) = \frac{E\alpha\Delta t}{2(1-\nu)}. \quad (7.8)$$

• 在例题6.3及图6.6内,此量记为 a' 。

例题7.2 一根用不锈钢包壳的快中子反应堆燃料棒，其释热率为 $1.9 \times 10^9 \text{ W/m}^3$ ，假定发热是均匀的；包壳内壁半径为 2.56 mm ，外壁半径为 2.92 mm 。燃料芯块半径为 2.45 mm 。当运行温度约为 550°C 时，不锈钢的材料特性如下：

$$\begin{aligned} \alpha &= 1.8 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C} & E &= 1.5 \times 10^{11} \text{ Pa} \\ k_s &= 23 \text{ W/m}\cdot\text{K} & \nu &= 0.32. \end{aligned}$$

试计算运行时包壳的热应力。

解：运行时包壳内的温降 Δt 等于例题6.3内的 $t_1 - t_2$ ；因此，

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{Qa^2}{2k_s} \ln \frac{b}{a'} \\ &= \frac{(1.9 \times 10^9)(0.00245)^2}{(2)(23)} \ln \frac{0.00292}{0.00256} \\ &= 33^\circ\text{C}. \end{aligned}$$

由方程(7.7)或(7.8)可求出包壳表面的热应力数值为：

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{E\alpha\Delta t}{2(1-\nu)} = \frac{(1.5 \times 10^{11})(1.8 \times 10^{-5})(33)}{(2)(0.68)} \\ &= 6.6 \times 10^7 \text{ Pa}. \end{aligned}$$

有指数分布内热源的空心圆筒热应力

7.42 在内热源按指数分布(参看§6.73)的长圆筒内，例如热屏蔽层(§10.21)或压力容器壁中由吸收 γ 射线所造成的内热源，若外壁是绝热(带热绝缘层)的，则可利用如图7.4内的曲线^[4]。图内将无量纲量 σ_r 作为半径比 b/a 的函数画出，而用无量纲乘积 μa (a 为内半径) 作为可变参量。在此关系式内， μ 为有效衰减系数(或宏观截面)，用以描述材料内的发热率随距离衰减的程度(§6.73)。

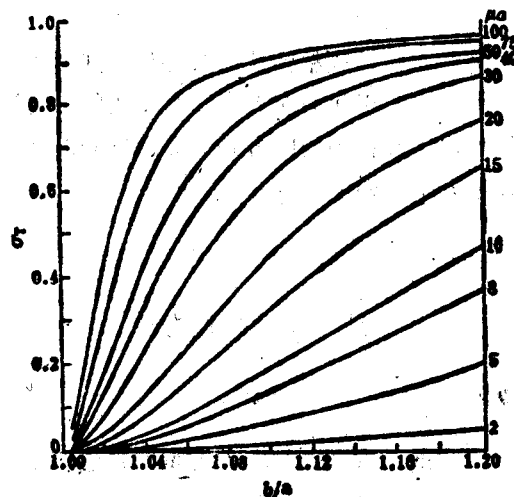


图7.4 具有指数内热源的空心圆筒热应力计算

7.43 在已知 μ 的情况下，由图7.4内可查出相应于给定半径 a 及 b 的 σ_r 值。于是，最大切

向应力 σ 可由下式算出:

$$\sigma = \sigma_T \left[\frac{aEQ_0}{k\mu^2(1-\nu)} \right], \quad (7.9)$$

其中 Q_0 为圆筒内壁上单位体积的发热率。

例题7.3 一个压水堆的钢制压力容器外半径为2.40m, 而壁厚为0.23m。由吸收 γ 射线产生的内壁处发热率为 90kW/m^3 。假定外壁为绝热的, 试计算 260°C 温度下的最大(切向)应力。压力容器钢材的 γ 射线衰减系数 μ 值为 27m^{-1} , 在 260°C 下钢材的其余物理特性如下:

$$\begin{aligned} \alpha &= 1.4 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C} & E &= 1.8 \times 10^{11} \text{ Pa} \\ k &= 18.5 \text{ W/m}\cdot\text{K} & \nu &= 0.28. \end{aligned}$$

解: 内半径 a 为 $2.40 - 0.23 = 2.17\text{m}$, 因此外、内半径比 b/a 为 $2.40/2.17 = 1.11$ 。 $\mu a = (27)(2.17) = 59$ 。由图7.4查得当 $b/a = 1.11$ 与 $\mu a = 59$ 时 σ_T 约为0.84, 因此

$$\begin{aligned} \sigma &= 0.84 \left[\frac{(1.4 \times 10^{-5})(1.8 \times 10^{11})(9 \times 10^4)}{(18.5)(27)^2(0.72)} \right] \\ &= 2.0 \times 10^7 \text{ Pa}. \end{aligned}$$

影响热应力的因素

7.44 根据弹性条件算出的热应力往往并不能完全描述材料的实际行为。例如, 如果算出的热应力并未超过屈服强度, 看来似乎设计是恰当的。但这不一定正确。由于存在热循环, 例如在稳压器或压力容器内材料会发生热疲劳而破坏, 虽然此时热应力仍在弹性极限内, 而且从静态观点看应力也不算太大。因此, 对材料的要求取决于负荷的特性, 即可能发生的热疲劳究竟是属于低负荷、高循环次数的类型, 还是高负荷、低循环次数的类型 (§ 7.17)。

7.45 另一个需要考虑的因素是蠕变。由于在较长时间内塑性流动的结果, 热(或其它)应力可能消除。然而, 部件尺寸的变形最后可能变得过大, 特别是燃料包壳材料, 此时蠕变将代替热应力成为设计的限制因素^[5]。

7.46 目前已经提出了各种非弹性或粘弹性行为理论, 并应用于热应力分析中。当有蠕变存在时, 热应力、机械应力与辐照引起的应力之和可能实际上超过了通常的容许设计应力。为了处理这种情况, 已提出了几种不同的方法; 其中较好的一种方法已载入§7.24内提到的ASME锅炉与压力容器规范第Ⅲ节中。

材料中的辐照效应

一般原理

7.47 反应堆内的一个特点就是存在有各种类型的强烈核辐射。这些辐射足以使材料的物理与机械特性发生显著的、往往是破坏性的变化。因此必须对拟用于反应堆内的各种材料的辐照效应加以考虑。本章的讨论限于燃料以外的材料; 关于反应堆燃料的辐照效应则留待下章讨论。

7.48 核反应堆内的辐射主要包含 α 及 β 粒子(由放射性衰变产生)、 γ 射线、中子以及裂变产物。虽然严格说来裂变产物并非核辐射,但它们的行为十分类似于 α 粒子,只不过其质量与能量比 α 粒子更大得多。就燃料以外的材料而言,它们多半是金属材料,主要接受中子的辐照。高能的裂变产物与放射源产生的 α 粒子射程都很短,从而它们的效应局限在燃料之内;因此,它们对其他材料几乎毫无影响。不过后面将要看到,在其他材料内由中子的 (n, τ) 反应所产生的 α 粒子可能会导致严重的后果。 β 粒子与 γ 射线能引起电离与电子激发,但除了对于非金属如水与有机物以外,对金属并不会引起永久性的破坏。在金属中,电子的激发能迅速变为核的振动能,随即以热能形式消散。

7.49 中子对材料的效应主要来源于中子的动能以某种形式转移给材料的原子核。这样,由 (n, γ) 或其他中子-核反应或弹性散射产生了高能的反冲核。如果反冲核的能量足够大,它就可能脱离它在固体晶格内原来的正常(或平衡)位置,于是就形成了永久性的物理变化。这种由核辐射导致原子位移从而破坏晶格的效应通常称为“辐射损伤”。图7.5内总结了核辐射(特别是热中子与快中子)与固体的相互作用;其详细情况将在以下各节阐述。

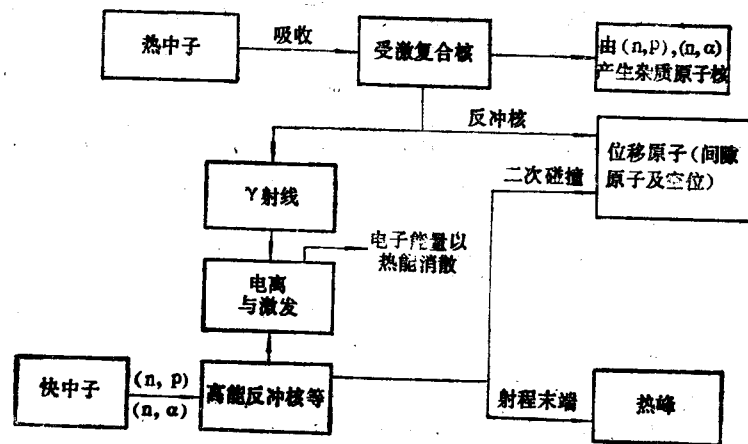


图7.5 热中子和快中子与固体的相互作用

原子位移

7.50 如果反冲核的能量超过某一最低值(称为位移能量),对多数金属大约25—30eV,则此反冲原子(或“受击”原子)将由晶格内的平衡位置上逃出。在一般情况下,初级反冲原子具有足够大的能量,还可以撞击另一原子并使之移出晶格,后者成为次级反冲原子。这一过程可以一直延续下去,直到最后一个反冲原子的能量不足以将另一个原子撞离它的平衡位置为止。这样,当高能辐射粒子与固体内的一个原子发生初次反应后,将会产生一连串的反冲原子。如果初级反冲原子(或核)是由快中子或其他高能重粒子的弹性碰撞产生的,这种效应特别重要;因为在此情况下初级反冲的能量极高,能够引起一大串的次级反应。

7.51 为了计算这种串级反冲效应中的位移原子数,已发展了几种计算模型^[6]。下面将推导常用于计算金属(单原子固体)中串级效应的一个公式。假设由能量为 E 的快中子从晶格中击出一个原子,并将能量 T 转移给它,令 $\nu(T)$ 为由初级反冲引起的串级反应中平均的位移原子数。若原子位移终止时的反冲原子能量为 C ,则 $\nu(T)$ 近似等于 T/C ;此时假定

每次移出一个原子时晶格结合能损失（几个eV）可以忽略不计。^{*}

7.52 按下列方式可找出 C 与位移能 E_d 之间的关系。当反冲原子与晶格中的一个原子相撞时，平均而言，反冲原子的能量与受撞原子均分。为了要离开平衡位置，受撞的（晶格）原子至少必须获得 E_d 那么多的能量。因此，仅当反冲原子的能量大于或等于 $2E_d$ 时，受撞原子才有可能发生位移。因此，可以得到 $C \approx 2E_d$ ，而

$$\nu(T) \approx \frac{T}{C} \approx \frac{T}{2E_d}. \quad (7.10)$$

当撞入的快中子能量在MeV范围内时， T 一般至少为 10^4 eV以上，而金属的 E_d 才25—30eV；结果，一个撞入的快中子将能产生几千个位移原子。然而，下面将很快看到，许多（或大部分）初始位移都是暂时的。

7.53 辐射损伤中所考虑的重要问题之一就是一定量的辐射所引起的位移原子总数。在这方面起决定作用的量是辐射注量（或积分通量），它代表总辐照量。辐射注量一般定义为辐射通量 ϕ 对辐照时间 t 的积分（参看§4.71），但如通量为常数，则注量简单地等于 ϕt 。对中子而言，通量等于 $n\nu$ ，其中 n 为中子密度而 ν 为中子速度，故中子注量常常用 nvt 表示，其单位为 n/m^2 。在中子辐射的研究中，辐射注量一般指等于或大于某一给定能量的中子积分通量。

7.54 虽然以下的处理以中子为对象，但此方法对其他类型核辐射同样有效。中子弹性碰撞引起的位移产生率 \dot{n} 可以用熟知的形式表示为中子通量与有效宏观位移截面之积（§2.118）：于是

$$\dot{n} = N\sigma_d(E)\phi(E), \quad (7.11)$$

其中 $\sigma_d(E)$ 为微观位移截面， $\phi(E)$ 为能量 E 的中子通量， N 为发生位移现象的靶材料原子密度。位移截面的定义为：

$$\sigma_d(E) = \int_{2E_d}^{T_m(E)} \nu(T)\sigma(E,T)dT, \quad (7.12)$$

其中 $\nu(T)$ 由方程(7.10)给出，而 $\sigma(E,T)$ 为能量 E 的中子与受撞原子在一次弹性碰撞中转移动能 T 的微分截面（以每单位能量计）。

7.55 方程(7.12)内积分下限为一受撞原子能在晶格内产生位移所需的最小能量，即方程(7.10)内的 $2E_d$ ；而积分上限 $T_m(E)$ 则为能量 E 的中子在一次碰撞中所能转移给受撞（或反冲）原子的最大能量。由方程(3.49)与(3.53)显然可见：

$$T_m(E) = (1-\alpha)E = \frac{4A}{(A+1)^2}E,$$

其中 A 为靶核的质量数。由于金属原子核的 A 值一般很大，因此有

$$T_m(E) \approx \frac{4}{A}E.$$

^{*} 由于结合能是打破金属间键的可逆反应能量，其数值远小于位移能（约25—30eV）。在前一种过程中，晶格中的原子缓慢地沿阻力最小路线由平衡位置转移到非平衡（晶格间）位置（§7.62），同时容许邻近的原子“松弛”其能态以容纳被转移的原子。然而，在后一种位移过程中，原子核被骤然一击，并以高度不可逆的形式迅速冲入晶格间位置，既不遵循阻力最小路线，又没有时间让邻近的原子松弛其能态。

7.56 按方程(7.10), $v(T) \approx T/2E_d$; 此外, $\sigma(E, T)$ 的一个合理近似式为:

$$\sigma(E, T) \approx \frac{\sigma_s(E)}{T_m(E)},$$

其中 $\sigma_s(E)$ 为靶材料对能量 E 中子的弹性散射总截面。将以上结果代入方程(7.12)并进行积分, 可得

$$\sigma_d(E) \approx \sigma_s(E) \frac{T_m^2 - 4E_d^2}{4T_m E_d}, \quad (7.13)$$

其中 T_m 实际上为 $T_m(E)$ 。由于 $4E_d^2$ 远小于 T_m^2 , 在分子中可将前者忽略不计; 同时, 若用 $4E/A$ 代替 T_m , 则方程(7.13)变为

$$\sigma_d(E) \approx \sigma_s(E) \frac{E}{AE_d}.$$

因此, 由方程(7.11)可得

$$\dot{n} \approx N\phi(E)\sigma_s(E)E/AE_d. \quad (7.14)$$

现在中子注量等于中子通量(常数)与照射时间 t 之积; 因此, 位移原子的总数等于 $\dot{n}(E)t$ 。这样, 倘若已知或可估计靶材料的弹性散射截面, 则可由上式算出位移原子的数目。

例题7.4 一块钢(或铁)样品受平均能量为0.1MeV的中子照射到 10^{24} n/m²; 试估算其中铁原子发生位移的份额。

解: 位移原子份额可表为 $n(E)/N$; 可由方程(7.14)两边均乘以 t 再除以 N 求出, 即

$$\frac{n(E)}{N} \approx [\phi(E)t] \frac{\sigma_s(E)E}{AE_d}.$$

其中 $\phi(E)t$ 为中子注量, 即 10^{24} n/m², E 为0.1MeV(10^5 eV), A 对铁为56, E_d 可取25eV。在此中子能量下的中子散射截面约为 $3\pi R^2$ (§2.156), 其中 $R \approx 1.3 \times 10^{-15} A^{1/3}$ 为靶核的半径 (§2.165); 因此, $\sigma_s \approx 2.3 \times 10^{-28}$ m²。故得,

$$\frac{n(E)}{N} \approx \frac{(10^{24})(2.3 \times 10^{-28})(10^5)}{(56)(25)} = 0.016.$$

此份额有时称为原子的位移率(dpa)。

7.57 在前面推导方程(7.14)的简化处理中, 所求得的结果为原子的初始位移总数估计值; 产生永久性位移的原子数将远小于此值, 特别在高温下更加如此。在长期辐照之下, 即当中子注量值甚大时, 许多发生初始位移的原子又将返回正常(稳定)晶格位置, 即自动产生部分“退火”效应(参看§7.63)。然而, 即使在低的注量下, 仍有若干因素会导致永久位移的原子数小于方程(7.14)的计算值。例如, 电离与激发过程(见图7.5)会导致能量的损失。但在对单晶的研究中发现了最重要的一个因素。由于金属晶体具有规则的几何形状, 受撞原子往往只能沿某些特定的方向逃逸, 而在这些方向上沿途晶格位置较少; 于是这些原子将不断损失少量的能量而不致引起其他原子位移。然而, 尽管如此, 在某些具有实际意义的情况下, 例如快中子堆内注量为 10^{23} n/m²量级时, 所产生的位移数目之大已足

以使堆内材料的物理与力学特性发生明显的变化。

间接原子位移

7.58 慢中子不会直接引起原子位移，但它们通过辐射俘获 (n, γ) 反应 (§2.80) 间接产生这种效应。当中子俘获产生的受激复合核发射 γ 光子时，余核产生反冲。按下述动量守恒关系可计算此反冲能的大小。光子的动量等于 E_γ/c ，此处 E_γ 为光子能量， c 为光速。若反冲原子质量为 A ，则其反冲速度 v 满足

$$\frac{E_\gamma}{c} = Av,$$

其中所有量均以SI单位表示。反冲能 E_r 等于 $\frac{1}{2}Av^2$ ，因此

$$E_r = \frac{E_\gamma^2}{2Ac^2}.$$

将能量改用MeV而 A 用原子质量(或重量)单位表示，结果为

$$E_r = 5.4 \times 10^{-4} \frac{E_\gamma^2}{A}.$$

7.59 在 (n, γ) 反应中产生的 γ 射线最大能量约为6—8MeV，因此对于低质量原子，例如 $A=10$ ，反冲能量可达2—3keV。此估计值偏高，因为其中未将通常发生的 γ 光子级联发射效应估计在内。由于使原子发生位移仅需25—30eV，因此上述反冲能量足以引起许多原子位移。在热中子反应堆内，热中子通量一般大于快中子通量；故若该材料具有较大的辐射俘获截面，则由 (n, γ) 反应引起核反冲所造成的辐射损伤与快中子造成的损伤相当(甚至更大)。其他的中子反应如 (n, p) ， (n, α) 等等也会引起核反冲，但这些反应在热中子反应堆内微不足道。

辐照损伤机制

7.60 由理论分析、计算机模拟与实验观察均表明一个高能粒子所产生的一连串受撞核通常都聚集在该粒子初始运动方向的沿途。这种影响区称为**位移峰**，其总长度在10nm量级，其中包含几百个移位原子。如果出现许多这样的位移峰，将会改变靶材料的性质。

7.61 象快中子这样的高能粒子自然会经历几次弹性碰撞 (§3.67)；但平均说来，绝大部分能量将在第一次碰撞中转移给受撞核。此种现象决定了位移峰的特征。当中子慢化到其能量不足以再引起原子位移时，其剩余的大部分能量将以靶核振动能的形式在极短距离之内消散，即表现为热能。于是，材料内产生局部的高温，即产生一个热峰。

7.62 研究辐照损伤机理的一种更为基本的方法就是进一步详细分析受撞核的行为。当原子由晶格位置上被击出后，就在原来正常(或平衡)位置上留下一个**空位**。由中子(或其他辐射)产生的部分受撞核最终会填补其他原子生成的空位。然而，尽管材料中存在许多空位，并非所有受击原子都恰好能找到一处邻近的空位加以填补。于是这些未能填补空位的受击原子只好停留在平衡位置之间的非平衡晶间位置上。这种原子称为**晶间原子**，或称为**间隙原子**。每出现一个由辐射产生的间隙原子都意味着在材料中某处存在一个空位。此种晶格空位与相应的间隙原子合起来称为一个**弗伦克尔对**(Frenkel pair)或**弗伦克尔缺陷**(Frenkel

defect)。固体通常总含有若干弗伦克尔缺陷，但在快中子照射下此种缺陷数目大为增加。

7.63 空位与间隙原子两者均在固体内作随机运动，其速率随温度升高而增大。间隙原子可以徙动到另一个非平衡位置上；而当一个原子由其平衡位置移入邻近的空位内时，就留下一个新的空位，这实际上相当于空位的徙动。在此过程中，如果一个间隙原子恰好填补了一个相邻的空位并停留在其中，则两者互相湮没。然而，更常见的是间隙原子与空位消失在“阱”内，例如由辐照引起的或固有的位错（见下节）以及固体内的晶粒边界等。

7.64 如果温度高到足以使间隙原子与空位易于徙动但却不足以使之复合或移动到阱内消失，则在辐照作用下能保持相当密集（过饱和）的缺陷存在。在此情况下，间隙原子易于集聚形成近似于圆形的两维碟状或盘状，一般称之为间隙原子环。继之而出现相邻原子层的整个塌陷（或重新排列），就在固体内产生位错环。另一方面，空位也会集聚，或者形成两维的空位环然后塌陷成为位错环，或者形成一种三维缺陷（称为空洞）。间隙原子与空位的这种行为上的差异对于决定金属在辐照下的肿胀特性具有重要影响，这是许多金属在一定温度范围内受快中子或其他粒子照射后经常发生的现象。

金属辐照后的一般效应

7.65 表7.1内列出了金属受快中子与其他高能粒子辐照后的一般物理与力学效应。就快中子而言，当注量小于 10^{22} n/m^2 时，辐照效应小得难以测出；当注量进一步加大后，辐照效应也迅速增加，此效应可能在注量甚大时接近某一极限。在同等注量下，温度愈高则辐照效应愈小。温度升高促使金属内由辐照产生的弗伦克尔缺陷复原（或退火）；而且间隙原子与空位的徙动随温度而增加，从而可望加快其消失。

表7.1 金属在快中子辐照下的一般效应

数值增加	数值减小
屈服强度	韧性
抗拉强度	应力-破坏强度
脆性转变温度	密度
杨氏模量（变化很小）	冲击强度
硬度	热导率
高温蠕变率（辐照时）	

7.66 材料经辐照后，其屈服强度与极限抗拉强度均增加，但前者增加更多。同时，如图7.6定性所示，塑性流动范围减小。这是包括钢与铝合金在内的许多金属中具有代表性的特点。因此，材料辐照的结果使其韧性减小。正如所预料那样，材料受中子辐照后其脆性转变温度往往显著升高。

7.67 由核动力系统设计的观点来看，材料辐照的最重要效应就是脆性转变温度的升高。反应堆压力容器长期经受各种能量中子的辐照，其中包括由堆芯漏出的裂变中子。因

• 位错一词一般指晶格中的较大缺陷，这是由一条线或一个平面上的原子均由其正常位置上发生位移而引起的。结晶过程、固体变形或包括辐照在内的其他方式都会引起位错。

此，在反应堆运行期间，压力容器钢材受快中子辐照的注量持续增加，从而脆性转变温度不断上升。

7.68 当然，脆性转变温度不大可能上升到接近钢材正常运行温度的地步。但存在这样的可能性，即当反应堆停堆之后，堆内压力仍然很高，而温度却降到脆性转变点之下。此时将会发生脆性破坏。因此，应特别注意中子辐照对压力容器钢材脆性转变温度的影响。

7.69 美国核安全管理委员会要求所有水冷动力堆都要遵照执行ASTM标准^[8]中对压力容器钢材规定的监督计划。每座压水堆内至少需放五块压力容器钢材的试样，其位置需保证样品所处的热工条件与所受照射的中子通量至少不低于（但通量不得高于三倍）运行时压力容器内壁相应的最大值。在整个反应堆运行寿期内，按预定计划逐一取出试样，进行冲击试验与其他试验。

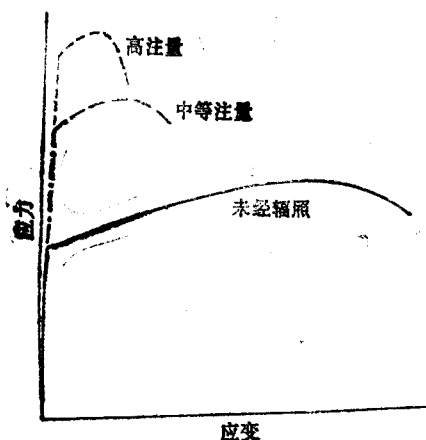


图7.6 中子对各种金属的辐照效应的定性图示

7.70 一般说来，凡在无辐照条件下能使脆性转变温度降低的因素，同样可以减轻辐照引起脆性转变温度升高这一效应。钢材晶粒细化是有利的，因为它可以降低脆性转变温度从而防止脆性破坏。此外，奥氏体钢受辐照的影响似乎比铁素体为小。钢内所含杂质，如磷、铜与钒，都会使脆性转变温度升高，因此必须避免。在无辐照条件下将钢材加热到高于运行温度约 100°C ，可以部分地使脆性转变温度复原。然而，对于运行中的反应堆，很难进行这种处理。

7.71 由于压力容器钢材经受交变温度作用，因此必须考虑疲劳破坏问题。如§7.17内所述，此时可能发生的高负荷、低频率的疲劳破坏，其起因与材料韧性有关。可以预料，由于辐照引起韧性减小也会加速疲劳破坏。然而，初步迹象表明，辐照对于疲劳破坏的影响甚小^[9]。

与温度有关的肿胀

7.72 在某一温度范围内，辐照往往会使金属材料的密度降低，从而使该材料的体积增大，故称肿胀。在快中子反应堆内，不锈钢的结构部件与燃料棒包壳在运行温度下受快中子辐照而产生肿胀，已经成为设计中严重关切的问题。这种肿胀会使冷却剂流道尺寸发生变化，同时也会阻碍控制棒的自由运动。肿胀随中子注量而增加。若按体积增大的比例计算，某些不锈钢材料受到 10^{27}n/m^2 辐照后，肿胀会达到15%之多。在后面讨论到具体的钢材时，还将详细说明此现象（§7.104）。目前只初步地说明有关肿胀的某些普遍现象，以便读者对此有一概念。

7.73 一般只当材料温度在 $0.3-0.5T_m$ 时肿胀现象才比较明显，此处 T_m 为金属的熔点，以K计。无论在低于或高于此温度范围，肿胀程度都轻得多。例如，当一块不锈钢样品在无应力情况下受中子辐照，若样品温度低于 350°C ，即使注量甚大，肿胀仍然很小。随着温度的升高，肿胀逐渐增加，到 600°C 左右达到最大值，然后又减小，到 700°C 时可忽略不计。

在由350°C到700°C的范围内，肿胀随中子注量而增加，并趋于一极限值。在更高的温度下，肿胀一般很小，但不锈钢在拉应力作用下也会使肿胀增加。正如无应力情况一样，由应力引起的肿胀在更高的温度下又减小到可以忽略不计的程度。

7.74 由辐照引起肿胀的机理一般根据缺陷环和空洞的特性加以解释 (§7.64)。间隙原子的集聚在正常原子平面之间形成附加的原子盘(或环)会使晶格膨胀。如果空位也聚集成类似的空穴环，则晶格将相应地收缩，可以抵消间隙原子环所引起的膨胀。然而，如前所述，空位也会集聚成为三维的空洞，从而起不了体积收缩的作用。结果，在形成空洞的条件下，辐照将导致肿胀。不锈钢正属于这种情况。不锈钢(及其他材料)在500°C左右长期受辐照后，可以观察到有直径50—500nm的空洞。但某些材料(如锆)内的空位易于形成空位环而不形成空洞，因此不会发生辐照肿胀。

7.75 肿胀的温度效应机理十分复杂，但也可以简单地解释如下。温度较低时，间隙原子与空位的徙动率都很小，因此环与空洞的形成十分缓慢。另一方面，当温度很高时，徙动率很高，足以产生退火效应；间隙原子与空位由复合或进入阱内而消失。因此，只有在中间温度范围内才可能生成足够数量的间隙原子环与空洞，以致引起辐照肿胀。

7.76 由(n, α)反应产生的微量氦以及金属内的其他杂质会增加辐照产生的空洞浓度。显然这些气体杂质并非生成空洞的核心，但它们会促进空洞的成长并加剧肿胀。由于奥氏体不锈钢含镍，看来无法防止在辐照后生成氦原子(见表7.3)。稳定同位素镍-58俘获中子生成镍-59，后者具有很大的热中子(n, α)反应截面(13b)。

7.77 在快中子反应堆内，要求燃料元件包壳和结构材料在350—550°C范围内承受达 10^{27} n/m²的快中子注量。若在现有的快堆内放入试件进行肿胀与其他辐照效，需应的试验要辐照好多年时间。采用粒子加速器以高能重离子轰击此种材料可以加快取得有用的资料。在此情况下，只需几天时间就可以达到相当于 10^{27} n/m²的辐照深度。为了近似地模拟快中子反应堆内的条件，可以首先用氦离子轰击待试验材料的薄箔以便向材料中渗入一些氦气。然后用高能碳离子(C⁴⁺)或其他重离子轰击该靶。肿胀的测量可以采用浸入法测其密度，或测其厚度的增加，也可在透射式电子显微镜上直接观察其中的空洞^[10]。这类试验对于发展快堆的燃料元件与结构部件特别重要。

氦脆化

7.78 不锈钢和其他金属一样会由于受辐照而硬化和脆化。在一定条件下，由镍-59等的(n, α)反应生成氦气泡会加剧脆化过程。在发生辐照脆化(和肿胀)的温度范围内，氦气泡的作用并不明显。然而，当温度更高时，空洞与间隙原子环由于退火作用而大部分消失后，不锈钢内的氦气泡却会引起严重的脆化效应。一般认为此种脆化是由于应力引起氦气泡在晶粒边界上生长的结果；这些气泡最后连成一片而导致晶间破裂^[11]。

感生放射性

7.79 材料吸收中子后往往生成放射性核。这种感生的放射性可能造成中子照射后的设备难于维修的问题。不仅如此，在水冷反应堆的一次冷却剂系统内，不可避免地含有一些腐蚀和侵蚀产物，后者在通过堆芯后可能被活化。要去除这类放射性将增加核电站放射性废物

处理系统的负担（见第九章）。

7.80 因此，在选取反应堆堆芯的结构材料时，必须考虑中子感生放射性的问题。应当优先考虑选用在中子照射下不活化或活化截面很小且其产物为短半衰期 β 放射体的材料。如果感生放射性衰减很快，则维修的困难将大为减小。

7.81 表7.2内列举了反应堆部件材料中常见的一些元素核，它们由于 (n, γ) 反应产生放射性。第四栏内所列微观截面系热中子数值，而最后一栏所列的 γ 射线能量为伴随着 β 衰变发射的 γ 射线最高能量。此外，天然丰度为26.2%的镍-60通过 (n, p) 反应还会生成钴-60。由 $(n, 2n)$ 反应产生的放射性核包括由钴-59产生的钴-58（半衰期7.2天，最高 γ 能量1.67 MeV）与由锰-55产生的锰-54（半衰期303天，最高 γ 能量0.84 MeV）。表中所列数据不包括半衰期短于1小时或最高 γ 能量小于0.3 MeV的那些核素。

表7.2 结构材料中金属核素的感生放射性

元素	同位素质量数	天然丰度(%)	热中子截面 σ_c (靶)	活化产物	半衰期	γ 射线最高能量(MeV)
铬	50	4.3	16	^{51}Cr	28d	0.32
锰	55	100	13	^{56}Mn	2.6h	2.1
铁	58	0.3	1.1	^{59}Fe	45d	1.3
钴	59	100	37	^{60}Co	5.3y	1.3
镍	64	1.2	1.5	^{65}Ni	2.6h	1.5
铜	63	69	4.4	^{64}Cu	12.8h	1.35
锌	64	48.9	0.8	^{65}Zn	250d	1.11
	68	18.6	0.9	^{69}Zn	13.8h	0.44
锆	94	17.4	0.06	^{95}Zr	63d	0.75
钼	98	23.8	0.13	^{99}Mo	67h	0.78
钽	181	100	21	^{182}Ta	112d	1.1
钨	186	28.4	38	^{187}W	24h	0.77

7.82 在表7.2中所列的诸元素中，钢的主要成分（铁、铬和镍）以及锆是反应堆堆芯或冷却剂系统内含量较大者。由于锆的中子俘获截面极小，因此其感生放射性并不重要。但另一方面，象钴、锰和钼等虽然在钢内仅是微量的合金元素，甚至只是杂质，却可能引起严重的中子感生放射性。

金属的腐蚀

电化学腐蚀与化学腐蚀

7.83 金属在水介质内的腐蚀一般由于其非均匀结构引起电化学反应而产生。即使在外观非常均匀的金属中也存在这类不均匀性，例如，杂质夹带、晶粒大小不同、晶粒成分不同、机械应力不同等等。有一些区域构成阳极，于是金属溶解，而另一些区域构成阴极，在

其上有氢气释出或氧化为水。于是，在阳极区域产生可见的腐蚀。

7.84 在某些情况下，阳极与阴极区域倾向于不断移动，从而金属表面的腐蚀显得相当均匀。但另一些情况下产生局部腐蚀，例如在一个麻坑或裂缝之内；这一类型的腐蚀一般要求在水内溶有相当量的氧。在此情况下，麻坑与裂缝底部的氧浓度低于介质内的平均浓度；于是，坑底继续构成阳极并不断扩大。

7.85 晶间腐蚀是另一类型的电化学腐蚀；这是一种晶界上的局部腐蚀，因为晶界对晶粒本身而言相当于阳极。对于某些不锈钢（例如304不锈钢），若热处理不当，则也会发生晶间腐蚀（见表7.3）。“刀口腐蚀”也是一种晶间腐蚀，它常在不锈钢焊缝的热影响区两侧出现。在焊接过程中产生的高温引起了合金元素的沉淀和局部成分的改变，由此促进了晶间腐蚀（§7.106）。

7.86 金属由于在水溶液中发生化学反应而引起相当均匀的腐蚀，一般与电化学腐蚀有别。然而，在化学腐蚀过程中，并不排除电化学反应的某些作用。某些金属（如铝及铝合金、不锈钢、锆及锆合金）与水的化学反应具有特殊意义；由于此时生成的产物为一层薄而致密的氧化膜，从而在很大程度上减小了进一步腐蚀的速率。例如，在不锈钢表面上通常会生成一层极薄的氧化铬（ Cr_2O_3 ）膜，就可以起这种保护作用。然而，在高温水中，由于铁离子会扩散穿过氧化铬薄膜而进入外表面，从而生成附着力不强的氧化铁（ Fe_3O_4 ）膜。

侵蚀与摩擦腐蚀

7.87 此处侵蚀系指流动液体对金属表面的磨损。虽然它与腐蚀现象往往同时发生，但两者有所区别。纯粹的侵蚀是由于一种流体（例如反应堆一次回路系统内的冷却水）以高速冲向金属表面时，由于机械力的作用而使表面磨损的现象。这种情况可能在管道弯头与水泵内弯曲流道中发生，但如设计得当，可能部分避免。

7.88 侵蚀也会加快腐蚀速度。例如，高速水流可能冲刷掉不锈钢或锆表面上的保护膜，从而加速其腐蚀。这种效应类似于两个表面相互摩擦或撞击所引起的摩擦腐蚀；此时金属表面的保护膜被磨去从而加剧腐蚀。摩擦腐蚀常在机械连接的部件或振动的表面上发生。例如，燃料棒的锆合金包壳与支撑格架相接触处就可能发生这种摩擦腐蚀。

应力腐蚀断裂

7.89 金属在应力下由于腐蚀而破坏的现象称为应力腐蚀断裂。即使当无应力情况下的腐蚀率极小，在有应力情况下也可能发生腐蚀而破坏。应力腐蚀断裂对于奥氏体不锈钢特别重要（见表7.3），当水内含有氯（及氧）离子或碱金属的氢氧化物时更加显著。如水内溶有氯，则氯离子比氢氧基作用更大。据报道，核电站的某些部件曾发生过应力腐蚀断裂的实例，特别是蒸汽发生器，这是由于湿蒸汽内的氯离子所引起的。

7.90 在反应堆系统内防止发生应力腐蚀断裂的最有效措施是：设计恰当，选材合适，并使冷却水内的氢氧基特别是氯离子的浓度保持很低的水平。热交换器内应避免有死水区或缝隙，因为这些地方会使氯离子与氢氧基浓集。低合金钢在这方面不象高合金钢那样敏感，但也容易由水中氯离子引起应力腐蚀。然而，镍基合金却不受氯离子或氢氧基的影响（§7.113），

氢脆

7.91 虽然某些金属在氢气环境下会产生氢脆现象，但此处所讨论的主要是由于腐蚀而引起的氢脆问题。这对于水冷反应堆内用作燃料棒包壳的锆合金特别重要。锆受水腐蚀所产生的一部分氢与锆化合而生成另一种片状氢化锆相。因此，金属锆的韧性降低，变脆，很容易破裂。在氢化锆层内开始出现裂纹并很快在金属中传播。过去广泛用作燃料包壳的锆-2合金就很容易发生这种氢脆现象，特别是发生在表面缺陷附近。然而，改进后的锆-4合金则并不如此敏感（见§7.123）。

传质腐蚀

7.92 在快中子堆内，不锈钢与500°C以上的熔融钠相接触，可能发生传质腐蚀现象。在典型情况下，高温钠流将铁素体（高碳）钢内的碳溶出并转移到邻近的奥氏体（低碳）钢部件上。于是，两种钢的机械性能都变坏了。因此，在有钠流动的系统内，应避免同时采用铁素体与奥氏体钢制作的部件。

7.93 液体钠使碳转移的另一种更为常见的现象，就是由于钠系统内两个部件温度不同而发生的传质。碳在热端溶于钠内，而在冷端由于溶解度减小而析出。传质率随着温差的增大而增加。虽然这种脱碳现象只发生在钢的表面，但其后果已足以使某些钢材的破坏极限强度显著降低。

7.94 高温钠内的传质现象与其中的含氧量有关。因此，后者必须加以控制。在许多情况下可采用“冷阱”方法。所谓冷阱系指主冷却剂回路内的某一区域（例如一个旁路）保持较低温度（如170°C左右）。在此冷阱内，由于氧在钠中的溶解度随温度而减少，故以氧化钠固体形态析出，可以定期除去。如果采用冷阱还不能使钠中的含氧量减少到允许的程度，可以采用另一种“热阱”。在温度约为600—700°C的热阱内，利用一种金属固体（如锆屑或海绵锆）与氧产生化学反应而将氧除去。

结构材料与包壳材料

一般性要求

7.95 反应堆系统总是包括堆容器（例如水冷反应堆的压力容器），堆芯部件的机械支撑结构，冷却剂管道，以及燃料元件的包壳。虽然制造上述各种部件材料的要求随堆型而异，但可以列出某些一般的特性。材料的力学性质，如抗拉强度、韧性、冲击强度和蠕变等，必须满足运行温度下的设计要求；这些材料必须能够加工或连接（如焊接）成所需的形状；材料的导热性能必须良好，以便使热应力减到最小；膨胀系数必须较低，或与其他材料相匹配；此外，所用的材料还需有良好的抗辐照损伤与抗腐蚀的性能。

7.96 除了上述物理与力学的要求之外，材料的核性能也必须满足要求。必须考虑核与中子作用的两方面影响：一方面是前述的中子活化效应，另一方面是俘获（更普遍而言是吸收）中子对反应堆临界状态的影响。热中子反应堆堆芯内所用的材料的一项重要要求就是它

必须具有相当小的中子吸收截面。如果截面过大，则不论其力学或其他性能如何优越，也不能用于堆芯内。如果考虑其他的补偿因素，也可以容许采用中等截面的材料，但此情况下必须在堆芯内装入更多的裂变材料以补偿反应性损失。

7.97 在快中子反应堆内，选择材料时对中子截面的要求不象热中子反应堆内那样严格。快堆内易裂变材料与结构材料数量之比，较热堆内的比例大得多。因此，宏观裂变截面与杂质俘获截面之比也相应较大，从而中子利用较好。所以有些在热堆内无法使用的材料可以用在快堆内，因为在后一情况下，它们所俘获的中子对于中子利用率的效应不象热堆内那样显著。快中子反应堆对材料的主要要求为：高熔点；在快中子注量甚大的辐照情况下保持满意的物理与力学性能以及低的肿胀率；抗腐蚀性，特别是能抗钠的腐蚀。

7.98 只有四种元素具有很小的热中子吸收截面 ($<0.24b$) 与较高的熔点；即铝、铍、镁及锆。其中铝、镁与锆三种已用于燃料元件包壳。高纯铝 ($>99\%$ ，如1100系列) 已用于温度在 100°C 以下的水冷低功率的研究、训练以及材料试验反应堆。也曾研制了可以在更高温度下抗水腐蚀的铝合金。但由于其强度较低，并未用于动力堆内。含有少量铝、铍和锰的镁合金(镁诺克斯)，被用于英国的石墨慢化、二氧化碳冷却的动力堆内作为金属铀元件的包壳。第三种元素锆是目前水冷动力堆内燃料包壳所用锆合金内的主要成分，这将在后面 (§7.114等) 详加讨论。

7.99 铝在一定范围内被用作结构材料，但由于其蠕变强度甚低，因此不适用于超过 300°C 的条件下。过去曾认为铍(及其氧化物)可能广泛应用于热中子堆内，但结果并不如此。另一方面，虽然不锈钢的主要成分如铁、铬及镍都具有颇大的热中子吸收截面(分别为2.6, 3.1及 $4.4b$)，但由于在 300°C 以上它的强度很好而且抗水腐蚀性突出，因此目前广泛用于水冷动力反应堆内作为结构材料。同时，不锈钢还用于快中子反应堆内作为燃料元件包壳及结构材料。压力容器则一般用低合金碳钢制造，内壁衬以抗腐蚀合金。最后，某些镍基合金也颇有应用前途。这些材料的特性将在后几节介绍。

表7.3 反应堆用的奥氏体不锈钢

AISI型号	C(最高%)	Cr (%)	Ni (%)	其它元素
304	0.08	18.0—20.0	8.0—11.0	—
304L	0.03	18.0—20.0	8.0—11.0	—
309S Nb	0.08	22.0—26.0	12.0—15.0	Nb (最小 $8\times\text{C}$)
316	0.10	16.0—18.0	10.0—14.0	Mo (2.0—3.0%)
316L	0.03	16.0—18.0	10.0—14.0	Mo (1.75—2.5%)
317	0.08	17.0—19.0	9.0—12.0	Nb (最小 $10\times\text{C}$)

不 锈 钢

7.100 表7.3内列出核反应堆系统内常用的几种奥氏体不锈钢的成分。这些不锈钢都是铁原子的面心立方体结构，其中的碳以晶间固溶体形式存在；其他合金元素则在立方体晶格上取代了相当数量的铁原子，奥氏体不锈钢耐腐蚀性能良好，并具有很高的强度；但在快

中子辐照下性能有所退化。各种奥氏体不锈钢的力学性能相差不多，在表7.4内列出其退火状态下的数值。然而，通过冷作可以大大提高其强度。在高温下的抗拉与屈服应力稍低（见附录，表A.6），但在快中子反应堆的运行温度下其强度仍是良好的。

表7.4 退火状态奥氏体不锈钢在室温下的典型力学性质

抗拉强度	515MPa
屈服强度（0.2%偏移）	205MPa
伸长（破坏时）	40%
断面收缩率	50%
弹性模量	200GPa
泊桑比	0.29

7.101 在水冷反应堆内，用不锈钢制造的部件包括管道、泵、堆芯吊篮（或围筒）和热屏等（§10.21）。在早期的水冷动力堆内，尽管不锈钢主要成分的热中子俘获截面相当大，仍然将其用于燃料元件包壳，这主要是由于其价格远低于锆合金之故。然而，目前只有钠冷快中子增殖堆（LMFBR）才用不锈钢作燃料的包壳材料，因为这种反应堆内结构材料的俘获截面影响不大。

7.102 除了奥氏体不锈钢外，具有体心立方体结构的铁素体不锈钢在反应堆系统内也有一定的用途。这类不锈钢包括405、430和460系列，其中不含镍，但约含有1%重量的锰及硅。铁素体不锈钢用于抗腐蚀要求不高但要求膨胀系数很低而热导率很高的条件下，而这些性能正是奥氏体不锈钢难于满足的。铁素体钢较易焊接与加工，而且较不易发生应力腐蚀破裂。

7.103 尽管各种不锈钢在不同环境下性能大同小异，但仍然必须对运行环境与应力条件进行透彻研究之后再慎重选定最合用的型号。正如一般金属的特性那样，快中子辐照会导致抗拉与屈服强度的增加；但必须记住，与此同时材料的塑性流动范围减小。选材时需要考虑的问题包括：（1）辐照引起的肿胀，（2）辐照引起的蠕变，（3）晶间腐蚀与应力腐蚀断裂，（4）侵蚀，（5）由于热导低而引起热应力过大，以及（6）生成一种脆性的中间相（西格马相）。

7.104 在通常的几种奥氏体钢之中，316钢的辐照肿胀最小；冷作将显著地减少肿胀而且使肿胀最大点的温度提高（§7.73）。已进行了许多努力希望找出肿胀份额 $\Delta V/V$ （其中 V 为初始体积而 ΔV 为辐照引起的体积增加量）与温度和快中子注量之间的经验公式。这类方程式对于设计快堆燃料元件特别有用。然而，在一般情况下，采用图7.7内的简单曲线即已足够^[12]。图中纵坐标为每照射 10^{26} 快中子注量（超出一个规定的预照射注量后计值，本场中该值为 $7 \times 10^{26} \text{ n/m}^2$ ）所引起的 $\Delta V/V$ 的百分数。对于冷作效应为20%的商业型号316不锈钢，即目前推荐用作LMFBR包壳和堆芯部件的材料，其最大的肿胀发生在约580°C处。因此，在该温度下注量达到 $1.5 \times 10^{27} \text{ n/m}^2$ 时，肿胀率约为17%。由于快中子反应堆内材料肿胀问题比较严重，近来致力于发展一种肿胀比316型不锈钢为小的材料。通过添加少量的合金元素，如硅与钛的混合物^[13]，可以改善不锈钢的微观结构从而改善其肿胀特性。

7.105 在快中子增殖堆的运行工况下，中子辐照会加大奥氏体不锈钢的蠕变。蠕变量取决于中子通量与注量、所加的应力、冶金条件以及温度；但其细节仍有待研究^[14]。在许多快中子反应堆的设计中涉及高温辐照下同时发生肿胀与蠕变的问题；因此，目前又在研究这两种变形机制的综合效应。

7.106 当某些中等含碳量的不锈钢（如304型）在480—760°C范围内退火时，碳化铬在晶界上沉淀，从而相邻部分的金属中缺铬。这一过程使此种钢材对于水溶液腐蚀“敏化”，因为缺铬区对于母体金属而言构成了阳极。在焊接过程中发生的这种局部敏化将导致沿焊缝出现刀口腐蚀。如将此类钢材升温到870°C以上退火，然后急速冷却，可以使碳化铬重新溶解，从而使之稳定。但若在现场进行焊接，则可能无法退火。此时必须使用低碳的304L钢或含铌的309SNb及347钢；铌很容易与碳化合，从而阻止碳化铬的沉淀。

7.107 如果水中含有少量氯离子，则可能产生晶间腐蚀，特别是应力腐蚀断裂。例如，水内仅含1ppm的氯就可使347型不锈钢在应力腐蚀下迅速破坏。因此，在水冷反应堆系统内必须严格控制所用的材料与部件，不得有含氯的化合物。某些本来稳定的有机除油剂，如三氯乙烯，在辐照下会在水中生成氯化物；另一些化合物无需辐照也会分解为氯化物。除了控制水中的氯离子外，应将pH值调整为略偏碱性，从而使总的腐蚀速率降低。此外，在压水堆内，冷却水内应溶入氢气使其氧含量保持在很低的水平（<0.14ppm）（§7.153）。辐照对于不锈钢的腐蚀没有明显的影响。

7.108 在高温水内，不锈钢表面生成的氧化膜的主要成分为氧化铁（§7.86）。当水的流速较高时，这层氧化膜易于受侵蚀而脱落，结果加速了钢的腐蚀。此外，脱落的氧化铁形成了不溶性的残渣，由于俘获中子而带放射性。如前所述，通过改进管系等设计可以减轻侵蚀。

7.109 在§7.103的第（6）款内曾指出，不锈钢在高温下生成西格马相，可能导致脆性破坏。这种西格马相特别容易在焊缝的高铁素体填料中生成，后者本来是为了避免焊缝破裂的。西格马相的出现随时间而增长，开始时生长较慢，以后迅速发展。这种脆性相通常在540°C以上才生成，但在快中子辐照下其生成温度较低。

7.110 如果只考虑主要成分，不锈钢的感生放射性似乎并不严重，因为铁的稳定同位素内只有铁-58具有较大的截面且其产物为强 γ 放射体，但其天然丰度极低（表7.2）。然而，生产不锈钢所用的镍内可能含有高达0.4%的钴，全部为钴-59。这种核素具有很大的热中子俘获截面（37b），其产物钴-60为半衰期较长的 γ 放射体。可以买到含钴量低到0.0012%的纯镍，但价格昂贵。在某些钢种内添加铌作为稳定剂时也遇到类似情况。铌内一般含有

• 控制pH值的主要目的在于阻止蒸汽发生器的换热面上结垢。

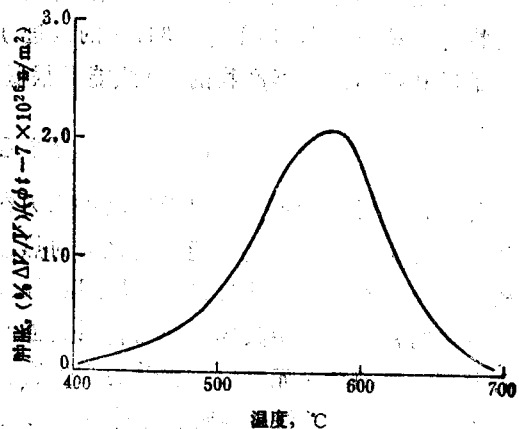


图7.7 冷作316型不锈钢的肿胀特性

〔当中子($E > 0.1 \text{ MeV}$)的注量大于 $7 \times 10^{26} \text{ n/m}^2$ 时，每 10^{26} n/m^2 注量的肿胀随辐照温度的变化^[12]。〕

钼，后者很容易俘获热中子而生成放射性核素钼-182（表7.2）。因此，专门发展了反应堆用的特种不锈钢，即348型（为347型的改进），其中含钼量低于0.1%。铬-50虽然具有相当大的中子俘获截面，但其产物的 γ 射线能量很低。

低合金碳钢

7.111 低合金碳钢是用于反应堆压力容器和其他部件的重要材料，这些部件不需要象不锈钢那样耐腐蚀，但要求能承受很大的热应力。在压水堆中，压力容器内壁堆焊上一薄层不锈钢或因科镍合金（§7.113）以加强其耐腐蚀性。在ASME规范（§7.24）内规定了厚壁压力容器的标准，其中具体指明材料系高强度的低合金钢，而非泛指一般的碳钢。这些合金钢内含有少量的合金元素以改善其力学性能。表7.5内列出了一种典型的压力容器用钢ASTM A 533-B的成分与其部分性质。这种钢与过去许多反应堆所用的ASTM A 302-B相似，但添加了少量的镍以改善其韧性（§7.14）。

表7.5 压力容器钢ASTM A 533-B的成分与力学性质

合金元素	重量%，最大值
碳	0.25
锰	1.50
磷	0.035
硫	0.04
硅	0.03
铝	0.60
镍	0.70
力 学 性 质	
抗拉强度 (MPa)	550—690
屈服强度 (MPa)	345
延伸率 (%)	18

7.112 图7.8内画出ASTM A 533-B钢在260°C下受快中子（能量 $>1\text{MeV}$ ）辐照时的力学性能变化情况^[15]。屈服强度与抗拉强度的增加与延伸率的下降表明了钢材的韧性随中子注量的增长而减小。韧性下降使钢材承受热应力的能力减小，但相应的脆性转变温度的升高却是对压力容器更严重的威胁。图7.9内画出A 533-B钢在含杂质铜为0.05—0.10%情况下的脆性转变温度增大的范围。含铜多的钢显示出辐照的影响更大^[16]。因此，必须尽量避免使脆性转变温度升高的杂质（§7.70）。对于典型压水堆，在运行40年之后，在堆芯中心平面部位的压力容器内壁快中子注量预计约为 $3 \times 10^{23} \text{n/m}^2$ 。在沸水堆内相应的快中子注量约低一个数量级。因此，沸水堆一般并不担心压力容器的脆性转变问题。

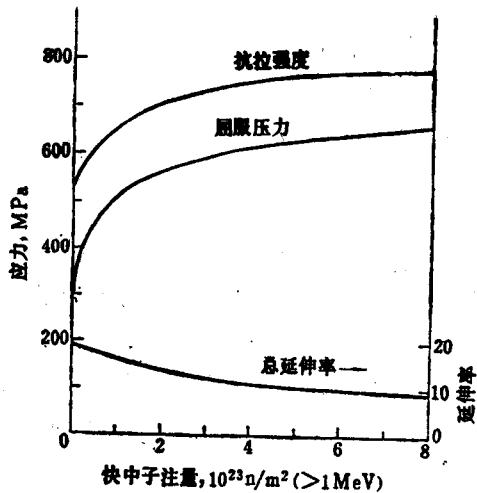


图7.8 压力容器钢ASTM A 533-B在260°C
下受快中子辐照对抗拉性能的影响^[113]

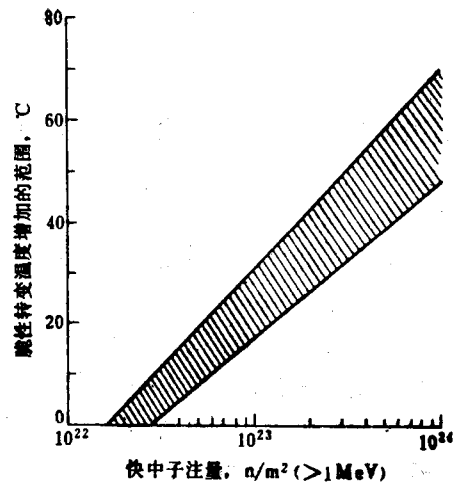


图7.9 A 533-B钢(含铜0.05—0.10%)
在290°C受快中子辐照时脆性转变温度的
增加范围

镍基合金

7.113 有几种以含镍为主的镍基合金具有良好的高温抗腐蚀性，因此已广泛应用于化工工业中。这类合金包括因科镍合金(Inconel, 约含15%Cr, 7%Fe及少量其他元素)和哈斯特合金(Hastelloy, 含15—30%Mo, 加上Cr, Fe等)。因科镍合金不易发生应力腐蚀，因此有时用于反应堆内代替不锈钢。然而，由于镍中所含杂质钴具有很大的中子活化截面，此种镍基合金只能用于堆芯以外，例如用作压力容器衬里或蒸发器内。有一种介于因科镍合金与哈斯特合金之间的镍基合金(称为INOR-8)曾被推荐用于熔盐增殖堆这种严峻的环境下作为压力容器与管道材料。这种反应堆设计为一种热中子(铀-233)增殖堆，其燃料为熔盐，包含锂-7、铍及锆的氟化物，并熔有易裂变材料浓集铀和可转换材料钍，其运行温度高达约650°C (§12.97)。另一种有希望用于反应堆的镍基合金为尼莫尼克(Nimonic) PE-16(含36%铁、17%铬、3%钼及1%钛)。它在高温辐照下的肿胀比不锈钢低得多，很有希望用于快中子反应堆内。

锆及锆合金

7.114 锆的热中子俘获截面很小(表7.2)；此外，它在水冷反应堆的运行温度下具有良好的抗水腐蚀性能。因此，锆合金已广泛用于水冷堆内作为燃料包壳材料。但为此目的，锆内所含的杂质铪(化学性质与锆非常相近)不能超过0.01%，因为铪的热中子俘获截面极大(102b)。但天然锆矿内不可避免地含有0.5—3.0%的铪，要将这种化学性质非常相似的杂质除去是非常困难的。尽管如此，已经发展了一种液-液萃取的方法，可以生产符合反应堆要求的锆材料。

7.115 通常用作燃料包壳的材料为锆-2和锆-4合金，两者的力学与抗腐蚀性能都远优

于纯锆。锆合金中所含的微量元素如下(%):

	Sn	Fe	Cr	Ni
锆-2	1.5	0.15	0.10	0.05
锆-4	1.5	0.20	0.10	0.007

两者的主要差别在于锆-4合金中含镍极少而含铁略多。

性 质

7.116 锆在室温与其熔点(1850°C)之间,以两种同素异形的变体存在:一种是紧密排列的六方体(α)相,一直稳定到862°C,另一种是体心立方体(β)相,在862°C以上稳定。在常温下的理论密度为 $6.49 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 。尽管锆的 α -相具有各向异性的六方体结构,它可以加工成为具有韧性的材料,其机械与加工性能类似于普通碳钢。它的热膨胀系数取决于晶粒的方向,对于轧制材料而言,其平均值约为 $5.9 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ 。热导率由25°C的23W/m·K减少到300°C时的19W/m·K。

7.117 由于杂质含量与加工方法的不同,各种来源的锆及其合金的机械性能相差很大。表7.6内的数据可以代表室温下锆与锆合金性能的平均值。合金的屈服强度与抗拉强度均优于纯锆。虽然这些强度随温度上升而减小,但即使在320°C时,锆合金的强度仍比纯锆在室温下的数值为高。含有2.5—3%铈和1%锡的锆合金比锆-2及锆-4合金的高温性能更好,但它的加工可能很困难。

表7.6 室温下的机械性能

性 能	锆	锆-2和锆-4
抗拉强度(MPa)	195	490
屈服强度(0.2%偏移)(MPa)	100	350
延伸率(%)	38	22
断面积收缩(%)	60	50

7.118 象其他金属一样,锆与锆合金受辐照影响其韧性减少而脆性增加(§7.66)。但辐照效应的大小不仅取决于已经确知的因素,如中子谱、中子注量及温度,而且还取决于材料的微观结构(或“织构”)。如前所述, α -相的锆(及锆合金)为各向异性构造,因而不同的加工方法可以得出不同织构的产品。因此,锆合金的辐照脆化特性取决于其加工过程^[17]。快中子辐照同样也使锆基合金的蠕变率增大。其应变率似乎与所加的应力大小以及温度两者有关。已经发展的模型表明,应变率受到不同的机制所控制,其中包括位错的作用,而这与应力大小有关^[18]。

加 工

7.119 锆与锆合金可用常规方法加工,诸如切削、热轧与冷轧、挤压和拉拔。冷作的材料在退火后具有良好的韧性,很容易进行切削。在加工中应避免渗入氧、氮和氢,因为这些杂质都会降低韧性。锆的部件也可用粉末冶金方法制造。这样制成的产品具有韧性,易于

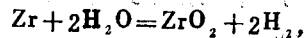
进行轧制、挤压或拉拔。然而，在操作锆粉末时必须特别小心，因为它在空气中会自燃。

7.120 锆金属具有优越的焊接性能，但必须在高纯的惰性气体（如氩或氦）保护下进行，以免受到沾污。熔融的锆具有溶解表面上的氧化物或氯化物膜的能力，因此能够得出非常完美的焊缝。锆的锡焊与铜焊也是可能的，但金属焊料会引起腐蚀问题，所以最好采用保护气体焊接。

腐 蚀

7.121 从反应堆设计的观点看，锆的最突出优点就是它在高温下抗水与蒸汽腐蚀的特性。然而，这种特性对于以下各种因素都很敏感：金属表面状态，各种痕量杂质，水的纯度以及氧与氮的存在。最后这两种元素，特别是氮，会增加高温水内的腐蚀率；同样，金属内的碳、钛和铝也会加速腐蚀。在205°C水中进行500小时动态腐蚀试验的结果表明，纯锆金属的抗腐蚀性按顺序优于不锈钢、铌、钽、碳钢和铝。适当的合金元素（如锆合金内的元素）可以抵消氮、碳等杂质的不利效应，因而进一步改善锆的抗水腐蚀能力。

7.122 优质锆（及其合金）在水内发生腐蚀时，其表面形成一层附着得很紧的氧化膜，它的厚度增加很缓慢。虽然这一反应通常用下式代表：



但实际上形成的氧化物是亚化学当量的，即 ZrO_{2-x} 。此氧化膜呈深黑色，原因可能在于有多于化学当量的锆存在于氧化膜中。当金属在高温水内暴露时间较长后，黑色的致密膜就逐渐被接近于化学当量的白色氧化膜所取代。这种白色的膜与金属的结合不如原来黑色膜那样紧密，从而保护作用较差；因此，当出现白色氧化膜后，腐蚀率明显加剧。这种效应称为“膜脱落”。然而，在水冷反应堆的运行工况下，燃料元件在整个寿期间还不致于发生“膜脱落”的现象。

7.123 虽然锆-2合金曾在许多动力反应堆内使用过多年，但它很容易吸氢而发生脆化。这一问题在微小缺陷（“砂眼”）附近特别严重，而燃料包壳上却不能完全避免这种缺陷。水由砂眼渗入包壳与高温的内壁相接触，从而产生氢气。由于壳壁存在温度梯度，当氢气向外扩散到较冷的外表面上时，就生成了氢化锆。于是金属发生脆化。发展锆-4合金的目的在于克服这一缺点；它不象锆-2那样易于氢脆。在其他各方面，两者性质并无多大区别。

锆包壳的破损

7.124 水冷反应堆的重要设计指标之一就是要尽量减少锆合金包壳破损的频率。过度破损会造成释入冷却剂内的放射性量过高，从而被迫降低功率运行或完全停堆以便更换破损的燃料元件。在§6.212所述可能导致包壳破损的各种因素之中，本章内已讨论了高温高压下的蠕变（§7.21）及辐照与氢化造成的脆化等原因。除此以外，裂变产物中的卤族元素（如碘）也可能在包壳内表面引起应力腐蚀。氧化铀燃料芯块在辐照中发生肿胀与开裂（§8.85）会对包壳内壁产生压力。因此，如果在燃料芯块开裂处附近的包壳上有微小的应力裂纹，则可能产生更大的应力集中和裂缝扩展。包壳破损的另一个可能原因是所谓“芯块-包壳”相互作用（PCI）现象，其机制非常复杂。虽然这种破损的机制还不完全清楚，但经

验已表明, 至少应尽可能避免反应堆功率急剧变化, 这样就可使PCI引起的破损减到最低限度。

锆-蒸汽反应

7.125 在反应堆发生事故的情况下, 堆芯可能暂时失去冷却水 (§ 11.86), 从而锆 (或锆合金) 在高温下与蒸汽的反应变得特别重要。此时由于核燃料内继续释放热量而很难散出, 锆包壳的温度急剧上升。锆与蒸汽的反应随温度上升而加剧, 到980°C以上时变得非常可观。这种反应遵循所谓“抛物型”反应率法则; 即每单位面积上锆 (合金)-汽反应的质量 w 与时间 t 的关系为:

$$w^2 = k_w t, \quad (7.15)$$

其中 k_w 为反应率常数。将方程(7.15)对 t 微分, 可得任一时刻的反应率; 于是

$$\frac{dw}{dt} = \frac{k_w}{2w}.$$

因此, 当 w 加大时, 反应率随时间而减小。如果反应不受蒸汽供应量的限制, 此关系式表明反应率与蒸汽压力基本无关。

7.126 反应率常数随温度而增加。若 w 以 kg/m^2 表示, 而 t 以 s 表示, 则由980°C直到锆的熔点温度范围内, 该常数随温度的变化可用下式近似表出:

$$k_w = 3300 \exp(-22,900/T), \quad (7.16)$$

其中 T 为开尔文温度。^[20] 方程(7.15)与(7.16)构成了贝克-贾斯特 (Baker-Just) 关系式的基础; 这一关系式被用于计算失水事故下锆合金包壳与蒸汽的反应率及相应的释热率。

7.127 若蒸汽均匀地腐蚀锆的表面, 则可由 t 秒时的失重 $w \text{ kg}/\text{m}^2$ 算出腐蚀深度 δ 等于 $\delta = w/\rho$ (以 m 为单位), 其中 $\rho \text{ kg}/\text{m}^3$ 为锆的密度; 因此, 由方程(7.15)有

$$\delta^2 = \frac{k_w}{\rho^2} t = k_\delta t,$$

及

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{k_\delta}{2\delta},$$

其中 $k_\delta = k_w/\rho^2$ 。于是可由方程(7.16)推导 k_δ 与温度的关系如下:

$$k_\delta = 8.0 \times 10^{-5} \exp(-22,900/T). \quad (7.17)$$

7.128 在锆包壳圆柱形燃料棒的具体情况下, 均匀腐蚀深度等于发生蒸汽反应前的包壳初始外径 r_0 与时间 t 以后的外径 r 之差, 即 $\delta = r_0 - r$ 。于是每米元件长度上发生反应的锆包壳质量 $m \text{ kg}$ 可由下式给出:

$$m = \pi \rho (r_0^2 - r^2) = \pi \rho (2r_0 \delta - \delta^2),$$

而反应率为

$$\frac{dm}{dt} = \pi \rho k_\delta \left(\frac{r_0}{\delta} - 1 \right). \quad (7.18)$$

7.129 现在再讨论锆与蒸汽反应所产生的热量; 此数值与冷却剂丧失事故的后果有极重要关系。反应热约为 $6.53 \text{ MJ}/\text{kg}$ 锆, 故每单位长度燃料棒上的发热率为:

$$q_z = 6.53 \frac{dm}{dt} \text{ MW/m},$$

其中 dm/dt 以 $\text{kg/m}\cdot\text{s}$ 计, 可由方程 (7.18) 求得。正如反应率那样, 发热率也随时间的增加而减少。

7.130 对于熔融锆 (或锆合金) 与水的反应已进行过大量研究工作, 例如, 将熔融锆珠倾注或喷射在水中等等^[11]。实验结果表明, 此种反应率的大小与实验条件密切相关, 如锆珠的大小与温度不同或水温不同, 则结果迥异。然而, 这种反应一般都非常迅速, 而且往往发生猛烈的爆炸。

慢化剂与反射层材料

引 言

7.131 热中子反应堆内慢化剂与反射层材料的基本要求为: 质量数低, 俘获 (或吸收) 截面小, 以及散射截面较大。目前采用的慢化剂与反射层材料有: 普通水、重水 (氧化氘)、铍 (金属或氧化物)、碳 (石墨) 以及氢化锆。这些材料基本上是按其核性质选取的, 在附录 (表 A.4) 内列出了它们基本的中子物理特性。石墨与氧化铍的密度随生产方法而不同; 表列数值低于其理论密度, 但可取作反应堆内此类材料的典型数值。有关慢化剂与反射层材料的中子物理性质将不在此章内讨论 (可参看第三章); 本章的内容将限于与反应堆设计及运行有关的力学、物理与化学性质。

石 墨

7.132 石墨已被广泛地用作热中子反应堆的慢化剂与反射层材料。它的核性质略次于重水或铍, 但高纯石墨的成本很低廉。石墨具有良好的力学性质与热稳定性。然而, 它在稍高温下与空气中的氧及二氧化碳发生反应, 并被水蒸汽与液态钠所腐蚀。石墨还与某些金属或其氧化物作用生成碳化物。它虽非金属, 但导热性能极好, 这是慢化剂所必需具备的性能。它的主要缺点是: 在正常运行条件下当有空气时会被氧化, 抗冲击强度不高, 以及作为堆内材料其密度偏低。此外, 石墨受辐照后其尺寸与某些其他性质会发生变化。

7.133 在自然界中有相当大量的天然石墨存在, 但由于此种石墨纯度很低, 堆用的石墨系通过石油焦“石墨化”而制成。其典型生产过程可简述于下。首先将石油焦 (或称“骨料”) 加热, 驱出挥发性物质; 然后将其磨碎, 拌以一种煤焦油沥青“粘结剂”。此混合物挤压成棒状并在煤气炉内加热到 1500°C 使沥青碳化并使粘结剂固化。为提高产品密度, 在真空中将此种棒用沥青浸渍并再行加热。最后用电阻加热法使碳棒石墨化。石墨化温度在最初几天内应升高到 2700°C 至 3000°C , 然后在三至四周内使棒缓慢冷却。最终产品的物理特性取决于石油焦磨碎的细度, 浸渍用的沥青品种与数量, 以及石墨化处理的温度与时间。

性 质

7.134 石墨为黑色较软各向异性的碳素体; 它在很大温度范围内都是稳定的。当石墨

在大气压下加热时它不会熔化，但在约3650°C时升华。石墨晶体具有六角形对称性，并由位于平行的层或平面内的碳原子叠成。各平面之间的距离(0.341nm)与平面内碳原子之间的距离(0.142nm)相比颇大，因此各平面之间易于相对滑动而产生剪切变形。这种垂直于六角形轴线的剪切变形使石墨片具有柔软与润滑的特性。正如预期那样，石墨晶体的热、电与力学性质都是各向异性的；这一特性系多晶物质在某种程度上所共有，因为其中每一晶粒均有优先的取向。

7.135 不同的石墨产品具有差别悬殊的物理与力学性质。由晶格常数算出的理论密度为 $2.26 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ ，天然石墨的密度接近此值。然而，为反应堆生产的石墨密度仅为 $1.6 - 1.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ ；此密度偏低的原因在于人造石墨的多孔性。

7.136 表7.7内列出了堆用级石墨材料在常温下几种重要性质的典型数值。由于这些性质总是随相对于挤压轴的方向而变化，因此每一栏都给出平行于(纵向)与垂直于(横向)挤压轴线的数值。石墨还具有一种独特的特性，即其抗拉强度随温度升高而增加，直到2500°C时达到极大值，此时其强度约为常温下的两倍。超过2500°C之后，抗拉强度急剧下降。石墨的蠕变率在1500°C以下时很小，但在高温下很大。石墨具有良好的抗热冲击性能，它不会单因热应力而破坏。

表7.7 堆用级石墨的性质

性 质	纵向	横向
热膨胀系数 ($1/^\circ\text{C}$)	1.4×10^{-6}	2.7×10^{-6}
热导率 ($\text{W/m}\cdot\text{K}$)	188	130
抗拉强度 (MPa)	9.0	4.8
抗弯强度 (MPa)	21	21
抗压强度 (MPa)	34	34
弹性模量 (GPa)	10	7.6

辐照效应^[22]

7.137 石墨受辐照后其强度、硬度与弹性均增加，特别是常温下更为显著；但反应堆设计中最重要考虑为：(1)尺寸的变化，(2)热导率的减小，和(3)潜能的积聚。石墨尺寸的不稳定性表现为扭曲与膨胀，其起因至少部分地归结于石墨的高度各向异性，而且此变形明显地取决于辐照温度。在大约300°C以下辐照时，石墨沿垂直于其挤压轴的方向(横向)伸长，而在平行于该轴方向上不甚明显地缩短。当辐照温度更高时，大多数石墨趋于在两个方向上均收缩。然而，在高温气冷堆(HTGR)内石墨慢化剂预期的工作温度下($\sim 900^\circ\text{C}$) (§ 1.106, § 12.81等节)，石墨在垂直于挤压的方向上一开始收缩(当中子注量较小时)，达到一极小值后又随注量的增加而伸长。而在同一温度下，在平行于挤压的方向上却随注量的增加而一直收缩，而且其程度大于垂直方向上相同注量下的值(图7.10)^[23]。

• 鉴于晶体角度的微小偏差，有时将石墨视为斜方晶体；不过它与六角形的差异很小。

7.138 未辐照石墨的热导率随温度的升高而减小，大体上与绝对温度成反比，但此效应随加工条件而异。石墨受辐照后其热导率减小，但当辐照温度升高后此效应减弱，故在高温气冷堆运行温度下可将其忽略不计。此外，在低温下辐照的此种效应可通过退火加以消除。消除的程度取决于辐照损伤的范围、加热时间及退火温度，但在 1500°C 下退火10小时可基本上恢复。其他多数物理性质的辐照效应也都可通过退火而消除。然而，石墨尺寸的变化只能部分地恢复。

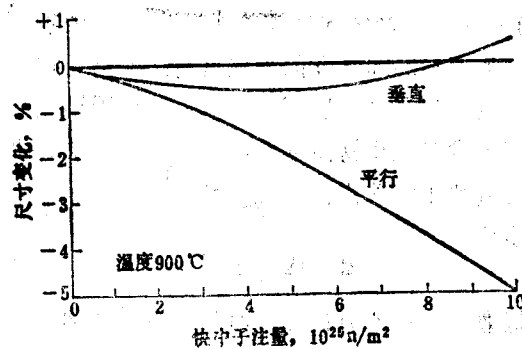


图7.10 900°C下石墨受快中子辐照后的尺寸变化

7.139 石墨在辐照后生成空位-间隙原子对的能量大约为 10eV 。如果辐照温度很低 ($<100^{\circ}\text{C}$) 而碳原子很难徙动，上述能量就以潜能形式储存于晶格之中。在较高温度下，发生部分退火效应，储蓄的潜能较少。然而，若不有意识地安排退火计划以便有控制地释放潜能 (有时称为魏格纳能*)，后者可能产生灾难性的后果。这种潜能会积累到一个爆发点，此时亚稳态 (高能) 的物质突然转变到稳定状态，潜能随之而释放，使石墨的温度骤然上升。例如，在常温下辐照到 10^{23}n/m^2 热中子注量可在石墨内生成约 1700kJ/g 的总潜能；此能量足以使石墨温度升高约 1000°C 。

热解碳

7.140 热解碳系由一种碳氢化合物气体 (如甲烷、丙烷、乙炔等) 在加热表面上热分解沉积生成。分解温度大约在 1400°C 到 2500°C 之间。热解碳产品的结构与密度取决于表面温度、碳氢化合物气体的性质及其流率。变化上述条件，可以获得各向同性或各向异性的结构。也可以获得多孔的或不透性的结构。当热解碳用于高温气冷堆中时 (§ 12.81 等节)，其碳化 (或氧化) 铀与钍颗粒首先在低温下包以一层多孔性的各向异性热解碳，然后在高温下再包以一层不透性的热解碳。前者可以储存裂变气体，而后者充当密封包壳，起普通燃料元件包壳同样的作用 (§ 8.104) [24]。

铍及氧化铍

7.141 从中子学观点看来，铍是比石墨更为优越的慢化剂与反射层材料。过去有一段时间，曾认为铍及其氧化物或碳化物陶瓷体有可能用于热中子反应堆内。有少数几座反应堆 (均非动力堆) 内用过金属铍，而且曾建议在高温气冷堆内采用氧化铍作慢化剂与反射层。

* E. P. 魏格纳于1942年即预言中子对材料的辐照效应，特别是对早期反应堆内石墨慢化剂的辐照效应 (§ 1.75)。

但目前已经看出，由于铍的价格昂贵而且力学性能很差，其金属及化合物均无希望再用于反应堆内。因此，本节内仅极简略地介绍这些材料的某些性质。

7.142 金属铍的熔点为 1280°C ，具有六角形晶体结构。由于此种结构，其多数物理及力学性质均为各向异性，而且取决于试件的加工与热处理方法。适用于反应堆内的金属铍系由粉末热压制成。此种产品在室温下具有很高的屈服强度(270MPa)及抗拉强度(410MPa)；然而，其断裂前的伸长很小，表明韧性很差。事实上，金属铍的脆性是其主要缺点之一。在反应堆运行期间由 (n, α) 反应(§7.78)生成的小氦气泡使铍的脆性增加。

7.143 氧化铍为熔点很高(2550°C)的陶瓷材料，并具有特别良好的抗热冲击能力。室温下其热导率很高，但当温度升高时此值下降。氧化铍在干燥气氛中的蒸气压很低，但当水汽存在时在加热条件下因生成氢氧化物而迅速挥发；鉴于铍及其化合物在吸入人体后具有剧毒性质，故此种挥发性为其严重的缺点。

普 通 水^[25]

7.144 普通水价格低廉，慢化能力极好，而且热中子徙动长度很小，因此是很吸引人的慢化剂。但另一方面，它的热中子俘获截面相对较大，因此只有采用浓集铀作燃料时水慢化反应堆才能达到临界。然而，在采用浓集铀后，由于水内热中子徙动长度小，因此可以设计出体积相对较小的反应堆。水可以同时兼作慢化剂与冷却剂这一事实是它的另一优点。但水内的杂质必须去除，因为后者不仅俘获中子，而且由于 (n, γ) 反应而带有放射性。为了减少腐蚀，也需要使用高纯水，特别需注意去除氯离子。此外，电离杂质的存在还会加剧水在辐照下分解产生氢气及氧气(§7.148)。

7.145 采用水作慢化剂的主要缺点是它的沸点太低。这就意味着在水慢化的动力反应堆内，即使在并非高温(330°C 以下)的条件下，也必须使系统承受高压。在压水堆(PWR)内此压力约15MPa，而在沸水堆(BWR)内约为7MPa。

重 水^[25]

7.146 由于重水具有良好的慢化能力，其中子俘获截面又小，因此是一种优良的慢化剂与反射层材料。在相当的条件下，重水与石墨慢化的系统相比，前者具有较大的逃脱共振几率与热中子利用因子。因此，用重水代替石墨作慢化剂时，非均匀天然铀反应堆的体积较小且所需核燃料较少。重水慢化反应堆的优点之一在于其中可用天然铀作燃料；不需要使用浓集铀。在加拿大坎杜型重水反应堆核电站内，即采用天然铀氧化物燃料和重水慢化剂与反射层(主要作为冷却剂)(§12.35)。

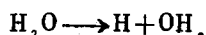
7.147 纯净的氧化氘溶于 3.82°C ，沸腾于 101.42°C ；此二温度均稍高于普通水的相应数值。因此，重水与普通水一样，当用于高温系统时需采用高压。然而，在坎杜型堆内，作为慢化剂与反射层的重水保持在接近常温常压下，而用作冷却剂的重水则在10—11MPa下运行。这种划分是通过“压力管”设计实现的。在反应堆堆芯内装有许多耐压管，其中放置燃料棒；作为冷却剂的受压重水在压力管内壁与燃料棒之间的环状空间内流过；而在压力管外的重水慢化剂则保持在低温下从而毋需加压。

水的辐照分解⁽²⁶⁾

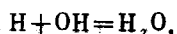
7.148 由于在许多反应堆内采用水(无论普通水或重水)作慢化剂、反射层或冷却剂,它们受核辐射的作用具有特殊的意义。以下所讨论的内容适用于各种氢同位素构成的水,无论是 H_2O 、 HDO 、 D_2O 或其混合物,凡称为“水”或“氢”处均可按不同情况视为氢的任一种同位素及其氧化物。

7.149 当水受核辐射照射时,将产生氢气与氧气,并在液相内测出过氧化氢。如果水装在密闭容器内,则气体压力将不断增大直至达到平衡值为止。此定态压力的大小取决于辐射的性质,强度(或通量),温度,以及水内溶解的杂质。一般说来,定态气压随辐照通量而增加,但随温度上升而减小。许多溶解的杂质会使定态压力增大。在液相内存在的过氧化氢浓度则随温度升高及杂质的存在而减小。

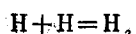
7.150 慢中子可能不会直接引起水的分解。然而,由(普通)氢原子俘获中子而产生能量为 $2.21MeV$ 的 γ 射线却足以使水分解。*快中子分解水的效应由中子与氢核碰撞所生的高能反冲质子引起。核辐射的初级效应是将水分子直接或间接分解为氢原子与氢氧基,即



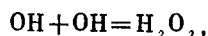
然后所产生的 H 及 OH 或者直接复合为水,即



此情况下即不产生净分解效应;或者它们成对结合,即



及



从而分别生成了所观察到的分解产物——氢气及过氧化氢。若辐射的比电离较低,如 γ 射线的情形,则由一个水分子所生成的 H 及 OH 相距不远,而由不同水分子所生成的 H 及 H (或 OH 与 OH)则相距较远。因此,在此情况下复合为水的倾向较大;而高比电离的情况则与此相反。

7.151 如果(至少)有一部分过氧化氢不再分解,则由水辐照分解所产生的气体中氢与氧的比例大于其化合比例 $2:1$ 。当温度升高后,过氧化氢分解为水并放出氧气,从而氢氧比趋近于 $2:1$ 。杂质的存在对过氧化氢的分解起催化作用,也使氢氧比趋于 $2:1$ 。

7.152 上述定态气压起源于辐照引起的气体生成率与氢原子和氢氧基链式复合反应之间的平衡。可以预料,辐照强度的增加将使定态压力提高;另一方面,水内杂质会与氢原子及氢氧基反应而使其消灭;结果,两者复合的逆(链式)反应被阻,致使定态压力升高。

7.153 在任何采用普通水或重水作慢化剂、反射层或冷却剂的反应堆内,都会由于各种辐射作用而分解产生氢(或氘)气与氧气。然而,在压水堆内,通过向一次冷却剂回路内注入氢气使氧保持极低水平从而大大抑制水的辐照分解。另一方面,在沸水堆内由水分解产生的氢与氧,在核电厂的废气处理系统内或者复合为水,或者被连续排除(§9.127)。

* 由于氘的热中子俘获截面很小,因此重水内的这种次级分解效应比普通水小得多。

氢化锆

7.154 氢化锆是一种不常用但很有趣的慢化剂；它的名义分子式为 ZrH_2 ，但其氢含量常低于当量值。氢化锆系由锆金属在氢气内加热到 350°C 制备，它一直到约 540°C 都保持稳定。当氢化完全时，其中氢原子密度与水相近。结果，由于锆的中子俘获截面很小，故氢化锆具有良好的慢化性能。此物质在粉末状态下的热导率很低，因此当用于中等或高功率反应堆内时，需有特殊的冷却措施。

7.155 氢化锆作为慢化剂与浓集铀金属混合制成燃料元件用于铀氢锆反应堆 (TRIGA: Training, Research, Isotopes, General Atomic)。据称此种材料的热导率接近大块金属锆的数值。在此种燃料元件内，氢（慢化剂）与铀（燃料）紧密相混，因此慢化剂温度紧随燃料温度，不产生滞后现象。由于这种瞬发温度系数，使铀氢锆反应堆系统非常稳定。

一般参考文献

- G. E. Dieter, "Mechanical Metallurgy," McGraw-Hill Book Co., 2nd Ed., 1976.
- D. R. Olander, "Fundamental Aspects of Nuclear Reactor Fuel Elements," U.S. ERDA Report, TID-26711-P1, 1976.
- D. Rosenthal and R. M. Asimow, "Introduction to Properties of Materials," Van Nostrand Reinhold Co., 2nd Ed., 1971.
- C. O. Smith, "Nuclear Reactor Materials," Addison-Wesley Pub. Co., 1967.
- M. W. Thompson, "Defects and Radiation Damage in Metals," Cambridge University Press, 1969.
- T. J. Thompson and J. G. Beckerley, "The Technology of Nuclear Reactor Safety," Volume 2, MIT Press, 1973, Chapters 12 and 14.
- C. R. Tipton, Jr., "Reactor Handbook, Vol. 1, Materials," Interscience/John Wiley & Sons, 1960.
- G. D. Whitman, G. C. Robinson, Jr. and A. W. Savolainen, "Technology of Steel Pressure Vessels for Water-Cooled Nuclear Reactors," U.S. AEC Report ORNLNSIC-21, 1967.

参 考 文 献

1. T. O. Ziebold, F. C. Foote and K. F. Smith, "Materials and Metallurgy," pp. 12—17, and N. J. Palladino, "Mechanical Design of Components for Reactor Systems," pp. 134—135, both in T. J. Thompson and J. G. Beckerley, Eds., "The Technology of Nuclear Reactor Safety," Vol. 2, MIT Press, 1973.
2. "ASME Boiler and Pressure Vessel Code, Section III, Nuclear Vessels," The American Society of Mechanical Engineers, 1976.
3. D. Burgreen, "Elements of Thermal Stress Analysis," C. P. Press, 1971, B. A. Boley and J. H. Weiner, "Theory of Thermal Stresses," John Wiley & Sons,

1960.

4. L.W. Smith, "Structural Analysis," in "Reactor Handbook, Vol. IV, Engineering," Interscience/John Wiley & Sons, 1964, p. 279.
5. D.R. Olander, "Fundamental Aspects of Nuclear Fuel Elements," U.S. ERDA Report TID-26711-P1, 1976, p. 443.
6. D.R. Olander, Ref. 5, p. 386 et seq.
7. T.O. Ziebold, et al., Ref. 1, pp. 17—26; N.J. Palladino, Ref. 1, pp. 132—136; L.E. Steele, "Neutron Irradiation Embrittlement of Reactor Pressure-Vessel Steels," *Nucl. Safety*, 17, 327 (1976).
8. ASTM Designation E 185—73, "Standard Recommended Practice for Surveillance Tests for Nuclear Reactor Vessels," American Society for Testing and Materials, 1975.
9. L.E. Steele, Ref. 7, p. 25.
10. E.E. Bloom, "Nucleation and Growth of Voids in Stainless Steels During Fast Neutron Irradiation," in "Proceedings International Conference on Radiation Induced Voids in Metals," U.S. AEC Report CONF-710601, 1972.
11. D.R. Olander, Ref. 5, p. 451.
12. T.A. Kenfield, W.K. Appleby, and H.J. Busboom, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 26, 210 (1977).
13. A.L. Bement, Jr., "Void Formation in Irradiated Austenitic Stainless Steels," *Advan. Nucl. Sci. Tech.*, 7, 1 (1973), p. 23; E.E. Bloom, et al., *Scripta Metallurgica*, 10, 303 (1976).
14. D.R. Olander, Ref. 5, p. 499 et seq.; W.G. Wolfer, J.P. Foster, and F.A. Garner, "The Interrelationship Between Swelling and Irradiation Creep," *Nuc. Technol.*, 16, 55 (1972).
15. J.A. Williams, "The Irradiation and Temperature Dependence of Tensile and Fracture Properties of ASTM A 533-B Steel Plate and Weldment," U.S. AEC Report HEDL-TME-73-75, 1973.
16. L.E. Steele, Ref. 7; L.E. Steele, "Neutron Irradiation Embrittlement of Reactor Pressure-Vessel Steels," Tech. Rpt. Series, No. 163, International Atomic Energy Agency, 1975.
17. G.F. Rieger and D. Lee, "Strength and Ductility of Neutron Irradiated and Textured Zircaloy-2," in "Zirconium in Nuclear Applications," ASTM STP 551, American Society for Testing and Materials, 1974, pp. 355—369; see also, P. Greenfield, "Zirconium in Nuclear Technology," Mills and Boon, 1972.
18. F.A. Nichols, "Theory of the Creep of Zircaloy during Neutron Irradiation," *J. Nucl. Mat.*, 30, 249 (1969); C.C. Dollins and F.A. Nichols, "Mechanism of Irradiation Creep in Zirconium-Base Alloys," in "Zirconium in Nuclear Applications," ASTM STP 551, Amer. Soc. for Testing and Materials,

- 1974, pp.229—248.
19. E. Smith, G. V. Ranjan, and R. C. Cipolla, "Fracture of Zircaloy Cladding by Interactions with Uranium Dioxide Pellets in LWR Fuel Rods," Report EPRI NP-330, Electric Power Res. Inst., 1976.
 20. L. Baker, Jr. and L. C. Just, "Studies of Metal-Water Reactions at High Temperatures, Part III," U.S. AEC Report ANL-6548, 1962.
 21. L. Baker, Jr. and R. C. Liimatainen, "Chemical Reactions," in T. J. Thompson and J. G. Beckerley, Eds., "The Technology of Nuclear Reactor Safety," Vol. 2, MIT Press, 1973, p. 442 et seq.
 22. J. H. W. Simmons, "Radiation Damage in Graphite," Pergamon Press, 1965; R. E. Nightingale, "Nuclear Graphite," Academic Press, 1962; W. L. Greens-treet and G. C. Battle, Eds., "Proceedings of the Conference on Continuum Aspects of Graphite Design," U.S. AEC Report CONE-701105, 1972.
 23. G. B. Engle and A. L. Pitner, "High Temperature Irradiation Behavior of Production-Grade Nuclear Graphites," U.S. AEC Report GA-9973, Culf General Atomic, 1970; G. B. Engle, M. R. Everett and W. P. Eatherholt, "Status of Graphite Tech-nology and Requirements for HTGRs," U.S. AEC Report CONF-740501, p. 288, 1974; R. Blackstone, et al., in "Radiation Damage in Reactor Materials," Vol. II, International Atomic Energy Agency, 1969, pp. 543—570.
 24. N. Piccinini, "Coated Nuclear Fuel Particles," *Adv. in Nuclear Sci. Tech.*, 8, 255(1975).
 25. C. R. Tipton, Ed., "Reactor Handbook, Vol. 1, Materials," Interscience/John Wiley & Sons, 1960, Chapter 42.
 26. A. O. Allen, "The Radiation Chemistry of Water and Aqueous Solutions," D. Van Nostrand Co., 1961; C. E. Melton, "Radiolysis of Water in a Wide-Range Radiolysis Source," U.S. ERDA Report SRO-640-7, 1976.

习 题

1. 若钢的线膨胀系数为 $1.0 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$, 试估计当温度上升 200°C 时其弹性模量的变化。
2. 某种钢材的疲劳破坏数据在 $20,000$ 至 10^6 循环之间呈半对数线性关系 (图 7.2), 其两端相应的破坏应力分别为 400MPa 和 300MPa 。用此种钢材制成的反应堆部件已在 360MPa 下经受 $20,000$ 次循环及在 330MPa 下经受 $30,000$ 次循环, 问预计该部件尚能在 350MPa 下经受多少次循环?
提示: 在作初步估计时可应用迈纳 (Miner) 法则, 即假定材料在不同应力水平下的“损坏程度” (指该应力水平下致破坏循环的份额) 可以叠加。
3. 若某种钢材的 S_m 为 186MPa , 试估算内径为 6.0m 的沸水反应堆压力容器的壁厚,
4. 试估算习题 6.3 内所述燃料棒包壳内的热应力。

5. 假设铁的 E_d 为25eV, 问在1MeV单能(快)中子通量 10^{18} n/m²·s照射下, 铁的单位体积内的辐照损伤率(位移/m³·s)为多少? 铁的散射截面设为2.5b。

6. (a) 试计算热中子与铁的(n, γ)反应产物⁵⁷Fe的平均反冲能量(γ 光子的总能量可由核质量算出)。(b) 问在热中子通量为 10^{18} n/m²·s的照射下每单位体积铁内的位移率为多少?

7. 制造反应堆部件的不锈钢密度为 7.80×10^3 kg/m³, 其重量百分比成分为: 铬17.5, 镍11.0, 锰1.0, 钨(钨)0.75, 碳0.065, 其余为铁。问此钢在 10^{18} n/m²·s热中子通量照射下的中子总吸收率(吸收数/m³·s)为多少? 并问含有2.5%重量锡的锆锡合金(密度 6.50×10^3 kg/m³)俘获同样数量中子时的材料体积为不锈钢的多少倍?

8. 试计算上例中的不锈钢部件在反应堆内受长期照射后移出堆外(a)1h, (b)1d之后的 γ 射线能量释放率(以MeV/m³·s计)。(只考虑表7.2内列出的同位素及其辐射。)

9. 一根316型不锈钢棒初始长度为1.5m, 在550°C温度下受快中子注量 2×10^{27} n/m²的照射。试估算其辐射肿胀引起的弯曲变形。设该棒仅在两端受刚性支撑。

第八章 反应堆燃料系统

引言

燃料循环

8.1 核反应堆燃料循环系指燃料由采矿到作为最终废物进行处置的整个过程中各阶段的状态流程。核动力的基本燃料材料为铀和钚两种元素。其中铀为目前最重要的核燃料，其燃料循环如图8.1所示。钚的燃料循环与此相似，但其中没有同位素浓集环节，而必须将其其他易裂变材料加进不裂变的钚中 (§8.5)。如图8.1底部所示，此处假定铀的乏燃料均进行

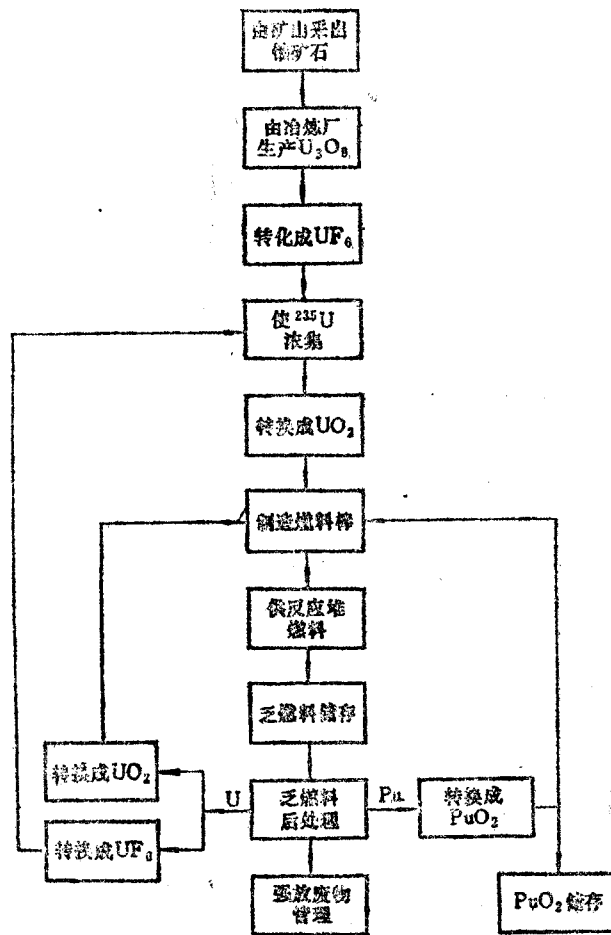


图8.1 完整的铀燃料循环示意

后处理以回收铀和钚。然而，虽然在其他国家内已有商业反应堆乏燃料后处理的计划，但美国却在1977年决定无定期地推迟商业后处理工作。

8.2 在铀的燃料循环中，材料的来源是铀矿石，在采出后送往“冶炼厂”提炼成为不纯的氧化物 U_3O_8 ，再运到材料厂。此时铀被提纯，一般转换为六氟化物 UF_6 形态。由于商用核电站反应堆（在美国）需用浓集铀-235同位素的燃料，六氟化铀被送入同位素分离工厂进行处理。

8.3 最常用的燃料材料为由部份浓集的六氟化铀制备的二氧化铀（ UO_2 ）。将氧化物烧结为芯块，装入锆合金（水冷堆）或不锈钢（钠冷快堆）的包壳管内，以保护燃料不受冷却剂腐蚀，阻止裂变产物外泄，并保持其几何形状的完整性。当乏燃料由反应堆卸出后，它的放射性极强（“热”），因此在进行后处理之前一般应进行“冷却”。在冷却期间，乏燃料的放射性衰变到便于操作的水平，并使工艺过程中所使用化学药品的辐照分解降低到可以允许的程度。

8.4 在后处理厂内，乏燃料被溶解，从中清除裂变产物，并回收剩余的铀以及由铀-238俘获中子所生成的钚-239（§1.41）。回收铀内的铀-235已经贫化，因此将其再转换为六氟化物，并送回同位素分离厂重新浓集；而钚则制成 PuO_2 形态，可用于热中子或快中子反应堆内作为燃料。提取的裂变产物具有极强放射性，需要特殊的管理措施。

8.5 在高温气冷堆内（§1.104），最终计划使用铀-233为主要燃料及钍为转换材料。由于铀-233在自然界并不存在，需要由钍-232转换生成（§1.42），因此初期燃料装载中必须用铀-235（也可能用钚-239）作为易裂变核素。在积累了铀-233之后，它可以取代一部分铀-235，但仍需要使用一部分铀-235（或钚-239）。因此高温气冷堆的燃料循环是十分复杂的。

8.6 任何反应堆燃料内当然必须含有铀-235、铀-233或钚-239三种易裂变核素中的任一种或几种。其中只有铀-235在天然铀中存在，占0.71%（重量），而铀-233及钚-239都必须分别由钍-232及铀-238俘获中子后经两级 β 衰变生成。所需的这些中子，至少在开始时需由铀-235裂变提供。因此，铀-235是最终使用铀-238及钍-232作为核燃料的基础。

反应堆燃料的生产^[1]

铀矿资源

8.7 铀并不是一种稀有材料；据估计它在地壳中的含量约为4ppm。事实上，铀比人们所更熟悉的元素如银、汞、铋与镉还更为丰富。在地壳表层20km以内，铀的总含量约为 10^{14} 公吨量级。但这一数字易于引起误解；因为绝大部分铀矿品位极低，所含铀在0.001%以下，因此开采很不经济。

8.8 在西方国家所能取得的铀矿资源中，只有扎伊尔与加拿大两国有相对高品位的铀矿。采出的矿石中含有1—4%的铀，主要以沥青铀矿或晶质铀矿形式存在。这些都是不同成分的氧化物，由 UO_2 到 U_3O_8 ，因此，它们可用普遍公式 $xUO_2 \cdot yUO_3$ 表示，其中 y/x 之比在0与2之间变化。

8.9 中等品位的铀矿存在于世界各地，包括美国、加拿大与澳大利亚。美国国内主要铀矿在科罗拉多高原（包括阿利桑那、科罗拉多、新墨西哥和犹塔州的各一部分）及怀俄明州。虽然各地铀矿品位与成分相差甚大，但这一区域内采出的大部分矿石含铀量在0.1—0.5%之间。在西部各州也发现了许多铀矿，但大多数的生产矿属于次生矿，其中典型的为钾钒铀矿($K_2O \cdot 2UO_3 \cdot V_2O_5 \cdot xH_2O$)及钙铀云母($CaO \cdot 2UO_3 \cdot P_2O_5 \cdot xH_2O$)两族。也发现了一些原生铀矿并加以开发。

8.10 钾钒铀矿石通常含有其他的钒矿石。这些矿石过去用于炼钒，其矿渣（有时称为“国内浓缩矿物”）作为铀的来源。如果钒的市场需求充分，由此钒石制取的钒可以部分地抵偿回收铀的成本。同样，在犹他州海特附近的白谷(White Canyon)区发现的铀酸铁铜矿，同时用于生产铀与铜。

8.11 由于高品位的铀矿逐渐耗尽，低品位的铀矿的重要性与日俱增。这些资源中最重要的是南非(Rand)金矿残渣，含有0.02%的铀，含量比较稳定，可以大量供应。这种矿石的开采费用已计入金价成本。此外，残渣中所含黄铁矿可用于制造工艺中所需的硫酸，而其脉石主要为惰性的石英。由金矿残渣提炼铀的工作已经开始，可以预计其生产量十分可观。

8.12 在美国国内低品位的铀矿中（矿石含铀在0.01%或更低），包括佛罗里达和爱荷州的广大磷酸盐田，田纳西(Chattanooga)页岩，怀俄明和达科他州的铀酸铁褐煤。在由磷酸盐制取磷酸的过程中已回收了少量的铀。但目前由褐煤及页岩提铀尚不经济。然达而，从长远的观点看，不可忽视低品位铀矿中含有如此大量铀的作用。

8.13 最后，还可以指出在海水中存在有极大量的铀以非常低的浓度(3×10^{-9})存在。然而，由这样低浓度的水中回收铀在经济上是不现实的。

炼 铀

8.14 在美国开采的铀矿石平均含铀量为0.2—0.25%（呈 U_3O_8 形态），即每1000公斤矿石内有氧化铀2到2.5公斤。在炼铀厂内，用化学方法将氧化物浓缩，其流程取决于矿石的性质。含有大量碳酸钙的矿石可用碳酸钠浸取将铀溶出，但美国的多数矿石则用硫酸浸取。所得的含铀溶液再用溶剂萃取或离子交换法提纯。

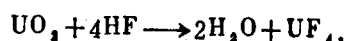
8.15 在溶剂萃取法中（见§8.130等节），采用不溶于水的煤油稀释的有机溶剂（磷酸三丁脂）将铀萃取出。然后将铀从有机溶液中反萃入水溶液内。在离子交换法中采用一种能由水溶液吸附铀的树脂状物质。常用的方法是“浆液内树脂法”，即将离子交换树脂悬浮于提篮内，后者在浸出的浆状酸液内通过。然后将树脂浸入稀酸溶液中以回收铀。由以上两种方法取得的含铀水溶液均用氨处理使重铀酸氨 $[(NH_4)_2U_2O_7]$ 沉淀。将所得的固体分离、干燥并焙烧以生产“黄饼”，其中含75—80%的 U_3O_8 。

铀及其化合物的生产

8.16 用作反应堆燃料的铀必须特别注意不含有中子俘获截面大的元素。因此，铀浓缩物（黄饼）要进一步处理以取得几乎纯种的六氟化铀产品。为此目的，在美国采用两种商业化方法：“干法”（氢氟化法）或“湿法”（溶剂萃取法）。

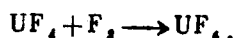
8.17 在氢氟化法中，首先将 U_3O_8 黄饼磨碎并筛分为适于供流化床处理的物料。筛分

后的物料送入流化床反应器，其中保持温度在大约540°C—650°C，并用由氨热裂解产生的氢气进行还原。流化床的产品主要为二氧化铀（“棕色氧化物”） UO_2 ，再依次送入其后的两个氢氟化流化床反应器，分别在480°C—540°C及540°C—650°C之间用无水氟化氢进行氢氟化。其中的反应式如下：



由此得到高熔点(约960°C)的非挥发性固体四氟化铀（“绿盐”）。

8.18 然后，在大约340°C—480°C下用氟气处理四氟化铀以形成六氟化铀（“hex”），于是，

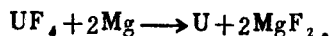


虽然六氟化铀在常温下为固体，但于大气压下在56.4°C时升华，故由氟化器内以气体形式流出。此气体在冷阱内凝结，粗制的六氟化物以固体形态析出。最后，在0.35—0.7MPa(g)（50—100psig）压力下用分级蒸馏法纯化六氟化铀。由此得到的产品可用作气体扩散厂内分离铀同位素的进料。

8.19 在溶剂萃取法中，首先用硝酸热浸磨细了的铀浓缩物，使铀以硝酸盐形式进入水溶液。所得到的浆状液无需过滤，直接送入萃取柱顶部，其中有惰性碳化氢稀释的有机溶剂（磷酸三丁脂）向上流动。硝酸铀酰被萃入有机相，然后用稀硝酸或水淋洗以除去微量的杂质。在紧接的解吸柱中用水将铀反萃入水溶液。所得的硝酸铀酰水溶液被蒸干并在540°C下焙烧以生成三氧化铀（黄色氧化物）。后者用氨裂解生成的氢还原为二氧化铀。然后按上述氢氟化流程用氟化氢及氟气将其转变为六氟化铀。由此法制备的产品纯度已足够高，可以不经分馏而直接用于同位素分离。

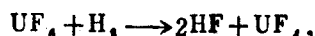
8.20 由六氟化铀生产二氧化铀，不论其中铀-235浓集与否，均首先用水使之水解生成氟化铀酰 UO_2F_2 ，然后加入氨水溶液使重铀酸氨沉淀。将沉淀物分离并烧干；将固体用氢还原就可得高纯二氧化铀产品。将产品粉碎，最后在高温下烧结以增加其密度并供生产燃料元件之用（§8.82等节）。

8.21 如需用金属铀，则通常由四氟化铀或六氟化铀制造。在前一情况下，将四氟化铀粉末与高纯钙或镁粉相混在一个钢模或钢瓶内加热；与镁发生的（放热）反应如下：



所生成的钙或镁的氟化物在熔融铀表面形成矿渣，可将其分离。为了防止金属铀被杂质沾污，在反应器内壁上衬以耐火材料，如氟化钙（氟石）或氟化镁。然后取出金属产品，在真空石墨坩锅中于1300°C下熔化以驱出挥发性杂质，然后注入模具。由此生产的铸锭适用于各种加工工艺。

8.22 如果用六氟化铀作为原料，不论其中铀-235浓集与否，均可首先在氢气流中加热至大约375°C，于是：



其中氢由氨的热裂解生产。然后将四氟化铀按上述流程加镁还原为金属铀。但如果所加工的六氟化铀为浓集厂生产的高浓铀，则采用一种改进的转换流程生产四氟化铀。在此流程中不将整个反应容器加热，而是利用氢气与氟气的强放热反应来提供还原六氟化铀所需的热量。首先将氢气通入反应器，然后通入氟气，最后再通入六氟化铀蒸气。所生成的四氟化铀固体应连续地取出，以免在容器中达到临界质量。

钍⁽²⁾

8.23 能用于生产较大量钍的唯一的矿物就是独居石，而后者大部分来自含独居石的砂砾。目前世界上发现的最大独居石矿在印度的Travancore邦，此外在加拿大安大略州的盲河流域以及在巴西也都有相当大的矿藏；在澳大利亚、马达加斯加、南非和美国还有较小的矿藏。

8.24 独居石基本上是一种稀土元素磷酸盐的混合物，其中含有1—5%的二氧化钍，还有少量的铀。由花岗岩风化形成的冲积矿藏含有大量的二氧化硅（砂砾），可采用普通的选矿方法将独居石浓缩。由此得到的产品中可能含有5—8%的钍，0.15—0.25%的铀和大约50%左右的稀土元素，大部分为磷酸盐。在矿物中还含有不等量的二氧化硅，以及铁、钽及其他金属。

8.25 采用类似于冶炼铀的方法，以硝酸盐的形式提炼与纯化钍。钍的硝酸溶液经过几次浓缩之后，可用碳化氢稀释的磷酸正三丁脂进行多级萃取，将其与稀土元素分离。然后，用水反萃硝酸溶液，再由反萃液中使钍以草酸盐形式沉淀。将草酸盐加热分解，就可取得用作某些反应堆燃料的二氧化钍。如需生产金属钍，可在氟化氢气流中加热二氧化钍；然后用钙将所产生的四氟化钍还原为金属。由于金属钍的熔点过高（1750°C），故在还原过程中添加锌以形成熔点较低的钍合金。在还原结束后，再将此合金在真空中加热将锌除去。

钷⁽³⁾

8.26 钷基本上不存在于自然界，但可由铀-238俘获中子而生成。在加工乏燃料（或增殖堆转换区）元件时，可取得硝酸钷的硝酸溶液。可以用过氧化氢由此溶液内沉淀出过氧化钷（ Pu_2O_7 ）或用草酸沉淀其草酸盐。将这两种产物加热，均可形成二氧化钷（ PuO_2 ），后者可用作反应堆燃料。若需生产金属钷，首先将过氧化钷、草酸钷或二氧化钷在氧与氟化氢的混合气流中加热以生成四氟化钷。后者可在有碘存在时用钙还原；钙与碘之间发生的“强化反应”不仅为还原钷金属提供了附加的热源，而且向氟化钙溶渣内添加了碘化钙以降低其熔点。

铀同位素的浓集⁽⁴⁾

引 言

8.27 在商用水冷动力反应堆内需用含2—4%铀-235的低浓铀作为燃料，而在快中子（和某些其他类型）反应堆内甚至还需要更高浓集度的燃料。在第二次世界大战期间，曾经试验过好几种浓集铀-235的方法；其中最重要的有两种，即气体扩散法与气体离心法。后一种方法在运行中所耗电力估计仅为前者所需的5%以下，但过去在美国及其他国家已使用气体扩散法大规模地浓集铀-235。最近，又提出了部分地分离铀同位素的几种其他方法；这些方法将在本节之末加以简述（§8.59）。

8.28 发展一种能用于大规模生产的高速（高达50,000rpm）离心机曾经是分离铀同位素的气体离心法的主要问题。美国在近几年实行了一项气体离心法分离铀同位素的试验

计划, 其结果可望于八十年代末造成一座大型浓集工厂。1974年在欧洲已有两座试验工厂投入运行, 而且由英国、荷兰和西德合营的一座工厂业已开始生产。

气体扩散法

8.29 在分离同位素的气体扩散法中, 利用了不同分子量气体(或蒸气)通过多孔隔膜时其扩散率不同的原理。*用于铀分离的扩散膜, 其每平方毫米含有数百万个微孔, 平均孔径约为 $0.05\mu\text{m}$ 。以下将阐明, 较轻的同位素分子更容易扩散(或渗透)通过扩散膜, 从而产生了部分地分离同位素的效应。首先穿过扩散膜的气体中含有较多的轻同位素, 而残留的气体内则含有较多的重同位素。

8.30 唯一适用于气体扩散工艺的铀化合物为六氟化铀。这种化合物在室温下虽为固体 (§8.18), 但在大约 56.4°C 时很容易气化(升华); 气体扩散厂即在六氟化铀呈气态(或蒸气相)的温度与压力下运行。由气体扩散工艺的观点看, 采用六氟化铀有一定的优点。首先, 氟的原子量(19.0)较小, 因而扩散气体的分子量不致于过重; 虽然由于铀的原子量甚大故其重量已经很大。下面即将看到, 气体的分子量愈低, 则在同样条件下其分离效率愈高。其次, 由于氟原子仅含一种核素, 故所分离的仅为铀的同位素。此外, 六氟化铀又是稳定的化合物。然而, 它与湿气反应很强烈, 对多数金属有腐蚀作用, 并破坏有机物质如润滑油。由于其化学活泼性, 要求在气体扩散厂内采用镍与铝作为部件的结构材料。

8.31 用气体扩散法分离铀同位素的基本原理是, 在任一种温度均一的气体混合物内, 每一气体组分的平均分子动能相等。这样, 若气体的分子量为 M 而其分子平均速率为 v , 则所有各种气体在某一温度下其动能 $\frac{1}{2}Mv^2$ 均相同。因此, 在分子量不同的两种气体混合物内, 较轻的气体分子平均速率将大于较重的分子。

8.32 各种分子渗透通过多孔隔膜的输运率正比于该种分子撞击此隔膜的频率, 而后者又正比于该种分子的平均速率。因此, 在天然铀六氟化物气体内, 含有 $^{235}\text{UF}_6$ 与 $^{238}\text{UF}_6$ 两种气体分子, 其中较轻同位素的分子 $^{235}\text{UF}_6$ 具有较高的平均速率, 从而比重同位素的分子 $^{238}\text{UF}_6$ 更容易通过多孔隔膜。这样就可以实现铀同位素的部分分离。

8.33 按下述方式可求出透过扩散膜时分离效果(或同位素浓集)的一种表示方法。令 M_H 为较重气体 $^{238}\text{UF}_6$ 的分子量, 即352, 而 v_H 为其平均速率; 并令 M_L 为较轻气体 $^{235}\text{UF}_6$ 的分子量, 即349, 而 v_L 为其平均速率。由于在温度均一的混合气体内其动能相等, 故有

$$\frac{v_L}{v_H} = \sqrt{\frac{M_H}{M_L}} \quad (8.1)$$

两种同位素气体分子平均速率的这一比率即等于扩散通过多孔膜的相对速率, 故称为理论分离因子 α^* ; 因此,

$$\alpha^* = \sqrt{\frac{M_H}{M_L}} = \sqrt{\frac{352}{349}} = 1.0043.$$

*气体穿过直径小于其分子平均自由程的小孔时, 其过程应称为“渗透”而非“扩散”。因此, 严格而言, 称同位素分离过程为“气体扩散法”并不正确。

此因子与1相差甚小,表明六氟化铀扩散通过一级隔膜时的铀-235浓集度不高。为了获得足够的浓集度,必须采用包含许多“级”的“级联”,其中每一级都使铀-235浓集度有所增加。

8.34 图8.2表明装有圆筒形隔膜的一个典型扩散级;实际上,一个分离单元装有许多并联的这种隔膜,但在我们解释其原理时用一个圆筒状隔膜比较方便。由压气机输出的高压六氟化铀气体,进入圆筒内部并约有一半扩散到筒外压力较低的空腔。轻同位素分子(用小黑点表示)比重同位素分子(用大黑点表示)更容易扩散通过隔膜,从而构成一股浓集气流,而留下一股贫化气流。浓集气流(或扩散气流)向前进入级联中的次一级并进一步浓集,而贫化气流则向相反方向流入后一级进一步贫化。

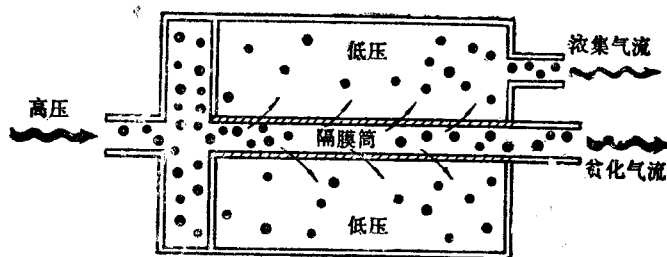


图8.2 装有圆筒状隔膜的扩散级单元(或称“转换器”)的运行简图。(小黑点代表 $^{235}\text{UF}_6$,大黑点代表 $^{238}\text{UF}_6$;仅为定性表示。)

考察标记为B的一个扩散级;压缩后的气体由右方进入,并约有一半穿过多孔的圆筒状隔膜。富集了轻同位素的扩散气流(浓集气流)向上流入扩散级A。在A级内进一步扩散,从而其中的扩散气流含有更高比例的轻同位素。再看B级内未扩散的那一部分气体,其中含有较少的轻同位素(贫化气流),流入扩散级C,在该处与由D级来的扩散气流汇合。这股气流在C级内进行扩散,所产生的扩散气流向前流入B级,而残留的气体则回流入D级再循环。按此方式,沿图内向上流动的气流中轻同位素浓度愈来愈大(浓集段),而沿相反方向向下流动的气流中轻同位素不断贫化(贫化段)。此级联连续运行,由其一端抽出浓集铀的六氟化物,而由另一端抽出贫化铀产品,其铀-235含量为0.002—0.003或0.2—0.3%(重量)。

8.35 扩散级联运行的基本原理可用图8.3说明。供料气体为天然铀六氟化物,由靠近图底部的右方进入级联。考察标记为B的一个扩散级;压缩后的气体由右方进入,并约有一半穿过多孔的圆筒状隔膜。富集了轻同位素的扩散气流(浓集气流)向上流入扩散级A。在A级内进一步扩散,从而其中的扩散气流含有更高比例的轻同位素。再看B级内未扩散的那一部分气体,其中含有较少的轻同位素(贫化气流),流入扩散级C,在该处与由D级来的扩散气流汇合。这股气流在C级内进行扩散,所产生的扩散气流向前流入B级,而残留的气体则回流入D级再循环。按此方式,沿图内向上流动的气流中轻同位素浓度愈来愈大(浓集段),而沿相反方向向下流动的气流中轻同位素不断贫化(贫化段)。此级联连续运行,由其一端抽出浓集铀的六氟化物,而由另一端抽出贫化铀产品,其铀-235含量为0.002—0.003或0.2—0.3%(重量)。

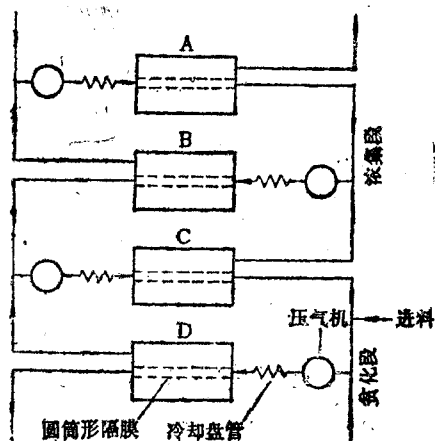


图8.3 同位素分离的扩散级级联示意。

8.36 设在离开某扩散级处浓集气流的铀-235重量份额 a (或含量)为 a ,而由该级流出的贫化气流中的铀-235含量为 b ,则该级的级分离因子 α 由下式定义:

$$\alpha = \frac{a/(1-a)}{b/(1-b)} \quad (8.2)$$

此因子即浓集气流内铀-235与铀-238的重量比与贫化气流内重量比之间的比率。因此它直接表示出该扩散级内铀-235达到的浓集程度。由于还有一部分没有经过分离的气流通过隔膜,因此 α 值小于理论分离因子 α^* ,即大约1.003与1.0043之比^[5]。

8.37 在理想级联中,假设所有扩散级的级分离因子均相同,且 α 值与上述情况相似即略大于1,则当最终产品内的含量为 x ,而废料气流内的含量为 x_0 时,此级联内所需的级数为

- 在气体扩散法的计算中,同位素成分用重量份额(实际质量份额)或重量百分比表示,而不用原子份额或百分比表示,但在低浓集度下两者的差异可以忽略不计。

$$\text{级联内的级数} = \left(\frac{2}{\alpha - 1} \right) \ln \frac{x_p / (1 - x_p)}{x_w / (1 - x_w)} - 1. \quad (8.3)$$

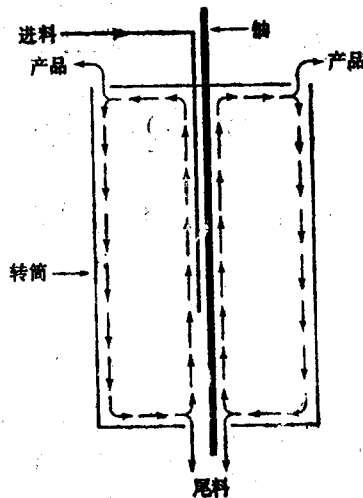
因此，对于产品内铀-235含量为0.03（3%）而废料内含量为0.003（0.3%），即 $x_p = 0.03$ 及 $x_w = 0.003$ 的情况，当 $\alpha = 1.0043$ 时，理想级联内的级数约为1100级。在实际级联内由于每级分离因子较小，所需的级数较此为多。对于浓集度更高的产品，假定废料（贫料）内的含量不变，自然需要更多的扩散级。

8.38 一个级单元（称为“转换器”）的分离能力有限；因此，为了提高气体扩散厂的产量，在每一扩散级内必须装置许多台转换器并联运行。然而，当气流内铀-235浓集度增大时，对每单位质量铀-235所需处理的体积减小了。因此，在铀进料点处每级内的转换器数目最多，当气流的浓集度增大时，级联内每级的转换器数目减少。

气体离心法^[6]

8.39 分离铀同位素的气体离心技术基础在于：含有不同质量的分子的气体混合物在离心力场作用下，较重的分子倾向于向离心机的外缘运动，而较轻的分子则倾向于停留在中心区域。当离心机转子旋转时，气体在其中的环流可以增大离心机的分离能力。

8.40 逆流式离心机的原理示于图8.4内；接近轴线的气体向上流动而接近外缘的气体向下流动。在由热力驱动的逆流装置内，使转筒顶部保持高于底部的温度。在由机械驱动的逆流装置内，动力来自旋转气体与装在顶端和底部上的固定叶片间的作用。气体进料由接近轴线中心处进入转筒；浓集了轻同位素的产品由顶端靠近外缘处抽出，而较重的废料（尾料）则由底部接近离心转筒轴线处抽出。



流装置内，动力来自旋转气体与装在顶端和底部上的固定叶片间的作用。气体进料由接近轴线中心处进入转筒；浓集了轻同位素的产品由顶端靠近外缘处抽出，而较重的废料（尾料）则由底部接近离心转筒轴线处抽出。

8.41 由于逆流的作用，每一离心机单元本身实际上就形成了一个小型分离级联。在靠近轴线区域向上流动的气流内，轻同位素含量愈来愈高，而沿外缘下降的气流内重同位素份额逐渐增大。为了获得较大的铀-235浓集度，需要像气体扩散级联那样采用大规模的级联装置，其中包含浓集段与贫化段，如图8.3所示。不过，下面即将看到，为达到同样的浓集度，气体离心级联内所需的级数要比扩散级联内少得多。

图8.4 离心法分离同位素的原理 8.42 气体离心机的理论分析分为两个相互独立的部
（图中“轴”应为“轴”。） 分：一部分是关于气体在离心机转筒内的流体力学特性，另一部分是气体离心机内的同位素分离过程。本节只略述后一部分的问题。

8.43 若某种气体在一力场（如离心力场）内达到平衡状态，则此时气体分子的空间分布可用下式描述：

$$n = n_0 \exp(-E/RT), \quad (8.4)$$

其中 n_0 为力场为零处（即在离心机轴线上）的分子浓度，而 n 为轴线之外克分子势能为 E 处

• 此方程为经典的玻耳兹曼定律的一种形式，它描述给定温度下不同能态的原子或分子分布。

的分子浓度; R 为克分子气体常数, 而 T 为气体的绝对温度。对于两种分子质量不同的气体混合物, 分别用 H (较重气体)与 L (较轻气体)标明其属性, 则由方程(8.4)可得在平衡条件下有:

$$\frac{n_L}{n_H} = \frac{n_{L(0)}}{n_{H(0)}} \exp \left[- (E_L - E_H) / RT \right]. \quad (8.5)$$

8.44 在离心机内, 位于距轴线 r 距离(即半径)处气体分子的势能为 $-\frac{1}{2}Mv^2$, 其中 v 为 r 处的旋转线速度(该线速度等于单位时间内的转数乘以 $2\pi r$)。因此, 由方程(8.5)可知,

$$\frac{n_L}{n_H} = \frac{n_{L(0)}}{n_{H(0)}} \exp \left[(M_L - M_H) v^2 / 2RT \right]. \quad (8.6)$$

在目前的讨论中, n_L 与 n_H 取离心机转筒外缘处的浓度值; 于是 v 等于筒壁的线速度。由于 $M_L - M_H$ 为负值, 显然可见在轴线上的轻重分子比率大于外缘处的比率。换言之, 由于离心力的作用, 较轻分子的份额在靠近轴线处较大。

8.45 若用气体离心机分离六氟化铀中的铀同位素, 则轴线处浓集气流内的铀-235份额(或含量) a 为 $n_{L(0)} / (n_{L(0)} + n_{H(0)})$, 而外缘处的贫化气流内的铀-235份额 b 为 $n_L / (n_L + n_H)$ 。很容易由方程(8.6)证明, 按方程(8.2)定义的平衡级分离因子为

$$\alpha = \frac{n_{L(0)} / n_{H(0)}}{n_L / n_H} = \exp \left[(M_H - M_L) v^2 / 2RT \right]. \quad (8.7)$$

应当注意到, 在气体离心法内的分离因子取决于两个质量之差 $M_H - M_L$ 的指数, 而气体扩散法内该因子却取决于两质量之比 M_H / M_L 。另一点应注意的是, 加大转筒的转速可以大大提高气体离心机的分离因子。

例题8.1 直径为0.1m的圆柱形离心机转筒以每秒500转旋转(30,000rpm), 试求330K下六氟化铀内的同位素平衡分离因子。

解: 由于 $r=0.1m$, $v=2\pi(0.1)(500)=3.14 \times 10^2 m/s$, $M_H - M_L$ 的数值为 $3.0 \times 10^{-3} kg/mol$ 而 $R=8.31 J/mol \cdot K$; 因此, 由方程(8.7)可求得

$$\begin{aligned} \alpha &= \exp \left[(3 \times 10^{-3}) (3.14 \times 10^2)^2 / (2) (8.31) (330) \right] \\ &= 1.055. \end{aligned}$$

(可将此值与气体扩散法内大约为1.0043相比较。)

8.46 根据方程(8.3), 对于某一确定的产品与废料内的同位素含量, 级联内的级数与 $\alpha - 1$ 成反比; 在气体扩散法内 $1/(\alpha - 1)$ 约为232, 而在气体离心法内此值在合理条件下约为18。在尾料(废料)内铀-235含量为0.3%时, 将天然铀浓集到3%铀-235所需的级联级数, 在气体离心法约为90级, 而在气体扩散法则需1100级。

8.47 以上推导的气体离心机的分离因子系在平衡(或稳态)状态无气体流动时的数值。然而, 实际上在级联的各级之间必定有一些气流流动, 因此每级分离效果将减小。不过在逆流式气体离心机内, 转筒中类似级联的效应足以补偿这种减小而且有余量。因此实际的每级分离因子稍大于理论的平衡值。

同位素分离功及其成本

8.48 由经济观点看, 反应堆燃料的用户需要知道生产一定数量的浓集燃料时消费多

少进料铀以及浓集的成本如何。为表明如何计算上述参数，首先要推导进料、浓集铀产品和尾料内铀-235含量之间的普遍关系式。下列分析对气体扩散法与气体离心法同样适用，虽然迄今为止还只用于前一情况。

8.49 设 F 为送入分离级联的进料铀（不论其同位素成分如何）质量， P 为抽出的产品质量，而 W 为废料质量，则按铀的质量守恒原理（图8.5）要求有

$$F = P + W, \quad (8.8)$$

此处假定运行中铀的损失很少，一般如此。对铀-235有类似的守恒律，即

$$F(x_f) = P(x_p) + W(x_w), \quad (8.9)$$

其中 x_f 、 x_p 及 x_w 分别为进料、产品和废料中铀-235的含量（以质量份额计）。由以上两方程内消去 W ，结果可得

$$\frac{F}{P} = \frac{x_p - x_w}{x_f - x_w} \quad (8.10)$$

此方程给出当废料内铀-235含量为 x_w 时，每生产含量为 x_p 的一单位产品所需的进料（含量 x_f ）质量。

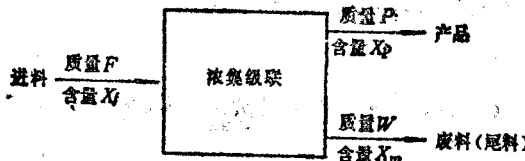


图8.5 在同位素浓集级联内的进料、产品与废料（尾料）气流

8.50 浓集成本取决于达到某种浓集度所需作的功。根据气体扩散级联理论已推导出一个所谓的价值函数，对于铀-235含量为 x 任意材料的价值函数 $V(x)$ 可表示为

$$V(x) = (1-2x) \ln \frac{1-x}{x}. \quad (8.11)$$

由于 x 为一分数，故作为给定铀-235含量特性的价值函数也是一个分数，不含任何单位。用价值函数可算出在尾料与进料中铀-235含量一定的情况下，生产某种含量的产品所需作的功。

8.51 将铀-235含量为 x_f 质量为 F 的进料分离为含量为 x_p 质量为 P 的产品及含量为 x_w 质量为 W 的废料所需作的功可用分离功单位（SWU）表出。此分离功可用价值函数表示为

$$SWU = WV(x_w) + PV(x_p) - FV(x_f). \quad (8.12)$$

由于价值函数无单位，故分离功的单位与质量 W 、 P 及 F 的单位相同。一般将分离功单位用公斤铀表出。用 P 遍除方程（8.12）各项，结果为

$$\frac{SWU}{P} = \frac{W}{P}V(x_w) + V(x_p) - \frac{F}{P}V(x_f). \quad (8.13)$$

此式给出每单位产品所需的分离功单位数。

例题 8.2 某核电厂主需要 100,000kg 的 3% 浓集铀。假定尾料内铀-235 含量为 (a) 0.200% 及 (b) 0.300%，试求所需的天然铀进料量及分离功单位数。

解： 首先由方程（8.11）求出相应的价值函数；结果为：

	x	$V(x)$
产品	0.03	3.27
进料	0.0071	4.87
尾料	(a) 0.002	6.19
	(b) 0.003	5.77

(a) 对于 $x_r = 0.002$, 方程(8.10)给出

$$\frac{F}{P} = \frac{0.0300 - 0.0020}{0.0071 - 0.0020} = 5.48,$$

及由方程(8.8),

$$\frac{W}{P} = \frac{F}{P} - 1 = 4.48.$$

由于 F/P 为 5.48, 所需的天然铀进料量为 $(5.48)(100,000) = 548,000 \text{ kg}$.

由方程(8.13),

$$\frac{\text{SWU}}{P} = (4.48)(6.19) + 3.27 - (5.48)(4.97) = 4.31.$$

因此, 所需的SWU为431,000kg.

(b) 对于 $x_r = 0.003$, $F/P = 6.57$ 及 $W/P = 5.57$; 因此, 所需的天然铀进料量为 657,000kg.

分离功可由下式求得:

$$\frac{\text{SWU}}{P} = (5.57)(5.77) + 3.27 - (6.57)(4.87) = 3.42.$$

因此所需的SWU为342,000kg.

8.52 每单位分离功的成本取决于浓集铀工厂的运行费和初始投资。若 C_s 为单位分离功成本, 以 $\$/\text{kg}$ 计, 则

$$P(C_p) = (\text{SWU})C_s + FC_i - WC_w. \quad (8.14)$$

及

$$C_p = \frac{\text{SWU}}{P}C_s + \frac{F}{P}C_i - \frac{W}{P}C_w, \quad (8.15)$$

其中 C_p , C_i 及 C_w 分别为每公斤产品、进料与废料的成本。按方程(8.14), 浓集铀产品成本等于浓集厂运行(分离功)成本加进料成本减去废料(尾料)收益。在实际情况下, 尾料的收益常可忽略不计。于是单位产品的成本就取决于比率 SWU/P 及 F/P (两者均为产品、进料与尾料内铀-235含量的函数) 以及每公斤分离功与进料的成本。

8.53 美国能源部规定了浓集铀厂内每公斤分离功的价格。此价格随浓集铀(或浓集服务, 通称“收费浓集”)买主与美国政府间签订的合同性质而异。为了补偿分离工厂运行费与其他成本的增涨, 此价格随时进行调整。

8.54 上述浓集铀价格是以含铀-235 0.711% (即 $x_r = 0.00711$) 的天然铀进料为基础的。由反应堆卸出的乏燃料回收的铀可能含有 0.8% (或更高) 的铀-235 (见表8.7)。如将此原料送回浓集厂再浓集, 则反应堆厂主将得到相当于实际铀-235含量与天然铀内含量之差的分离功的额外收益。然而, 如果送回的铀内铀-235含量小于 0.711%, 则需要增收相当于此含量差额分离功的成本。

扩散厂尾料含量

8.55 美国的气体扩散厂将尾料含量区分为名义尾料含量和运行尾料含量。不久以前, 作为各种浓集铀合同基础的名义尾料含量还取为 0.2%, 而扩散厂实际运行的尾料含量略高, 达到 0.3%。后文将叙述此差别的理由。然而, 从 1978 年 10 月 1 日起, 名义与运行尾料含量,

均取为0.2%。条件变化时这些值亦将变动。

8.56 由例题8.2可见,当尾料含量增大时,SWU/P下降但F/P增加。量SWU/P表征每生产单位质量产品所消耗的电功率(或电能)。因此尾料含量之增大意味着给定含量的产品每单位质量所需之能耗下降。换言之,对于相同能耗,分离厂的产品量能提高。但F/P却也增加,因此对单位质量产品需供应更多的进料。

8.57 名义尾料含量和运行尾料含量的选定牵涉到包括经济、技术以及政治在内的各种复杂因素。增加名义尾料含量表明浓集铀的购入者将被迫提供更多进料,从而将促进铀矿开采和前处理工业。但买主亦将由于分离功单位数的减少从而缩减支付而得到补偿。

8.58 决定运行尾料含量的因素之一是国家关于增加或减少天然铀与浓集铀贮存规模的方针。此方针颇受水冷反应堆是否大规模采用再循环铀燃料(§8.215)这一决定的影响。较高的运行尾料含量可以减少天然铀的库存量,同时在相等能耗下增加浓集材料产量。为达到既定浓集度所需分离级数下降;但因进料增加,进料口附近各级所需转换器单元增加。

其他的同位素分离方法

8.59 由西德发展而用于巴西的贝克尔喷嘴法以及南非的UCOR法均利用高速气流受离心力作用以达到分离铀同位素的目的。所需的离心加速度由气体通过收缩与发散的弯曲通道或由其他方式产生。在上述两种方法内所用原料均为六氟化铀蒸气与氢气的混合物。贝克尔法与UCOR法可能具有适于较小规模生产的优点,但它们的主要缺点是每SWU所耗能量等于(或多于)气体扩散法。因此在美国不可能采用这些方法。

8.60 用激光分离同位素的方法尚处于发展初期阶段;但由于有希望达到很低的能耗,故受到特别重视。这类方法的原理如下:(1)不同的同位素物质(原子或分子)具有稍为不同的谱线频率,而且,(2)激光则是一种可以精确地调频的单频率(或单一光子能量)辐射。因此,有可能利用适当频率的激光辐射激发、电离甚至离解某一种同位素物质而基本上不影响另一种同位素物质。下面将简述两种激光分离方法的一般原理。

8.61 光电离法:铀金属蒸气受一束精确调频(或光子能量)的激光束照射,其频率恰足以使铀-235的电子激发而不使铀-238的电子激发。然后用第二束激光照射此蒸气,其光子能量恰足以使受激原子(铀-235)电离而不影响未激发的(中性)原子。然后在电场及(或)磁场内将铀-235离子同中性原子分离。这种分离方法的主要问题在于它需要极高的温度(2300°C)才能使液态金属铀产生密度足够大的蒸气。

8.62 光化学法:其优点是采用六氟化铀气体而不用金属铀蒸气。此方法的原理是利用激光辐射将 $^{235}\text{UF}_6$ 分子激发到第一(激发)振动能态,而使 $^{238}\text{UF}_6$ 分子保持最低(基)态。然后用另一频率的激光使处于振动激发态下的 $^{235}\text{UF}_6$ 离解为 $^{235}\text{UF}_5$ 及一个氟原子,但并不影响处于基态的分子。五氟化铀-235为固体,从而可由气体内分离。然而,此方法仍有若干技术问题有待解决。例如,为保证六氟化铀分子具有高度的选择吸收能力,必须在受激光照射前冷却至低温使之处于振动的基态。

燃料材料性质

引言

8.63 选择反应堆燃料材料的一个重要问题是辐照损伤。在前一章内已叙述了高能中子对非燃料材料的影响。在燃料中的辐照效应还要严重得多，因为除了受高能中子影响之外，还受高能裂变产物与燃料晶格内原子碰撞的影响。裂变产物原子在反应堆燃料中的平均射程约为 $0.8\mu\text{m}$ ，而在这样短的距离之内可能产生多达百万个受击原子（§7.50）。

8.64 由于裂变产物引起的初级与次级反冲碰撞，结果在燃料内造成一个损伤区，有时称为“裂变峰”。在此区内具有众多的晶格空位与间隙原子（§7.60等节）。在反应堆燃料中也发现几种定向效应，即所谓“穿透”和“聚焦”效应。“穿透”效应指受击核沿晶体中无原子位置的方向上穿行一段距离，而“聚焦”则指沿直线方向上一系列原子相继发生受击碰撞。最后，裂变碎片的绝大部分能量都以沿其径迹上原子的热（振动）能形式释出，虽然也有一些能量表现为各种缺陷所具有的位能。

8.65 在反应堆堆芯的整个寿期中，燃料元件尽管受裂变碎片与中子的辐照损伤，仍希望其保持物理上、力学上及化学上的稳定性。为了满足上述（及其他）要求，燃料材料必须具备下列特性：

1. 应具有高热导率，以便承受高功率密度（即每单位堆芯体积内的高热功率）与高比功率（即每单位燃料质量内的高热功率）而不产生过高的燃料温度梯度。对圆柱状燃料棒（或细棒）而言，高热导率可使燃料的中心温度即使在高释热率（§6.68）下仍不致接近其熔点。
2. 燃料材料应能抵抗辐照损伤而不会因肿胀、开裂或蠕变引起变形。同时，其物理性质（如热导率）以及力学性质（如强度与韧性等）也不应在辐照后发生很大变化。
3. 需要具有化学稳定性，特别是与冷却剂不发生化学反应，以便在包壳破损后不致产生（或毫无）明显的相互作用。
4. 需要具有高的熔点，而且在低于熔点时不发生导致密度或其他变化的相变。
5. 需要具有易于经济地进行加工的物理与力学性质。
6. 应具有低的膨胀系数。
7. 其中应含有高浓度的易裂变（及可转换材料）原子；并不应含有中子吸收截面大的其他原子。

8.66 没有一种材料可以同时满足以上所有的要求；因此，在实际应用中，在选取燃料材料时必须进行折衷。几乎所有的早期反应堆，包括二氧化碳气体冷却的动力堆（§1.88），均采用金属铀作燃料。金属铀的优点是不含稀释原子，导热性好，而且易于加工。但另一方面，金属铀内辐照损伤严重，因而其堆芯寿命颇短；同时还出现相变，其熔点也不高。近年来广泛采用陶瓷材料如铀、钍与钷的氧化物作为燃料材料。这些材料具有很高的熔点与其他的有利性质；它们的主要缺点是热导率相对较差。在以下几节内，将评述金属及陶瓷两种燃料材料的重要特性。

金 属 铀

8.67 由于其来源及用途,各种形态的铀是反应堆内最常用的核燃料。铀的纯金属、合金、氧化物、碳化物或其他适当的化合物,均可用作燃料。在大多数早期反应堆内均采用金属铀作燃料,这主要是由于其单位体积内所含的铀原子数最多。但由于金属铀的力学性质不良,并极易受辐照损伤,故在美国的商业动力堆内不用其作为燃料。然而,在英法等国,金属铀被用作老式气冷堆的燃料。

物理与力学性质

8.68 用金属铀作燃料的困难之一在于它具有三种同素异形体(不同的晶体结构)。它们分别称为 α -、 β -及 γ -相,其特性列于表8.1内。其中由X射线测量结果算出的晶胞尺寸与密度是表内所列温度下的数值。 α -及 γ -相的结构相对比较简单。 α -相可视为具有扭曲的密排六角形结构,而 γ -相为体心立方体结构。 β -相则比较复杂,在正方形单元晶胞内包含有30个原子。

表8.1 各种铀晶体的性质

性 质	α -相	β -相	γ -相
稳定范围, °C	<665	665—770	770—1133 (熔点)
晶体形态	斜方晶	正方晶	体心立方晶
晶胞尺寸 (nm)	(25°C)	(720°C)*	(805°C)
a_0	0.2854	1.076	0.3524
b_0	0.5869	—	—
c_0	0.495	0.566	—
密度, 计算值 (Mg/m ³)	19.04	18.11	18.06
一般特性	软, 韧性	硬, 脆性	极软

* 常温下的估计值为 $a_0=1.059\text{nm}$, $c_0=0.5634\text{nm}$, 密度=18.56Mg/m³。

8.69 铀的 α -相结构对金属而言毫不典型,而且其热导率与电导率也远小于一般金属的数值。不仅如此,由于 α -相晶胞尺寸的各向异性,如表8.1所示,沿三个轴方向上的热膨胀系数均不相同。因此,在加热及冷却时, α -相晶体会产生相当大的变形。由于辐照的影响也会发生变形。 γ -相的体心立方结构是许多金属的共同特征,值得注意的是由 β -向 γ -相过渡(同样地,由 α -向 β -相过渡)时,电导率急剧增大。奇怪的是,热导率却不出现相应的急剧变化,反之,它在相变温度下持续地增长。

8.70 虽然金属铀的相变在过渡温度(即 $\alpha\rightleftharpoons\beta$ 在665°C及 $\beta\rightleftharpoons\gamma$ 在770°C)处骤然发生,但通过适当的合金化可将 β -及 γ -相保持在室温之下。例如,有少量铬存在时可以稳定 β -相,而铀与钼、铌、钛或锆的某些固溶体可以在常温下保存 γ -相。

8.71 金属铀的力学性质在很大程度上取决于样品的条件及其先前的处理状况。表8.2内列举的数值可认为大致符合常温下退火(α -相)金属铀的性质。抗拉与屈服强度的上限值可适用于冷作的金属铀。 α -相铀的热导率在25°C时约为25W/m·K而在665°C(过渡温度)时为42W/m·K。

表8.2 退火金属铀的力学性质

抗拉强度 (MPa)	344—1380
屈服强度, 0.2%偏离 (MPa)	172—900
弹性模量 (10^{11} Pa)	1.0—1.7
比例极限 (MPa)	69—103
泊桑比	0.2—0.25

加工

8.72 金属铀可用各种常见方法加工, 包括铸造、轧制、挤压、模锻、拉拔及切削。 α -相热轧是铀金属成形的常用方法。由于金属铀极易氧化, 特别在高温下格外如此, 因而在加工时需与空气隔离, 或者采用熔盐, 或者采用惰性气体保护。金属铀相当容易切削, 但必须注意防止氧化。

8.73 已经发展了一种生产金属铀燃料元件的满意方法, 即采用粉末冶金技术, 用氢化铀作原料, 通过加热分解得到金属铀。然后, 可以采用许多加工方法获得密实的金属, 例如, 先冷压而后烧结或热压。用这种方法可制成晶粒结构随机取向的高密度成型金属铀; 它们比其他方法加工成的燃料元件具有更大的辐照稳定性。

腐蚀

8.74 即使在常温下, 金属铀也与空气、水和氢发生反应。清洁的裸露金属铀极易受水腐蚀而产生氢气, 因为不接触空气就不能生成保护性的氧化膜来抑制这种反应。甚至在氧化膜生成后, 也会很快局部脱落, 这样裸露的表面比原来腐蚀得更快。腐蚀率随环境不同而有很大变化, 有些情况下低得微不足道。金属铀在无氧钠中的腐蚀率就非常小。

辐照效应^[7]

8.75 使用金属铀燃料元件的一个缺点就是辐照引起的尺寸变化。这种效应有两种类型: (1) 在大约450°C以下, 尺寸不稳定但密度无显著变化; (2) 在450°C以上, 肿胀从而密度降低。

8.76 尺寸的不稳定系指形状畸变而体积不变或变化很小, 这主要是由 α -相铀的各向异性引起的。对单晶的研究表明, 辐照在〔100〕平面平行方向上引起收缩, 在〔010〕平面向上发生同样大的伸长, 而沿〔001〕平面变化很小。由于熔融金属铀凝固制成的铀燃料元件中 α -相晶体有明显的取向, 因此这种元件无疑地会在反应堆内产生不均匀的尺寸变化。

8.77 使用随机取向的细晶粒材料是减小辐照下畸变的一种办法。在这种情况下, 晶体内三个方向上的不同尺寸变化部分地相互抵消。用粉末冶金技术或由 β -相急冷得到的材料制成燃料元件具备这种理想的特性。在后一种工艺中, 金属铀内似乎需要有小量特定杂质存在。下面将看到, 通过适当的合金化, 也可以减小辐照畸变。

8.78 反应堆燃料元件在高温下可能由于几种辐照效应而肿胀。裂变产物气体以小气泡形式积聚在金属晶格内是肿胀的主要原因。另一种原因在于裂变使一个重的易裂变元素核分裂为两个较轻的裂变碎片核, 后者具有较低的固体密度。

铀合金

8.79 合金化可使金属铀不易受水腐蚀并能提高辐照时的尺寸稳定性，从而使其性能略有改进。在合金化工艺中采用两种方案：一种是将少量的适当金属如铬、钼、铌或锆溶于金属铀内，使 β -或 γ -相比较稳定。这种合金在向 α -相过渡时，就会生成随机取向的细小晶粒，它比通常用铸造方式制成的金属铀更耐腐蚀。第二种方案是添加足量的合金元素使 γ -相能一直保持到正常过渡温度以下。由于 γ -相具有立方晶结构（见表8.1），它在辐照后不会像各向异性的 α -相晶体那样发生畸变。在金属铀内添入10%重量的钼，再加适当的热处理，可以获得辐照下相当稳定的燃料材料。

8.80 在许多研究用反应堆内采用铀铝合金制造的燃料元件。一般设想这种合金的辐照稳定性是由于铀在其中不是以元素的形态而是以化合物（如 UAl_2 , UAl_3 , 或 UAl_4 等）形态存在的缘故。这类合金具有很高的热导率，而且很容易与铝包壳结合，形成一种中间夹有燃料芯片的“三明治”型元件。

二氧化铀⁽⁹⁾

8.81 二氧化铀陶瓷材料是商用动力堆内最常用的燃料材料，它具有高温下稳定与耐辐照等优点。它的熔点也较高(2865°C)。此外，从化学上看，二氧化铀不受热水腐蚀。正因为后一特性，使二氧化铀最适于用在水冷反应堆中；因为如果燃料材料很容易与堆内已达到高温的水发生反应，则燃料元件包壳破损将会导致灾难性的后果。二氧化铀的另一有利性质是它在约1000°C以下时具有存留大部分裂变气体的能力（§8.88）。它用作燃料材料时的主要缺点是热导率很低；虽然这种燃料元件中心的容许温度很高，可以部分地补偿这一缺点。

燃料元件加工

8.82 天然（未浓集）铀的二氧化物可由硝酸铀酰制备（§8.19），但用作水冷反应堆燃料的浓集铀二氧化物则由其六氟化物制成（§8.30）。将制得的二氧化铀磨成细粉再冷压成小圆片芯块。然后在中性或还原性气氛下于1700°C左右将芯块烧结，防止其氧化，使其密度增大。用此方法已制成密度为理论值(10.96Mg/m³)的95%的材料。由于若干原因，燃料的高密度是很重要的；密度增大就意味着热导率提高，而且每单位体积内铀原子数增加从物理观点看是有利的。不仅如此，燃料的初始密度提高将有利于防止辐照后的收缩（§8.87）。

8.83 烧结后的芯块被磨到规定的尺寸公差以内，然后装入包壳，在热中子堆内后者为薄壁长锆管。在燃料芯块与包壳间的小环缝内充以氦气以改善传热特性。当包壳管装满后，顶端塞入一个膨胀弹簧，在空腔内充氦，最后用一个端盖密封（图8.6）。在燃料芯块磨光后，锆管加工过程中，以及燃料棒（或细棒）制成后均需进行检查，以确保其符合全部规范。通过检查合格的燃料棒然后组装成棒束，其内插入各型反应堆所要求的定位格架。

性质

8.84 表8.3内列出了二氧化铀的一些重要性质。它的热导率低是一个重要问题，因为这一参数限制了燃料元件的最大释热率，后者必须不使燃料棒的内部熔化（§6.187）。当温度上升时，热导率还不断减小，直到大约1700°C后才开始回升。在图8.7内画出加工后的未辐照烧结二氧化铀热导率随温度的变化情况；这些数据取自几个不同的研究结果⁽⁹⁾。然而，

表8.3 二氧化铀的性质

熔点 (°C)	2865±15
晶体结构	面心立方体
晶格参数 (nm)	0.5465
理论密度 (Mg/m ³)	10.96
热导率 (W/m·K)	~8.6 (在20°C下)
热膨胀系数 (1/°C)	~1×10 ⁻⁵ (0到1500°C)
断裂强度 (MPa)	~110
弹性模量 (10 ¹¹ Pa)	2.0 (在20°C下)

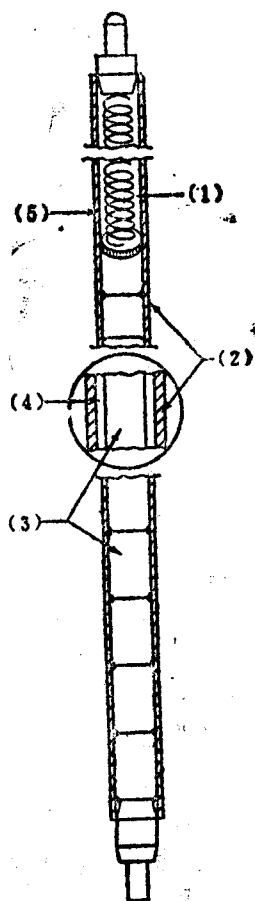


图8.6 二氧化铀燃料元件结构

- (1) 膨胀弹簧 (2) 锆合金包壳
(3) 二氧化铀燃料芯块
(4) 环状间隙 (5) 氮气空腔

应当强调指出,二氧化铀的热导率与生产方法密切相关。因此,在利用文献内刊载的图表时需加小心。在较低温度下辐照会降低热导率。然而,由于高温下有退火作用,因此在运行中的燃料元件内热导率变化可能很小。

织构变化

8.85 在辐照中,烧结二氧化铀燃料芯块的织构可能发生显著变化,有时称为织构再造,这主要是由燃料内部温度很高而且温度梯度很大。热应力引起了沿径向的裂纹,同时,晶粒的织构也发生改变。在高于烧结温度的中间温度下,生成了随机取向并且较大的“各方等大晶粒”。在热梯度很大的中心部分,特别是在高比功率下,晶粒边界取半径方向;这就是所谓“柱状晶粒”区域。热梯度还会使燃料材料内的小孔向中心徙动,结果在燃料棒的中央形成一个空洞。图8.8内画出这类可能的织构变化的一例,这种变化随燃料比功率与燃耗的加大而加剧。在商用水堆的正常运行工况下,仅出现裂纹与各方等大晶粒,但在快中子堆内这种织构再造要广泛得多。

8.86 陶瓷燃料肿胀的起因,部分地由于每一易裂变核分裂时产生两个裂变碎片,另一部分来自内部积聚的裂变气体气泡。肿胀程度取决于燃料密度,但一般说来在燃耗低于大约 0.5×10^{26} f^s/m³时肿胀并不明显。

8.87 某些二氧化铀燃料因辐照而引起收缩,这正是与肿胀相反的效应。这种行为会使燃料材料缩小,从而导致不均匀的发热。辐照收缩效应显然是由于二氧化铀芯块内微孔的消失而引起,因此通过适当的烧结工艺使密度提高并稳定其微孔织构,可以减轻收缩效应。这样,选用适当的加工程序可以控制芯块的收缩。

• 在密度为理论值95%的二氧化铀内,铀每燃耗1%相当于 2.3×10^{26} f^s/m³ (见例题1.2)。

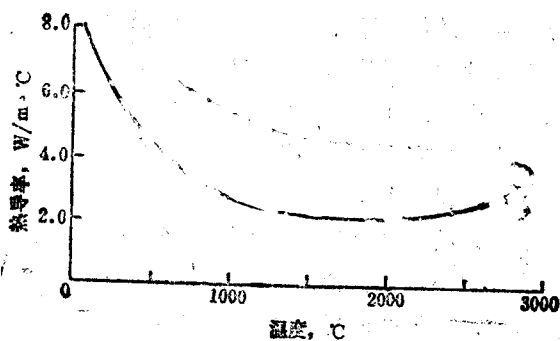


图8.7未辐照二氧化铀(95%理论密度)的热导率与温度的近似关系

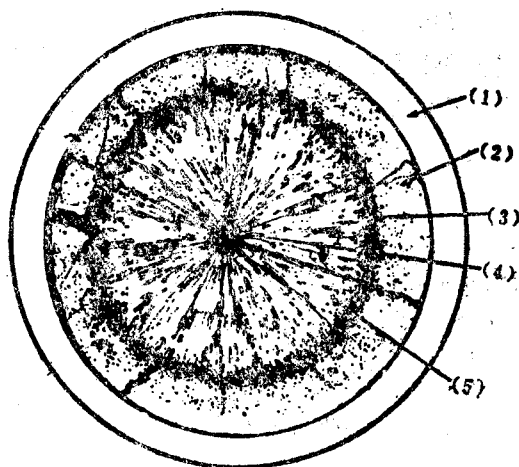


图8.8 二氧化铀燃料芯块的剖面, 显示长期中子辐照后的结构再造情况(M. D. Freshley, BNWL) (在正常运行的商用动力堆内, 结构的变化较此为小)

- | | |
|------------|------------|
| (1) 包壳 | (2) 未变化的燃料 |
| (3) 各方等大晶粒 | (4) 中心空洞 |
| | (5) 柱状晶粒 |

裂变气体释放

8.88 在裂变产物原子中大约有15%为气体, 主要是氦、氙与碘(在高温下为气态)。因此, 在燃耗深度达 10^{26} f/s/m³时, 二氧化铀内释放的裂变气体量在常温常压下等于其本身的体积。当燃料温度低于1000°C时, 二氧化铀基本上能存留全部裂变气体; 在超过此温度时, 裂变气体开始释出, 当超过1800°C时全部气体都将逸出燃料之外。在燃料元件的设计中 (§8.111等节), 还要考虑裂变气体释放后对燃料包壳产生的压力。这一压力不仅取决于气体的释放量, 还取决于包壳内的自由空间; 而后者则主要由燃料棒顶端的空腔决定(见图8.6)。

碳化铀⁽¹⁰⁾

8.89 另一种重要的陶瓷材料是一碳化铀 (UC)，它特别适用于在极高温下运行的反应堆。虽然这种材料并未开发到二氧化铀那样成熟的水平，但它似乎比后者有某些优点。碳化铀的热导率比二氧化铀高得多，在常温下实际上与金属铀相差不远。然而，有迹象表明，碳化铀的热导率与二氧化铀的一样随温度升高而减小。一碳化铀的理论密度较高 ($13.6\text{Mg}/\text{m}^3$)，因而每单位体积中含铀量比二氧化铀多，这对于反应堆的中子设计也是很重要的。例如，在快中子堆内，碳化铀燃料的增殖比 (§8.194) 比其他燃料材料的增殖比高。碳化铀存留裂变气体的本领不如氧化铀，而且在辐照下有肿胀的趋势。肿胀的程度主要取决于燃料的中心温度。然而，由于在同样的燃料棒功率下碳化铀的温度低于氧化铀，因此难于将两者直接加以比较。

生产

8.90 碳化铀可用几种方法制备，最简单的就是将氧化铀与石墨粉末混合并在真空中于 $1600\text{--}1900^\circ\text{C}$ 下加热。然后将产品用机械方法磨成细粉。另一种方法可以直接生产粉末产品：将铀转换为氢化铀然后加热分解得到金属铀粉末。在大约 600°C 下使铀粉末与碳化氢 (如甲烷) 作用即生成粉末状的一碳化铀。通过烧结、热压或冷压，可使其密度达到理论值的 $85\text{--}90\%$ 。用电弧熔化然后铸造的方法，可获得几乎等于理论密度的产品。

性质

8.91 一碳化铀的物理性质在某种程度上取决于生产方法，因此表8.4内所列举的数值是近似值。不过，它们代表了碳化铀的一般特性，因此可用来与表8.3内二氧化铀的性质相比较。除了(理论)密度较高与热导率较大外，碳化铀的某些力学性能也优于二氧化铀。

表8.4 一碳化铀的性质

熔点 ($^\circ\text{C}$)	2380
晶体结构	面心立方体
晶格参数 (nm)	0.4961
理论密度 (Mg/m^3)	13.63
热导率 ($\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$)	33 (在 44°C 下)
热膨胀系数 ($1/^\circ\text{C}$)	$\sim 1 \times 10^{-5}$ ($20\text{--}1000^\circ\text{C}$)
断裂强度 (MPa)	62
弹性模量 (10^{11}Pa)	2.1

8.92 碳化物的较高热导率意味着在同样燃料棒直径下，若燃料中心与外部温度和氧化物相同，用碳化物可获得更高的线功率密度。然而，由于碳化物熔点较低，其最高容许中心温度较氧化物为小。碳化铀在 500°C 以下能抵抗钠的腐蚀，但它很容易与水发生反应，从而使它不适宜用于水冷反应堆。碳化铀与其他碳化物如碳化钼 (Mo_2C) 与碳化锆 (ZrC) 等的混合物 (或固溶体) 似乎较能抵抗水的腐蚀。总的说来，碳化铀可能更适用于钠冷快中子堆而不适用于水冷 (热中子) 堆。

氮化铀燃料^[11]

8.93 氮化铀曾被认为是一种可能的高性能燃料，在700°C以上时它的热导率大于碳化铀，虽然在低温下略小。氮化铀具有面心立方体结构，其理论密度为14.3Mg/m³。有限的的数据表明它在受热时是稳定的，在辐照下肿胀与气体释放率都很小，因此很可能达到高燃烧 (§8.174)。氮化铀与氮化铀的混合物（或固溶体）很可能用作钠冷快中子增殖堆的燃料。然而，在此情况下的一个缺点是其中氮-14的寄生中子俘获较高，因此将使增殖比减小。不仅如此，由此反应产生的碳-14可能构成放射性问题，从而排除应用氮化物燃料的前景 (§9.130)。

弥散型燃料

8.94 弥散型燃料元件由燃料材料（一般为陶瓷体如二氧化铀或一碳化铀）弥散在金属或陶瓷基体内构成，后者应具备理想的物理性质。弥散型燃料的优点包括：辐照稳定性好，从而可望达到高燃烧；热导率好；包覆材料与燃料（若为金属基体）间的冶金结合好，从而可大大改善传热特性。经常生产或被考虑的弥散型燃料采用金属或石墨做基体，金属基体包括铍、铝、锆、钼及不锈钢等。

8.95 有一种将在后面描述的特殊弥散型燃料是由细小的二氧化铀或碳化铀颗粒用热解碳包覆（以阻留裂变气体）然后弥散在石墨基体中构成。这种弥散体的物理与力学性质与石墨非常相近，该燃料特别适用于高温气冷反应堆 (§8.109)。

铀燃料材料^[12]

8.96 铀-239可用于热中子及快中子堆内作为易裂变材料。在热中子堆内，由铀-238生产的铀-239可部分地代替铀-235，后者在自然界的储量有限。然而，将铀-239用于快中子堆内更为经济，此时核燃料能够增殖，即生产出的铀-239可能多于消耗的数量。

铀金属及合金

8.97 铀的物理冶金性质非常复杂，因为由室温到其熔点（仅640°C）之间竟有六种同素异形体存在，分别用希腊字母 α 、 β 、 γ 、 δ 、 δ' 及 ϵ 表示。表8.5内列出这六种固体相的稳定区及某些特性。曾经认为在常温下稳定的 α -相铀与铀的 α -相同型，但事实不然。铀的 δ -及 δ' -相非常特殊，它们具有负的热膨胀系数。

表8.5 铀的固体相性质

相	稳定区	结构	密度 (Mg/m ³)	热膨胀系数 (每°C×10 ⁴)
α	<120°C	简单单斜晶	19.7 (25°C)	48
β	120—206°C	有心单斜晶	17.8 (150°C)	38
γ	206—319°C	面心斜方晶	17.2 (210°C)	35
δ	319—451°C	面心立方晶	15.9 (320°C)	-9
δ'	451—476°C	体心正方晶	16.0 (465°C)	-120
ϵ	476—640°C (m.P.)	体心立方晶	16.5 (510°C)	36

8.98 由表8.5内的数据显然可见固体铀金属完全不适于用作燃料材料。多次相变以及变化复杂的热膨胀系数，引起了极其严重的尺寸不稳定问题。不仅如此，铀的熔点相当低，而且热导率又特别小，在常温下仅约 $4.2\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$ (α -相)。铀金属化学性质活泼，与氢、氧、水均发生反应。铀又是一种潜在的生物毒素，需采用特殊的加工设备 (§9.22)。

8.99 对铀与其他许多金属的合金体系进行了相平衡研究，但只发现极少情况下有些合金可能用作反应堆燃料。两元铀-铀合金可能用作快中子堆燃料，但由于辐照损伤效应严重而不能使用。不过，在添入适量的铀后可以大大增强其辐照稳定性。

陶瓷材料

8.100 二氧化铀不单独用作反应堆燃料，一般将它与二氧化铀混合使用。有两种不同比例的“混合氧化物”是比较重要的：即用于快中子堆的燃料，内含大约20%的二氧化铀；以及用于热中子堆的燃料，内含大约3—5%的二氧化铀 (§8.218)。混合氧化物的制备可用共沉淀法或机械混合法。在前一方法中，将氨的水溶液加入按所需比例配制的硝酸铀与硝酸铀溶液内；将氢氧化铀与重铀酸铵的沉淀物分离、干燥，并在氢气流内加热以生产混合氧化物。然而，目前在生产反应堆燃料元件的氧化物时都采用机械混合法，即按前述生产二氧化铀粉末的方法分别制备这两种氧化物，然后将其按比例混合。

8.101 二氧化铀的熔点 (2400°C) 及热导率均比二氧化铀的稍低。已经测定了混合氧化物的物理与力学性能，结果表明在实际应用的混合物比例下，二氧化铀对性能的影响不大。至少对初步设计而言，采用二氧化铀的参数代表混合氧化物的性质是合适的。混合氧化物经辐照后将使铀由中心的高温区向较冷的边缘徙动。结果，燃料棒中心含铀的比例增大，从而使中心温度升高。在热中子堆采用的混合氧化物燃料内，这种铀由中心向外徙动问题不大，但在快中子堆燃料内，这种徙动效应可能限制最大功率密度（及线释热率）的数值。

钍燃料材料^[23]

8.102 钍主要以氧化物形态用作可转换材料，并与一种易裂变的铀同位素相混合。虽然还有待实践证明，从理论上认为在热中子堆及快中子堆内进行钍-232向铀-233转换均可能使转换比 (§8.197等节) 大于1.0 (§8.206)。即使实际上不能实现增殖，其转换比也应当很高。

钍金属及合金

8.103 金属钍熔于约 1750°C ，此固体在 1325°C 以下均为面心立方体结构。晶格尺寸为 0.5086nm ，而室温下的理论密度为 $11.72\text{Mg}/\text{m}^3$ 。当高于 1325°C 时，体心立方体形态为稳定相。钍的结构属于立方体系的事实表明其物理及力学性质都是基本上各向同性的。因此，正如预期那样，钍的辐照稳定性优于金属铀。金属钍的热导率为 $38\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$ (100°C 下)，在 650°C 时增加到 $45\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$ ；这些数值与金属铀差别不大，特别在高温下更为接近。

8.104 钍的力学性质取决于生产和使用前的处理方法。表8.6内给出的数值是室温下的退火金属钍的平均特性。通过冷轧，抗拉强度可以提高到 414MPa ，同时其硬度也显著增加。温度升高后将使抗拉与屈服强度均显著下降，同时使弹性模量略为减小。

8.105 钍的化学活性与铀相似。它易受水与空气的腐蚀，但至少 600°C 以内不与无氧

钠发生反应。在金属钍内添入5—30%重量的铀或钍可以大大减小与高温水的反应率。

表8.6 退火金属钍的力学性质

抗拉强度 (MPa)	241
屈服强度, 0.2%偏离 (MPa)	193
比例极限 (MPa)	152
弹性模量 (10^{10} Pa)	6.9
剪切模量 (10^{10} Pa)	2.8

8.106 可以利用金属钍的良好抗辐照特性来增进金属铀的辐照稳定性。铀在钍内的溶解度很小,故有用的铀-钍合金具有两相结构,即由富铀相的细小结晶弥散在富钍相的基体内构成。在中等与高温下,这种合金的辐照损伤极小^[14]。

8.107 金属钍与铀相似,可以用多种普通的加工方法制造。金属钍韧性极好,因此其断面减小甚多时仍无需进行退火。它可以锻造、挤压、热轧、冷轧、模锻与拉拔。虽然在常温下金属钍受撞击时是半脆性的,但在约250°C时它变得十分坚韧。金属钍的切削性能与软钢相似。为了避免金属钍在加工过程中发生氧化,必须采取适当步骤防止其与空气接触。

陶瓷材料

8.108 当用作燃料材料时,二氧化钍具有与二氧化铀相同的优点与缺点。这两种氧化物可以配置成熔点由大约2800°C到3300°C之间的各种固溶体。后者可像二氧化铀一样用粉末冶金方法加工,但此时无需在烧结时用还原性气体保护。这种产品具有良好的抗辐照特性,并且具有与二氧化铀同样良好的化学惰性。

包覆燃料颗粒^[15]

8.109 高温气冷堆的主要目的之一(§12.81)就是在热中子谱下使钍-232转换为铀-233,从而获得良好的燃料经济性。由于生产的铀-233预计不足以补充这种反应堆所需的全部易裂变材料,因此,还必须使用一部分浓集铀-235的二氧化物或二碳化物(UC_2)。所用的可转换材料为二氧化钍。燃料棒由易裂变材料与可转换材料各自分开的小颗粒均匀地弥散在石墨基体内制成。为了阻留裂变产物,在可转换材料颗粒外先包覆一层吸收气体的低密度热解碳,再包覆一层高密度不透气的热解碳(§7.140)。在易裂变材料(高浓集铀)颗粒外,除了上述两层包覆层,还加上一层一碳化硅和最外面的高密度热解碳层。添加碳化硅包覆层有两重目的:它有助于在高燃耗下阻留裂变产物,同时有利于在乏燃料后处理过程中将易裂变材料颗粒与可转换材料颗粒分开。这样就可以使可转换材料颗粒中产生的铀-233与未裂变的铀-235分开。

8.110 当取得足够量的铀-233之后,可将其二氧化物按一定比例混入二氧化钍颗粒之中。已发展了一种“溶胶凝胶”法(现亦称“凝胶球”法)来生产这种(和其他)燃料颗粒^[16]。在这种方法中以铀-233与钍的硝酸盐溶液作原料,制备一种含有混合氧化物的悬浮胶体(或“溶胶”)。然后将此溶胶液由喷嘴喷出形成小滴,并在醇基吸水剂内脱水。由此形成的凝胶微球经干燥与焙烧后制成所需的燃料颗粒。然后在颗粒外按上述方式包覆两层热解碳;

* 还需经过烧结以提高其密度。——译者

或在需要时再加上一碳化硅与高密度热解碳层。

燃料模型程序^[17]

引 言

8.111 作为辅助设计手段,已经发展了一些分析模型来预言反应堆内燃料元件在正常与异常运行工况下的行为。这些模型综合描述了燃料元件内各组成材料的传热、力学、化学和辐照损伤特性,并编成计算机程序的形式。由于快中子堆内燃料辐照(或燃耗)的要求特别苛刻,因此对燃料元件进行分析设计的方法首先应用于快中子堆内,但此方法也同样适用于热中子堆燃料。不过,以下的讨论主要涉及快中子堆燃料元件。

8.112 用于描述燃料元件行为的模型可分为两个范畴,其间互有重叠。第一个范畴包括所谓宏观(现象学)模型程序;它们一般都是经验的静态模型,只需用少量机时。这些模型依据燃料元件某些特性的实际(但有限)观察值,例如氧化铀元件内裂变气体释放以及燃料与包壳肿胀随燃耗深度的变化等。这些模型的设计应能使计算值符合有限的观察数据;它们可用于求各参数间关系、内插及有限度的外推。

8.113 在第二个范畴内,发展了更精细的模型,其侧重点在于分析决定燃料元件行为的那些微观过程。这些模型一般编成复杂的计算机程序,其中包含一系列子程序用以分析各具体机制,诸如气体释放与燃料肿胀。这些模型的第二种用途就是利用其中的子模型计算各种单独过程对燃料总行为的影响程度。由此可以指出需要进一步进行那些试验与理论工作以改善这些模型。

宏观(现象学)模型

8.114 几种宏观模型都采用类似的方法。其中假定燃料元件由一根长圆柱形燃料棒位于圆筒状包壳的中心。燃料与包壳之间的间隙中充以氦气或钠。在计算温度分布时,沿轴向将整个燃料长度分为十段以上,在顶端有一个容纳裂变气体的空腔。然而,各种程序在模拟辐照所引起的燃料织构再造的程度有所不同(§8.85)。例如,在SWELL程序^[18]内,假定在零时刻就已发生了织构再造。

8.115 一般而言,在对某一给定燃耗深度(或时间)进行计算时,首先算出燃料内的温度分布,然后计算如下一些参数,如空腔内的压力,燃料与包壳间的压力,和包壳的变形量。然后对次一燃耗深度(或时间)步长重复上述计算。在每一时间间隔结束时,在每一轴向位置上,将直到该时刻为止包壳发生的所有的损伤值相加。如果有任一和数等于(或大于)1,则假定包壳在该位置上破坏。如果在某段时间之后包壳仍无损坏,则可计算某一异常工况,以分析包壳在该时刻是否会因异常工况而损坏。

微观模型

8.116 LIFE程序^[19]是试图在用解析式表述辐照时发生的微观(及宏观)过程的基础上对燃料元件行为进行模拟的一例。它用于详细分析一根有不锈钢包壳的氧化物燃料的行为,其中包括其热工、力学和材料特性随(快中子)反应堆详细的运行历史的变化。该程序可以

预测如下性质：燃料与包壳内的温度分布，燃料与包壳的尺寸变化，燃料的织构再造，释放到空腔内的裂变气体量，空腔内压力，应力与应变分布，燃料与包壳的肿胀变形，累计的损伤量，以及其他等等。

8.117 在此程序内与上述简单模型一样，将燃料长度分为十个左右的轴向段。每一段内又沿径向分为若干区：一个中心空洞，其外有三个环状燃料区，分别代表柱状晶粒、各方等大晶粒和未变化区，如§8.85内所述。这些区域的尺寸与密度均可随燃耗而变化。该程序相当复杂，其中包含各种子程序，用以计算各阶段中导致损坏的各种中间结果。

乏燃料的后处理⁽²⁰⁾

引 言

8.118 反应堆燃料必须在易裂变材料及可转换材料只消耗掉一小部分时就卸出堆外，其原因如下。首先，作为中子核毒物的裂变产物与重元素同位素的积累，加上易裂变材料如铀-235及钚-239的贫化，将使反应性下降到无法满足反应堆继续运行的程度。此外，燃料元件经连续辐照及由裂变产物积累而引起的尺寸与形状的变化，可能规定了燃料元件在堆内伫留时间的极限。最后，在事故条件下，诸如由热冲击、焊缝破损、烧毁、腐蚀或脆化而引起包壳的破坏或削弱，可能使得燃料元件不得不进行更换。无论是上述何种原因，当乏燃料元件由堆内卸出时，其中仍含有大量的易裂变材料与可转换材料。在表8.7内列出一个轻水堆内用铀（不含钚）作初装燃料时卸出的乏燃料内所含的各种元素（氧除外）的近似平均份额。其中易裂变钚一项内包含钚-239（主要）与钚-241，而非裂变钚一项包含质量数为238,240（主要）及242等同位素（见表8.11）。

表8.7 由轻水堆卸出的乏燃料内重元素与裂变产物的近似平均份额

核 素	重量%
铀-238	95
铀-236	0.4
铀-235	0.8
钚（易裂变）	0.65
钚（非裂变）	0.25
裂变产物	2.9

8.119 过去一般认为乏燃料元件应进行后处理以回收铀及钚并重新用作反应堆燃料。由1966到1972年间，在美国曾有一座商业燃料后处理厂运行，但乏燃料后处理的短期前景并不明朗（§8.230等节）。然而，由于其中所含铀及钚的价值，在将来某一时间很可能在美国恢复对积存的乏燃料进行后处理的工作。鉴于存在这种可能性，同时在其他国家仍在继续进行后处理，故在本章内仍将讨论这一课题。

8.120 在讨论乏燃料后处理的细节之前，必须指出两个应注意的重要问题。第一，在乏燃料处理的所有阶段，必须绝对保证易裂变材料无论在固态或在溶液内均不应达到临界质量。第二，由于乏燃料具有强放射性，因此后处理厂的设备运行与维修均需采用特殊技术与

*在美国仍进行反应堆燃料后处理，以便回收用于核武器的钚以及用于特种反应堆的高浓缩铀。

厂房设计。

乏燃料的冷却

8.121 反应堆乏燃料处理的第一阶段是所谓的冷却阶段。将乏燃料组件由反应堆内卸出并直接转运到储存水池内，其中的水既可载出放射性衰变热又可充当辐射屏蔽。在冷却期间，乏燃料中的各种放射性核素部分地发生衰变。这些核素包括裂变产物和重元素同位素，即高原子序数（质量数）如铀、钚、钷等同位素。冷却的最重要效果如下：（1）较短半衰期的裂变产物几乎完全衰变，（2）燃料的总 β 及 γ 活性降低到以后处理中所用化学药品辐照分解允许的水平，（3）某些不需要的重同位素衰变成为可从产品中分离的元素。

8.122 一般认为最短的冷却时间需要150天，特别是后处理工艺中采用水溶液时需要较长的冷却。由于目前缺少商业后处理设施，实际的冷却时间已经是（或将会）比上述时间更长得多。然而，在本章内仍用150天的冷却期作为参考值。

8.123 采用150天冷却期的主要目的之一是允许碘-131（半衰期8.05天）充分衰变。碘很容易挥发，从而必须在后处理过程中最大限度地防止这种放射性同位素释放到环境中去。

表8.8 轻水堆乏燃料在冷却150天后的放射性主要来源

核素	半衰期, a	主要衰变方式	活 度	
			Ci/1000kgU	Bq/1000kgU
裂变产物				
铯-89	0.14	β	9.6×10^4	3.6×10^{13}
铯-90	29	β	7.7×10^4	2.8×10^{13}
锆-95	0.18	β, γ	2.8×10^5	1.0×10^{14}
锶-95	0.095	β, γ	5.2×10^5	1.9×10^{14}
钇-106	1.0	β	4.1×10^5	1.5×10^{14}
铯-134	2.05	β, γ	2.1×10^5	7.7×10^{13}
铯-137	30	β, γ	1.1×10^5	4.1×10^{13}
铯-144	0.73	β, γ	7.7×10^5	2.8×10^{14}
钷-147	2.6	β	9.9×10^4	3.7×10^{13}
重元素同位素				
钚-238	88	α	2.8×10^3	1.0×10^{13}
钚-239	24, 400	α	3.3×10^3	1.2×10^{13}
钚-240	6, 540	α	4.8×10^3	1.8×10^{13}
钚-241	14	β	1.1×10^3	4.1×10^{13}
钚-242	387, 000	α	1.36	5.0×10^{10}
镅-241	433	α, γ	2.0×10^3	7.4×10^{13}
镅-243	7, 370	α, γ	17.4	6.4×10^{12}
镅-242	0.45	α, sf^*	1.5×10^4	5.5×10^{14}
镅-244	18	α, sf^*	2.5×10^3	9.3×10^{13}

*较多的自发裂变并放出中子。

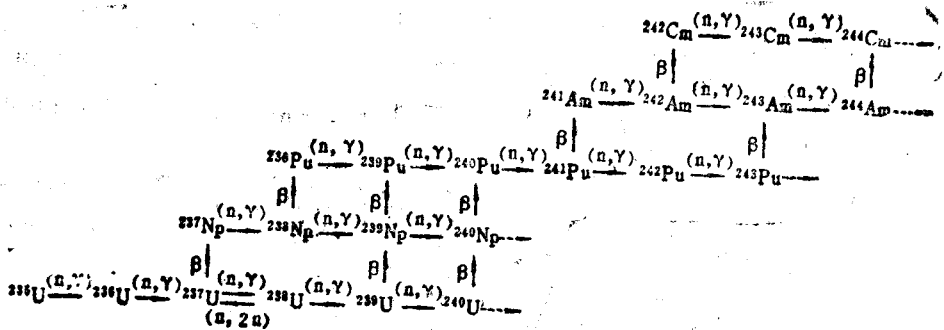


图 8.9 铀燃料内的重同位素积累 (除另行注明者外, 所有核素均为 α 粒子发射体。)

在冷却过程中使之衰变, 将大大简化这一问题。

8.124 表8.8内列出反应堆乏燃料元件在冷却150天后放射性的主要来源。表内所列数值为一座假想的3300MW (热) 轻水堆内每公斤初装铀燃料耗达 $2.85 \times 10^{12} \text{ J}^{\cdot} (2.85 \text{ TJ})$ (热) (§8.174) 时每公吨 (1000kg) 铀的居里数或贝克勒尔数。当运行条件不同时燃料的放射性略异, 但表内所列为相当典型的数值。在150天之后各时刻的各种衰变产物放射性可由其半衰期求出 (并见图8.13)。可以看出, 在冷却150天 (或更长) 之后, 几乎全部剩余放射性都来自有限的几种裂变产物, 即铯、锆、铀、钒、钨与一些稀土元素。这些就是在乏燃料后处理过程中必须与铀钚分离的最重要的几种元素。

8.125 图8.9示出在反应堆运行过程中含铀-235与铀-238的核燃料内重同位素的积累方式。图内向右的箭头代表 (n, γ) 反应, 而向左的箭头代表快中子的 $(n, 2n)$ 反应。向上的箭头表示 β 衰变。不带向上箭头的核素为 α 粒子发射体。此情况下该核素的衰变产物比母元素核的原子序数少2单位, 而质量数少4单位。在冷却期内, α 粒子衰变的贡献不大, 但它们对以后各阶段的重同位素积累具有较大的影响 (§8.154)。

8.126 一种很重要的重同位素是铀-237 (半衰期6.75天), 它由铀-235经两次 (n, γ) 反应或由铀-238的 $(n, 2n)$ 反应生成。乏燃料内含有的全部铀-237都将出现在回收的产品铀内。由于铀-237系半衰期较短的 γ 射线发射体, 它的存在使所回收的产品难于操作。然而, 经过150天冷却后, 铀-237已经充分衰变, 其剩余的 γ 活度可下降到容许限度以内。此外, 铀-237的 β 衰变产物镱-237可以在后处理过程中与铀分离。

8.127 图8.10内画出与图8.9相似的含钚燃料内重同位素积累方式。在采用钚-232作可转换材料的燃料内, 需有较长的冷却时间使其中间产物镱-233 (半衰期27天) 衰变成为铀-233。在此期间, 钚-234 (半衰期24天) 的活度也将减小到容许限度以内。然而, 与此同时, 由于铀-232的 α 衰变使钚-228 (半衰期1.9年) 积累 (图8.10)。由于钚-228的子体中有不少强 γ 射线发射体, 因此不论冷却期多长, 乏燃料均需用远距离操作。

前端处理

8.128 在冷却期之后, 乏燃料组件将装入坚固的金属容器运输到后处理厂内, 以便去除裂变产物并回收铀与钚。为此目的, 通常采用有机溶剂萃取流程, 而该流程要求将燃料材料溶于硝酸转为硝酸盐形态。图8.11内画出后处理操作的主要流程。其中每一步骤都很复杂, 但目前只需作一简要介绍。

* 燃料 $2.85 \text{ TJ} / \text{kgU}$ 相当于 $33,000 \text{ MW} \cdot \text{d} / \text{tU}$ (见例题1.2)。

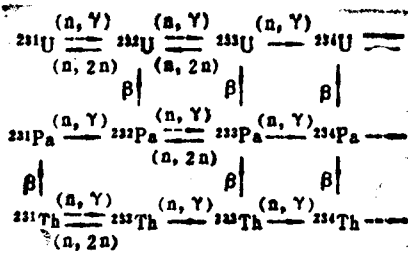


图 8.10 钍内的重同位素积累 (除非另行注明, 所有核素均为 α 粒子发射体)

8.129 在后处理厂的第一级(或称“首端”), 将燃料组件(或与其定位构件一起)切成小段, 再用热硝酸浸取其乏燃料。这一过程通常称为切割-浸取工艺。残留的锆(或其他材料)包壳和定位构件的碎片再用热硝酸泡洗以去净其中的全部铀与超铀元素(即原子序数高于铀的元素)。这些包壳和构件的残片构成了所谓的超铀(TRU)废物或 α 废物, 因为它们含有痕量的 α 发射体

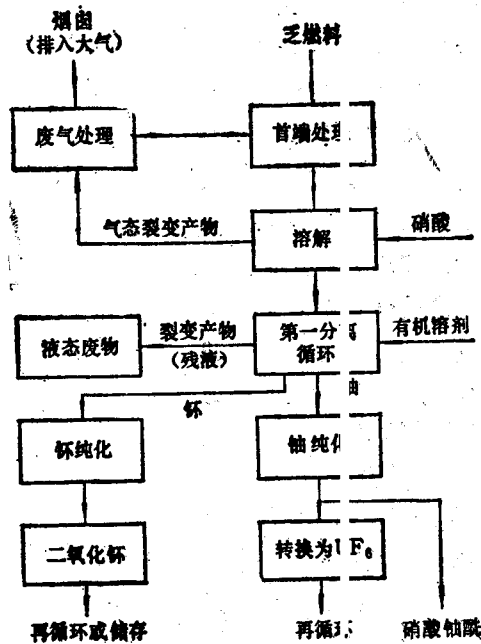


图 8.11 乏燃料后处理流程简图

超铀元素。过去将这种废物暂时埋存, 但将来计划进行更永久性的地下储存。

溶剂萃取分离工艺

8.130 当水溶液中的几种组分之一或几种易溶于某种与水不相混的有机溶剂, 而另一些组分相当难溶于此溶剂, 则可采用溶剂萃取法将其分离。当此有机溶剂与水溶液充分接触后, 溶液内的各种溶质将在有机相与水相之间进行分配。在有机介质内溶解度最大的组分(或几种组分)倾向于进入有机相, 而其余的组分则倾向于留在水相内。于是, 溶液内的几种组分可以部分地相互分离。

8.131 为特定的溶剂萃取流程选用有机溶剂时, 所考虑的重要特性之一为其选择性, 即由水溶液内萃取某一组分(或几种组分)使之与其他组分分离的能力。此选择性用分离因子表示, 后者定义为两相平衡时需萃取与不需萃取的两组分在两相间的各自分配系数之比。分配系数或分配比 D 定义为平衡状态下的下列比值:

$$D = \frac{\text{某组分在有机相内的浓度}}{\text{某组分在水相内的浓度}}$$

而分离因子 α 则为

$$\alpha = \frac{D(\text{产品})}{D(\text{杂质})}$$

一种良好的萃取剂就是其中某一组分的分配系数很大而分离因子很大或很小的有机溶剂。换言之，即希望产品的 D 很大而杂质的 D 很小，或者反之。

8.132 用有机溶剂由水溶液内萃取一种无机化合物如硝酸盐时，受到许多条件的影响，其中最重要的是存在（1）盐化剂，（2）络阴离子，（3）氧化剂或还原剂。

8.133 盐化剂为具有与被萃取化合物同样阴离子的某种盐类或酸类，它存在于水溶液内会增大分配系数。例如，在萃取硝酸铀酰时，盐化剂可用硝酸或其盐类，诸如钠、钾、钙或铝的硝酸盐。这些物质只溶于水相而不溶于有机相。

8.134 用有机溶剂由水溶液中萃取某一特定元素的本领还取决于该元素以何种形态存在。例如，某些有机溶剂可以萃取硝酸铀酰六水化物，但却不能萃取硫酸铀酰。因此，在硝酸铀酰水溶液内加入硫酸盐或其他络阴离子盐将降低硝酸铀酰的可萃性，因为此时有一部分铀将以硝酸盐以外的形态存在。络阴离子会减小有机相与水相之间的分配系数，因此它们的效应与同类离子盐化剂的作用相反。

8.135 将铀、钚与裂变产物分离而其后又将铀与钚分开的溶剂萃取工艺基于重元素的某些特殊化学行为。在周期表的第六周期内，由元素铷（原子序数89）开始，有一系列15个元素称为镧系元素，与第五周期的稀土（或镧系）元素相似。所有的镧系元素都具有类似的化学性质，因为每种原子都有三个结合力较弱的外层电子，故均呈正三价的特性。与此相似，所有镧系元素也具有非常相似的性质，特别是呈现正三价状态。然而，由于有些镧系元素还有结合较松的内层电子，因此它们可能呈正四（IV）、正五（V）及正六（VI）价状态。

8.136 虽然各种镧系元素在同一价态下具有相同的化学性质，但这些性质在不同的氧化态下却往往相去甚远。例如，（IV）及（VI）价态的硝酸盐易溶于某些有机物，但（III）价态的硝酸盐则基本不溶于其中。进入不同氧化价态的相对能力随元素的原子序数而变。因此，采用适当的反应剂可能改变元素的氧化与还原状态，使处于同一溶液中的两种（或多种）元素处于不同氧化态下从而在有机溶剂内具有不同的溶解度。这样一来，通过溶剂萃取可以将这些元素分离。

8.137 由上述讨论显然可见镧系元素的（IV）及（VI）价硝酸盐具有较大的分配系数从而可用有机溶剂萃取，但低氧化的（III）价盐的分配系数较小从而难以萃取。由于分配系数随价态而不同，可以让某一元素在（IV）或（VI）价下萃入有机介质后，使之还原为（III）价，然后反萃进入水溶液内。假定有两个镧系元素在（IV）价或（VI）价下萃入一有机溶剂。如果将其中之一还原为（III）价，则可将后者反萃入水相而与另一元素分离。乏燃料内的铀与钚即用此方法分离。

普雷克斯流程

8.138 采用正磷酸三丁酯 (TBP) 作萃取剂的普雷克斯 (Purex) 流程是乏燃料后处理的典型流程。铀 (VI) 与钚 (IV) 的硝酸盐很容易被 TBP 从水溶液内萃出, 而裂变产物则萃取很少。TBP 在相当高浓度的硝酸存在时仍相对稳定, 因此可采用硝酸作盐化剂。

8.139 在普雷克斯流程的第一循环内, 如图 8.12 所示, 进料为含铀 (VI)、钚 (IV) 和裂变碎片硝酸盐加上过量硝酸的水溶液。加入硝酸钠以确保全部钚都处于 (IV) 价状态, 因为在此状态下最容易被 TBP 萃取。进料液从第一根 (萃取) 柱的中部送入, 而较轻的有机萃取剂 (溶于煤油内的 TBP) 则由底部送入并向上流动。铀 (VI) 与钚 (IV) 硝酸盐在此柱内由水溶液萃入有机介质内。在此柱的上端有机相被浓硝酸淋洗。可能在柱下部进入有机溶剂的裂变产物大部分在上端被反萃入水相内, 而硝酸充当了盐化剂, 可以阻止大部分铀及钚被反萃。由此柱流出的水相废液 (萃残液) 含有几乎全部裂变碎片在内, 而不含或含有极少量的铀或钚。

8.140 然后, 含有铀及钚的有机相进入第二根 (分离) 柱, 向上流动并与含有还原剂的

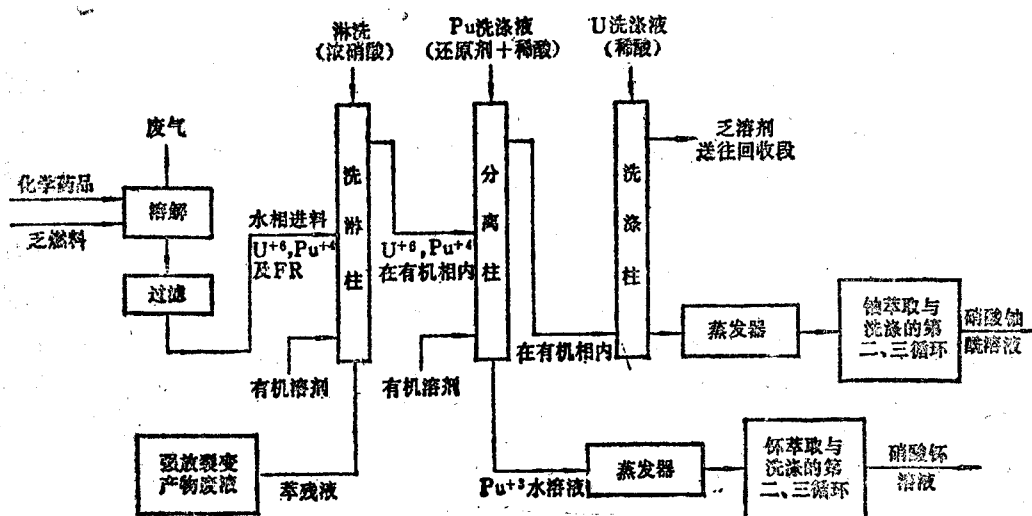


图 8.12 用于乏燃料后处理的普雷克斯流程示意

洗涤水溶液相接触, 后者向下流动并将钚 (IV) 还原为钚 (III)。在一种改进的普雷克斯流程内, 采用电解法还原。钚 (III) 的硝酸盐不溶于有机介质, 故被反萃入水相。当料液向下流动时, 受到由柱底向上流动的新 TBP 溶液所洗涤。在此段内所有进入水溶液的铀 (VI) 都被洗入有机相内。仅含钚 (III) 的水溶液由分离柱底部流出。

8.141 在由分离柱顶流出的含铀 (VI) 硝酸盐的有机溶液内, 钚与裂变碎片几乎已全部分离干净, 然后它进入第三根 (解吸) 柱向上流动, 并用向下流动的稀硝酸进行解吸。在无盐化剂存在情况下, 铀被反萃入水相并由柱底流出。由柱顶流出的乏溶剂 (有机介质) 则被送往回收工段进行纯化后再重新用于萃取流程。

8.142 铀 (VI) 及钚 (III) 水溶液均送入第二与第三循环以进一步纯化。在每一纯化循环内, 铀的纯化工艺与图 8.12 所示第一循环的最后两级基本相同。铀的水溶液首先被萃入 TBP 相并用还原性水溶液洗涤; 然后在第二根柱内用稀硝酸解吸。在每一个钚循环内, 采用硝酸

钷与硝酸将钷(Ⅲ)溶液转变为钷(Ⅳ)溶液,然后将钷(Ⅳ)萃入TBP介质,再在同一根柱内用硝酸洗涤。然后,有机相被送入解吸柱,在其中用稀硝酸将钷反萃入水相内。当钷在第一循环中用溶剂萃取法提纯后,也可用离子交换法进行最后纯化。后一流程对于分离钷与钷以及它们各自的衰变产物铈与铈特别有效。不过,一般在三循环内仍采用上述两级溶剂萃取流程来除去这些裂变产物。

其他分离流程

8.143 采用挥发法可使铀与裂变产物分离,因为后者的氟化物几乎全比六氟化铀的挥发温度高。因此可以在相当低的温度下将铀从混合氟化物内分离出来。如果有钷存在,则由于六氟化钷的化学活泼性而引起一些麻烦,但通过更为复杂的挥发流程仍可将钷与铀分离。

8.144 在快中子堆燃料后处理中,可能并不需要将裂变产物完全清除,因为在快中子反应堆内裂变碎片对中子经济性的影响不像在热中子反应堆内那样大。在这种情况下,可以考虑采用高温化学(或火法冶金)流程。在已建议的流程中包括有用熔盐萃取的高温化学方法和用氧化与挥发的熔融金属精制法。但这些流程都没有发展到商用阶段,因此本节不再进一步讨论。然而,从禁止核扩散观点看,高温化学方法优于普雷克斯流程,因为前者仅将裂变产物清除掉一部分,从而核燃料产品具有强放射性(§8.238)。

燃料后处理产生的放射性废物^[22]

8.145 采用普雷克斯流程的乏燃料后处理厂产生固体、液体和气体放射性废物。气体废物(和蒸汽)主要在首端和燃料溶解阶段放出,其处理方法将在第9章内叙述。低放液体废物主要包括各种情况(去污)操作、冲洗地面、乏燃料储存池泄漏等来源产生的微放射性污水。这种废水在收集以后进行蒸发处理;如果其中所含气体放射性(如氚与碘等)足够低,则可将蒸汽直接排入大气。另一种办法是将蒸汽冷凝然后在厂内复用,或者通过沉淀池排入河流,在必要时还需用清水稀释。蒸发器的残渣可用水泥、矽石或某种塑料进行固化,然后埋藏。

8.146 在采用溶剂萃取法进行乏燃料后处理时,最强的放射性废液来自第一循环的萃残液(见图8.12),这种液体实际上也是整个核燃料循环内各阶段所产生的最强放射性废液。在这种被称为强放废液内,含有乏燃料内原有非气态裂变产物的99.9%;其中还含有少量铀及其它锕系元素,包括初始钷含量的0.5%。由于含有极高的放射性,强放废液构成了一个特殊问题。

8.147 由普雷克斯流程排出的萃残液首先通过蒸发回收其中残余的大部分硝酸(来自燃料溶解工序)同时减少其体积。然后将剩余的废液(其中含有金属裂变产物与锕系元素的硝酸盐以及少量硝酸)储存在用水冷却的地下钢储罐内,至少暂时存放。

8.148 由燃耗深度为 $2.85\text{TJ}/\text{kgU}$ 的压水堆乏燃料(§8.124)后处理中排出的强放废液内大致的成分列于表8.9内;其中的数值以每 1000kg 乏燃料若干公斤计。相应的强放废液体积取决于蒸发量的大小,其典型值为 0.38m^3 (100加仑)。表中所列的铁、镍和铬等元素为腐蚀产物;磷酸盐则来自有机(TBP)萃取剂的部分分解。

表8.9 由轻水堆燃料后处理排出的强放废液的典型成分

	kg/10 ³ kg燃料		kg/10 ³ kg燃料
后处理与腐蚀产物		裂变产物总计	28.8
氢(自由酸)	0.40	铀系元素	
硝酸盐	65.8	钍	4.8
磷酸盐	0.9	钚	0.04
铁	1.1	镅	0.76
镍	0.1	镎	0.14
铬	0.2	钷	0.04
总计: 103 kg/1000kg燃料。			

强放废液固化

8.149 在乏燃料进行后处理的情况下,为了限制存放中的强放废液数量,美国联邦法规(10CFR Part 50, Appendix F)要求国内的后处理厂在任何时间所存放的强放废液都不得超过其前五年内生产的废液总量。超过此数量的废液必须从裂变产物由乏燃料中分离之日起,于10年以内制成被认可的固体形态,装入密封容器运到联邦永久储存库。

8.150 已经研究了几种方法将强放废液转换成固体形态。比较成功的两种方法是喷雾煅烧和流化煅烧法。在前一方法中,将强放废液喷入窑炉内的一个圆柱形加热塔上部;由塔底取出含有裂变产物与重元素氧化物的固态烧渣。第二种方法曾在1963年后应用于特种高浓铀元件后处理中产生的强放废液的固化中。此方法中将预干燥的废物颗粒构成流化床,以高温烘烤使水分蒸发。

8.151 为长期储存目的,可以将干渣(混合氧化物)与一种含有硼砂与二氧化硅的玻璃料混合加热。所得的产品为一种硼硅玻璃,它比干渣更难溶于水并具有更高的热导率。然而,有迹象表明在足够高温下(例如由辐照加热),这种玻璃会晶化;由此生成的微晶状物质比原先的玻璃更易溶于水。减小玻璃内的裂变产物含量与加大储藏室内容器间的距离都有助于克服这一缺点。不过还在努力发展另外的固化方法,包括采用类似于稳定矿物的结晶产品或金属陶瓷体〔在金属基体内包含陶瓷(干渣)颗粒〕。

8.152 一座1000MW(电)压水堆每满功率运行一年*平均将卸出30到35公吨乏燃料。处理这些乏燃料将产生大约3.2m³强放固态(硼硅玻璃)废物。如将这些废物装入0.3m直径3m长的钢瓶内,则每年将装满15瓶。通常核电厂以较低的负荷运行,从而所产生的废物少于此数。

废物的特性¹³³

8.153 后处理厂产生的强放固态废物放射性与燃料出堆后时间的关系可由图8.13推算;图内数据系根据轻水堆乏燃料内99.5%的钚(及铀)回收情况下的计算结果¹³⁴。固态废物

*下文将简述为“每运行1000MW(e1)-a”。

放射性与图内数据的差别在于前者已不含挥发性(气态)裂变产物, 即碘、氪、氙及氡, 因为这些元素已在后处理厂内或液态废物焙烧时除去或放出。图8.13数据的基础是: 轻水堆每年按 1000MW(电)满功率运行, 其中燃料在初装时不含钚, 燃料为 2.85TJ/kg 燃料; 并假设在废物内含有全部生成钚的 0.5% (及全部锶与铯) 以及 0.5% 的剩余铀。

8.154 由图内可见, 在燃料由堆内卸出一年之后, 废物中的总放射性约为 10^8 居里或 10^{16} Bq, 在 10 年后此值大约减小 10 倍, 在 100 年后大约又减小 10 倍, 然后, 放射性迅速减小; 在大约 600 年之后, 放射性进一步减小得非常缓慢。这时的放射性主要来自长寿期的 α 放射体超铀元素核, 特别是钚与镅的各种同位素。裂变产物中的 β 放射体 Tc-99 (半衰期 2.1×10^5 年) 也有微小的贡献。由于碘-129 是挥发性核素, 它不存在于固体废物内。

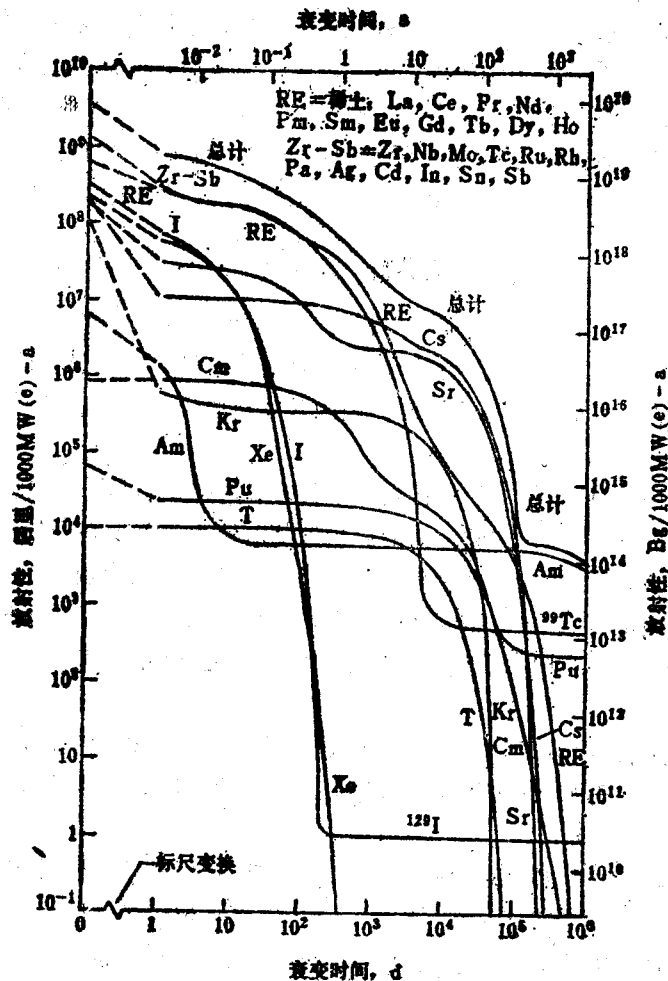


图8.13 铀燃料后处理废物的放射性。数据基于: 燃料 2.85TJ/kgU(33,000 MW·d/1000kg) 与回收 99.5% 的钚 (T.H. Pigford²⁴³)。

8.155 由于图8.13内的曲线只画出每种元素的各种同位素的总放射性, 它不可能说明重元素积累过程中的一些重要变化情况。例如, 在固体废物中由短寿命的钚-242 α 衰变而生成的钚-238 在大约 10 年后达到最大数量; 而由钚-244 衰变生成的钚-240 则在 100 年后达到最高值。由钚-243 进行 α 衰变生成镅-239 然后经 β 衰变而生成钚-239, 后者在大约 20,000 年后达到最大

活度值。图8.13内所示的铀总活度在大约10到100年间急剧下降，是由于铀-238（半衰期88年）和铀-241（半衰期14年）衰变的结果，此二同位素是早期铀放射性的主要根源。

8.156 废物中由于放射性衰变而产生的释热率(或其热功率)随时间的变化大体与总放射性的变化相似。对于上述轻水堆在1000兆瓦(电)-年运行后其燃料后处理产生的强放固体废物而言，在1年后其热功率约为350kW，而10年后约为35kW；在后一情况下，几乎有90%的热量来自铯-90（及其短寿命衰变产物钇-90）及铯-137。在100年后，其热功率约为4kW而600年（或更长）之后，热功率小于0.05kW。

8.157 曾尝试用“潜在危险指数”或“毒性因子”来表示放射性废物的危险程度(或其随时间的变化)。这种数值可由每种核素的活度除以其最大允许浓度（一般指水内）（§9.58）求得，再将各种核素的数值相加。然而，精确地定量表达放射性危险是不可能的，因为这种危险性与具体环境密切相关。但作为粗略的估计，可以假定潜在的健康危险大体正比于图8.13所示的该时刻废物的放射性数值。然而，必须记住，在前几百年，放射性危险的主要贡献来自裂变产物的 β 与 γ 辐射；而在此之后，超铀元素放出的 α 粒子占主要地位。据估计，轻水堆的固体废物经过几千年衰变之后，如被水浸出，其毒性仅与中等品位的铀矿石浸出液相当（§8.9）。

乏燃料的特性^[25]

8.158 以上讨论的前提是反应堆乏燃料将进行后处理以回收铀及钚。然而，如果不进行后处理，则乏燃料将在储存池内愈积愈多，因此有必要讨论一下乏燃料的特性。乏燃料与固体废物的区别之一在于其放射性强度不同，因为乏燃料内仍然包含有几乎全部的挥发性及气态裂变产物，如图8.13所示。

8.159 乏燃料与固体废物的另一区别在于其中铀与钚的含量不同，前者含有全部的铀与钚，而不像后者中仅含总量的0.5%。钚的放射性相对较小，至少在开始时如此，随着时间的增加，由于铀同位素的 α 衰变结果使钚内放射性相对增大。乏燃料内铀的放射性在一开始时大约比固体废物内的铀放射性大200倍，但随着时间的增加，由于镅及锔衰变生成铀的贡献，这一比值逐渐减小。在同样的运行周期（例如1000兆瓦(电)-年）下，后一贡献在固体废物与乏燃料内相同。

8.160 当乏燃料或固体废物的热功率很大时，挥发性和气态裂变产物以及铀与钚对发热的贡献很小。因此，在开始的600年内，固体废物的热功率数值同样可用于未经处理的乏燃料作为良好的近似。

8.161 在比较乏燃料与固体废物的放射性与热功率时，必须记住乏燃料的质量是相应的硼硅玻璃形态的高放废物的10倍左右。因此，前者中每单位质量的比放射性与热功率相应地小得多。但另一方面，需要储存或处置的乏燃料质量（及体积）也比相应的固体废物大得多。预计储存乏燃料所需容器的储存体积比相应的固体废物约大16倍。由于乏燃料内含有相当大量的易裂变材料，还必须留出足够的间距以保证其处于次临界状态。

强放废物的隔离

8.162 无论乏燃料是否进行后处理，最终都将有一批强放射性物质需要进行隔离，使之

*一种实用的估计法则为：轻水堆的强放废物在衰变1年后的热功率约等于10kW/1000kg重金属。

不与人群接触而且不进入环境。不管是乏燃料还是固化的后处理废物，这种强放固体废物的隔离（或管理）技术可分为两种范畴：（1）储存，（2）处置。本文中所用的“储存”一词系指可以取出的存放方式，而“处置”则指与人类环境永远隔离而不可能再行取出的方式。储存可能是一种中间措施，在此情况下废物只是暂时存放以待以后处理或转运到永久隔离场所。另一种储存是临时性储存，如果其效果证明令人满意，则可转为更永久性（或最终）储存，但同时还保留在必要时重新取出的能力。

8.163 由于在美国已不定期地推迟进行乏燃料的商业后处理，因此最迫切的问题就是乏燃料组件而非强放固体废物的隔离。这些组件由反应堆卸出之后，就地储存在核电厂内的水箱（或水池）之中（§8.121）。然而，由于乏燃料元件内含有易裂变材料，各组件之间必须保持一定间距以防止达到临界，而这就限制了储存池的能力。向水中或钢制隔板内加硼可以增大储存能力，但几年之后水池即将装满。为了等待更永久性的处置设施，这些乏燃料元件只好转运到堆外（AFR）储存池内作中间储存，这种水池的设计容量可以装入几个动力堆卸出的乏燃料元件。

8.164 目前长期（或可能永久地）储存乏燃料以及强放固体与TRU废物（§8.129）的最现实可行的方法就是储存在适当的地质构造中。有许多地质构造在过去几百万年都是干燥并稳定的，而且有理由相信它们在未来很长时间内还能保持同样的状态。可以考虑作为强放废物储存场所的这类地质构造包括：岩盐床与盐丘，硬质结晶岩（花岗石），碳酸盐（石灰石与白云石）岩，页岩，和凝灰岩。储存室或坑道需建在选定的岩体（或几种岩石）距地表600米以下的深处。在储存室的地面上再钻孔洞，将装有乏燃料组件（或其他固体废物）的防腐蚀钢瓶埋入这些孔洞之中。

8.165 如果在暂时储存许多年之后，无论对废物本身或对地质环境都观测不出不利的影响，则上述设施可转为最终储存库。于是可将储存室或坑道及其入口通道用挖出的材料回填封死。以后遇有必要，例如发现有水意外地淹没了储存场所或需要回收乏燃料内的铀与钚，仍然可能用通常的采矿方法将乏燃料容器取出。当发展了更有效的处置方式以后，如下节所述，也可能需要将这些废物取出重新处置。

长期处置方案

8.166 永不取出的长期处置方案可分为两大类：（1）埋存在地质构造内，（2）送到地球以外。第一类中的可能方案之一即将未固化的强放废液直接排放到非常深的孔洞之中。另一种方案是将强放固体废物储存罐放入适当的空穴，使放射性衰变热将周围的岩石熔化，最后凝为固体。曾经考虑过的其他地质处置方式还有将废物储存罐埋藏在两极厚冰层之下或埋于海床之中。

8.167 曾经建议将强放废物发射到绕日轨道，太阳之中，或脱离太阳系的空间中去，从而使其脱离地球。但这些方案未被认真研究，因为考虑到运载工具可能失效而发生危险。另一种消灭废物的改良方式是使长寿命的锕系元素，特别是超铀元素，嬗变为短寿命的裂变产物，从而自然地衰变。

8.168 由§8.154等节显然可见强放废物可认为由两部分组成：（1）短寿命、高热功率的裂变产物部分，它在开始几百年以内是主要的放射性来源；（2）长寿命、低热功率的锕系元素部分，它将存在几千年。如将这两个组成部分基本上完全分离，则可有許多途径来处理

每一部分。这种分离过程最好在燃料后处理过程中进行，然后再分别进行固化。

8.169 欲使这种分离具有实际效果，必须将99.99%的锕系元素从乏燃料之中分出。否则，当裂变产物本身基本上完全衰变之后，其中残存的锕系元素放射性仍然可观。要在商业规模上达到这样高的分离效率，还待技术上取得很大的进展后才能实现。

8.170 假定锕系元素的分离效率已达到上述指标，则这种只占固体废物质量极小份额的材料（参看表8.9）可以在反应堆内借助于中子的作用将其转变为裂变产物。其中的易裂变核可以直接产生裂变，而非裂变核则可通过中子的俘获（可能再经两级 β 衰变）转换为易裂变物质。这样，长寿命的锕系元素就可以部分地嬗变为裂变产物。

8.171 根据乏燃料卸出反应堆几年之后只有铯-90与铯-137在裂变产物（已将锕系元素分出）放射性中占主导地位的事实（见图8.13），可以采取下列处理方法。铯与铯的放射性与稳定同位素总共占裂变产物质量的10%左右。如果能将铯与铯由裂变产物中近于彻底地分离出来，则它们只是质量不大的强放射性与高功率物质。铯-90与铯-137的半衰期约30年；因此，600年之后其放射性将衰减到其初始值的 10^{-6} 。剩余的裂变产物其质量占全部裂变产物的90%左右，具有很低的放射性与热功率，毒性很小，可加以固化而且可能与其他低放固体废物同样埋存。应当强调指出，上述分级处置废物的方案只是一种设想的远期可能性；要实现这种方案需要发展高效分离技术并达到商业运行规模。

核燃料管理⁽²⁶⁾

引言

8.172 从广义上说，核燃料管理系指制订旨在降低单位能量成本或提高燃料利用率的燃料循环政策。这两种目标之间不一定相互协调，在燃料循环各阶段所作的决策可能影响燃料成本，也可能影响燃料利用率。这类决策包括变换燃料浓集度和提取钚以后的再循环方案等（§8.215等节）。燃料循环十分复杂，其中各参数之间有较强的相互影响；此处所讨论的问题限于堆芯管理（本节）和燃料利用（下节）。

8.173 堆芯管理涉及的主要问题是燃料装载（卸出）方案，和在一定程度上涉及控制元件和其他中子核毒物的使用方式。堆芯管理有两个主要目的：加大燃料的燃耗深度，从而提高其利用率；获得更均匀的堆芯热功率分布，从而有利于载出更多热量。以下即将看到，有效的堆芯管理基本上就是在堆芯内各处采用不同浓集度的燃料，使得中子通量低的区域内尽可能装入浓集度高的燃料，反之亦然。这样，正比于浓集度与中子通量乘积的热功率分布就被“展平”了（§6.37）。堆芯燃料管理的另一个要求是尽量缩短反应堆换料与停产的时间。

燃料燃耗

8.174 燃料在反应堆内的使用寿命是用燃耗来表示的；后者是装入堆芯的每单位重量重元素所生产的总热能的一种量度。在普通轻水堆内，初装燃料内不含钚；因此，其燃耗以装入堆芯的每公斤铀燃料在使用寿命期内生产的热能（焦耳）计。^{*}用于表示燃耗的其他方法还

^{*}在过去，燃耗以装入堆内每公吨（1000kg）重元素的热功率兆瓦-天（MW·d）计： $1\text{MW}\cdot\text{d}/\text{t}=86.4\text{MJ}/\text{kg}$ 。

有(特别在辐照效应研究中): (1)每 m^3 燃料内的裂变数, (2)发生裂变的重元素百分比。如例题1.2内所示, 在像轻水堆那样用二氧化铀的反应堆内, 燃耗 $2.6TJ/kgU$ (或 $30,000MW \cdot d/t$)相当于 7.4×10^{26} 裂变/ m^3 燃料, 或有3%的铀原子裂变, 后者包括直接的铀-235裂变和间接的转化为钚-239后的裂变。

8.175 反应堆内燃料实际能达到的燃耗取决于辐照与高温在燃料与包壳内引起的物理与力学变化, 以及由于易裂变材料消耗与裂变产物核毒物积累所引起的反应性下降。争取高燃耗的经济推动力主要来自从一批燃料中尽可能获得最多能量的愿望。当燃耗增加后, 单位能量的燃料元件加工成本及乏燃料后处理成本减少。但另一方面, 设计用于高燃耗的燃料元件制造成本却增加了。提高燃耗也可通过提高燃料浓集度来实现, 但这种利益也会由于浓集成本的增加而被抵消。

8.176 一般而言, 对于给定的一组经济条件与中子物理参数, 可以找到一个最优的燃耗值。对轻水堆(LWR), 在进行乏燃料后处理的条件下, 目标燃耗大致在 $2.6TJ/kg$ 附近。在设计研究工作中, 对压水堆(PWR)常采用 $2.85TJ/kg$, 而对沸水堆(BWR)常采用 $2.39TJ/kg$ 。然而, 如果不进行后处理并立足于1980年代的经济条件, 则高燃耗具有吸引力而且正在考虑采用 (§8.242)。

8.177 在快中子堆内, 当燃耗增加时其反应性减小得比热中子堆内更慢。其部分原因是由于易裂变材料的再生数量较大的缘故 (§8.207等节)。另一个重要因素是裂变产物积累对反应性的影响较小; 这是由于在快中子谱内其中子俘获截面较小, 同时堆芯内易裂变原子的浓度又比热中子堆内为高。因此, 快中子堆内的设计燃耗主要受燃料元件物理与力学性质的变化所限制, 商用快中子堆内燃耗的目标数值一般约为 $8TJ/kg(U+Pu)$ 。

8.178 虽然高温气冷反应堆(HTGR)在热中子谱下运行 (§1.104, §12.81), 但其中燃耗比轻水堆(LWR)内大得多。造成这一差别有好几个原因。首先, 在同样热功率下, 高温气冷堆内重元素(铀加钍)的总质量比轻水堆内少; 由于燃耗是以每公斤重元素所生产的热能焦耳数计算的, 因此高温气冷堆的燃耗必然较大。燃料质量较少必然要求易裂变材料的浓集度较高; 此外, 由钍-232转化生成易裂变的铀-233的量很大。结果, 高温气冷堆的反应性下降就比同样功率下运行的轻水堆的下降更慢; 这就允许燃料具有较长的寿命期(从而燃耗较深)。

8.179 高温气冷堆内的燃耗常采用“每一初始金属原子的裂变百分数”(FIMA)来表示。所谓“初始金属原子”指堆芯内装入的铀和钍的原子总数。由此可见, FIMA直接与发生裂变的重元素原子百分数相当。在高温气冷堆内FIMA的典型值为6—8%, 它大致相当于燃耗为5—7 $TJ/kg(U+Th)$ 。

堆芯管理

8.180 按§4.70等节叙述的方法进行燃料贫化或燃耗计算可以有助于制订燃料管理方案。鉴于实际反应堆情况的复杂性, 计算中采用简化了的方法。在有些情况下, 计算机与堆芯内中子监测仪器相结合以决定反应堆运行期间的热功率密度分布。虽然这种系统的主要目的在于指示运行条件何时需要变化(如移动控制棒以改变中子通量), 但它们同时也为堆芯管理程序提供了信息。为了在一定的初始浓集度和合理地展平功率分布条件下达到高燃耗, 曾经考虑过燃料装卸和布置的各种方法。为了使读者对堆芯管理问题有一般的了解, 以下将定性地讨论各种方案的相对优点与缺点。

• 燃料比功率 (§8.65) 与燃耗及燃料在堆内停留时间有关, 此值在PWR内约为 $36kW/kg$ 燃料, 在BWR内为 $22kW/kg$ (而HTGR内为 $76.8kW/kg$)。BWR内燃料的总质量较大, 而燃料在堆芯内的停留时间亦比PWR内为长。

成批辐照

8.181 在反应堆内一次装入整个堆芯(含有均一的成分),在辐照过程中不再移动燃料元件。当系统不能临界时,将整个堆芯卸出并重装新堆芯。这种方案所能达到的燃耗比其他方案都小。如果燃料浓集度在整个堆芯内是均一的,则堆芯内热功率分布无论从空间或时间上看都有很大的变化,从而加剧了载热的困难。

由中心向外移动装料

8.182 新燃料经常地由堆芯中心添入,该处的中子泄漏较少从而燃料的价值较高,然后将燃料元件逐渐向外移动。乏燃料元件由堆芯外缘区域卸出。由于中子得到最有效的利用,这种燃料管理方案所获得的燃耗为各方案中的最高者。然而,由于在堆芯中央的中子通量与易裂变核密度均为最高,向外逐渐减小,因此,堆芯中功率密度的变化甚至比成批辐照还大。

由外缘向中心移动装料

8.183 在这一方案中,新燃料在外缘区装入并逐渐向中心移动,而由中心区卸出。虽然这种装料方式获得的燃耗比成批辐照方案好得多,但其中子利用效率不如由中心向外移动方案,这是由于具有最高反应性的(新)燃料装进中子价值最低的外缘区,而反应性最低(或可能为负值)的燃料却移入通量最高的中心区。由外缘向中心移动装料的优点在于它可以给出相当平坦的径向功率密度分布。然而,在大型堆芯内,由于外缘区(反应性大的)燃料与内区燃料的中子耦合较差,致使中心区域变为一个低功率密度区,从而丧失了上述优点。

双向装料

8.184 双向装料具体应用于带有水平燃料管道的反应堆(参看§12.35等节)。装卸燃料时由堆芯的一侧将较短的燃料棒(或棒束)推入管道内,而乏燃料由另一端卸出;但在相邻管道内则沿相反方向装卸。例如,在某一管道内新燃料由左侧进入堆芯而乏燃料由右侧卸出;而在相邻的管道内由右向左装卸。此种装卸方式的结果使燃耗与功率密度分布状况都介乎上述两种方案之间。

插花式装料

8.185 在初装料时,将(压水堆内)三种不同浓集度燃料组件均匀地交叉布置在整个堆芯内。在其后的每次换料时,将易裂变物质剩余量最少的一批组件卸出,代以浓集度最高的新元件。这样,从整体看来,三种不同浓集度(与反应性)的燃料组件总是均匀地布置在堆芯之中。这种方案利用相邻燃料组件的反应性差别来展平功率密度分布。新燃料与部分贫化了的燃料交叉排列,其相互耦合的作用趋于使热功率分布更加均匀。不过,如果反应堆内的燃料组件尺寸过大(如压水堆内那样),当相邻组件的浓集度相差较多时,各组件之间的功率密度“起伏”太大。

改进的插花式装料

8.186 在这一方案中将由外缘向中心移动装料与插花式装料两者的特点结合起来,它目前是轻水堆燃料管理的基本方案。初始装料时采用了三种不同浓集度的组件,如图8.14所

示。在每一运行循环之末，由内区卸出贫化度最深的燃料，并用外缘的燃料组件来补充。然后用浓集度最高的新组件插入外缘区的空位之中。在内区的燃料分布一般还要稍作调整，以补偿由局部燃耗不均匀性引起的浓集度变化。这种换料方案需根据燃料贫化计算的结果来制订。

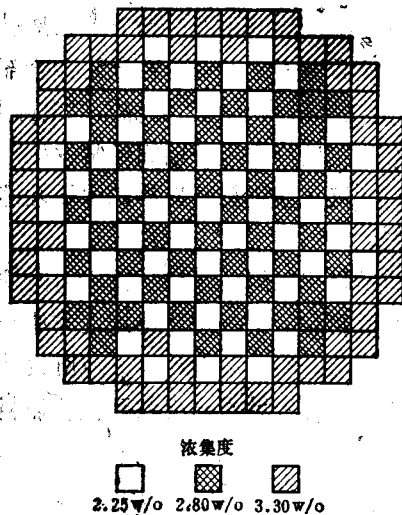
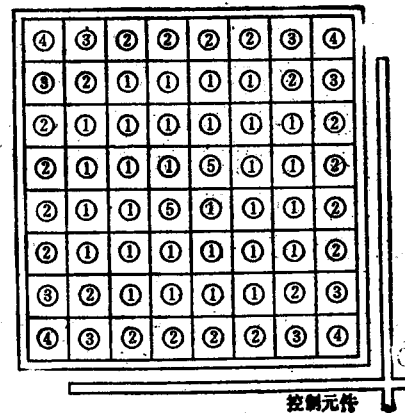


图8.14 压水堆内初装料方案
(改进插花式装料)
(西屋电气公司)



8.15 沸水堆燃料组件内64根棒的布置方式(GE公司)(图中数字1, 2, 3, 4代表递减的浓集度;数字5表示不含燃料的“水棒”)

8.187 在压水堆内，一个燃料组件中的所有燃料棒(约260根)均具有同一浓集度，但沸水堆与此不同。沸水堆的组件较小(最近设计为62根燃料棒)，在边角上的燃料棒浓集度较低，以补偿片状控制元件抽出时的水腔效应(§5.217)。实际上，每一组件内采用了四种不同的浓集度，如图8.15内所示。图内标注的数字1, 2, 3, 4代表递减的浓集度，其设计用于展平功率密度分布。在初装堆芯内，此浓集度值大约分布在1.7—2.1%，但在换装的堆芯内，此值大约分布在2.5—3%。图内标注5的两根棒中只有水而无燃料，这种棒可以增大组件中心处的慢化剂比例，从而提高该处的中子通量，使各处燃料棒的燃耗更加均匀。在2至5根浓集度最高的燃料棒内还含有百分之几的氧化钆(Gd_2O_3)作为可燃核毒物(§5.212)。

8.188 沸水堆的燃料管理方案基本上采用改进插花式装卸方案。每一循环后在堆芯外缘区域装入新燃料元件组件(大约为总数的1/4);其余三种不同燃耗的组件则均匀地分散布置在堆芯的内区中。在每次换料时，将内区中燃耗最深的组件卸出，并将外区的组件换入。在重新布置燃料时，每一组件与控制片的相对取向必须保持不变。由于沸水堆内燃料组件的断面比压水堆组件的小，因此功率“起伏”效应不那么重要。无论如何，局部生成蒸汽空洞的效应会导致反应性的下降(参看§5.209)，从而倾向于展平功率峰并使功率分布更加均匀。

控制管理

8.189 由于向堆芯插入吸收中子的控制元件会影响中子通量分布，从而影响功率密度分布(或“形状”)，所以控制管理也是堆芯管理的一个方面。在压水堆内，采用硼化合物溶

于冷却剂内作为补偿控制手段，可以将所需的控制元件数量减到最少；因此，在正常运行时大部分控制棒均抽出堆芯之外。在§5.196内已介绍了为保持轴向与径向功率形状不变的控制管理设计方案。在沸水堆内，可利用变化再循环泵的运行工况以调整堆功率，使之处于负荷要求的限度之内（§5.214），从而控制元件可用于保持功率形状。

8.190 根据汉林（Haling）原则^[11]可以制订一种实用的沸水堆燃料与控制管理方案；简而言之，这一原则表明：在一个运行循环期内能使功率形状保持不变的方案就是燃料利用的最优方案。从理论上说，如果堆芯内可燃核毒物的分布方式能保证当控制元件全部提出时恰好补偿功率运行中各处的局部燃耗，则可以达到上述功率形状不变的目标。但实际上，由于不可能完全补偿偏离正常工况的局部功率微小变化（这在反应堆运行期间经常发生），故以上理想情况不会完全实现（见第十一章）。无论如何，汉林原则总可以为沸水堆堆芯内决定可燃核毒物分布与燃料组件布置提出一个实际的目标。

8.191 利用汉林原则还可以将多次运行循环的燃料管理问题与每次循环内的堆芯管理问题分开解决。首先通过计算设计一种燃料布置方案，其目标为每一循环周期之末使全部控制元件提出时的燃耗形状（或分布）与功率形状相同。然后进行第二步计算，使所设计的控制管理方案能在每一循环期内保持固定不变的功率形状。这种设计方式可收到改善燃料利用率的效果。

其他类型反应堆

8.192 其他类型反应堆如高温气冷堆和快中子（增殖）堆各有其特殊的堆芯管理要求。然而，采用与轻水堆同样的普遍性原则，可以给出相当均匀的功率密度分布和较深的燃耗，并使功率峰值不超过容许的极限值。快中子反应堆堆芯内一般分为几个不同的燃料区，在内区中的燃料含钷量较小，以期减小功率峰。外部增殖转换区的元件管理有一些特殊问题^[12]。在堆芯周围的转换区内，中子通量在半径方向上迅速递减。因此，转换区内的功率也同样迅速下降，因为后者一部分取决于铀-238俘获中子所产生的能量，一部分来自所生成钷-239的裂变能。然而，在反应堆运行期间，转换区内的功率形状不断地变化。因此，转换区内元件的管理不仅要考虑到增殖的经济问题，而且应考虑这种功率分布的变化。

核燃料利用

引言

8.193 核燃料利用是反应堆运行中必须考虑的一个重要方面，因为它关系到易裂变材料与可转换材料的最优利用问题。在通常的水冷（热中子）反应堆内，有一些可转换材料铀-238转换生成易裂变的钷-239，后者的一部分在运行期间裂变（§8.202）。然而，所产生的钷-239核总数小于所消耗的易裂变（铀-235）核总数。为了充分利用天然铀与钷内的可用能量，必须进行增殖；此时可使产生的易裂变材料大于所消耗的数量^[13]。

8.194 反应堆的核燃料利用效率可以表示为其中生成的易裂变核数（各种核）与所消耗

• 在某些快中子堆设计中，将部分径向转换区设置于堆芯之内，其优点之一为事故时具有更好的安全性。

的易裂变核数之比。当这一比率小于1.0时（如在用铀作燃料的热中子堆内），称之为转换比（CR），而当其大于1.0并实现增殖时，则称之为增殖比（BR）。可用几种方法来定义增殖比，但在本章内我们将转换比与增殖比均定义为：

$$\text{CR或BR} = \frac{\text{产生的易裂变核数}}{\text{消耗的易裂变核数}} \quad (8.16)$$

其中产生与消耗的易裂变核数一般均取两次换料期之间的积分值。在采用铀燃料的反应堆内，易裂变核包括铀-235，钚-239及钚-241；而在用钍-232作转换材料的反应堆内，易裂变材料为钍-233与铀-235。

8.195 原则上讲，若已知反应堆内的核成分和中子能谱与空间和时间的函数关系，则可按§4.70等节所述计算燃料的相同方法算出转换比或增殖比。但实际上进行这种计算非常困难，因此采用了许多近似解法。例如，可将中子谱简化为只包含三个能群，即快中子、共振中子与热中子群。此外，将整个反应堆分为各含给定成分的若干区，可以求出局部转换比或增殖比。于是可用§4.72所示方法算出其随时间变化的情况。然后将整个运行期间各时间间隔内求出的易裂变核生成与消耗数分别相加，就可求得给定的反应堆系统的净转换比或增殖比。

8.196 在以下的处理中，不准备计算总的（或净）转换比或增殖比。然而，通过讨论某一时刻（或较短的时间间隔）的转换比或增殖比，可以得出很有用的半定量结果。为此目的，方程（8.16）可改写为

$$\text{CR或BR (某一时刻值)} = \frac{\text{易裂变核生成率}}{\text{易裂变核消耗率}} \quad (8.17)$$

其中的生成率与消耗率均取某一时刻的值。在反应堆运行期间，由此式算出的比率一般将不断变化；此点在以下讨论中必须记住。在整个反应堆运行期间将上式分子与分母积分，就可求得净增殖比或转换比。

转 换 比

8.197 转换比的概念适用于以天然铀或低浓铀作燃料的热中子反应堆。在推导转换比的公式时，可忽略钚-241的生成与消耗项（至少在初期计算中），因为它的数值非常小，但当采用钚再循环装料时例外（§8.215）。

8.198 在热中子堆内，铀-238俘获热中子及共振中子（由快中子慢化而来）后生成钚-239。某一易裂变材料在热中子通量 ϕ 内所产生的裂变中子生成率等于 $\phi N \sigma_a \eta \epsilon$ ，其中 N 为该种易裂变核的浓度， σ_a 为热中子吸收截面， η 为易裂变核每吸收一中子所产生的快中子数，而 ϵ 为快裂变因子（§3.154）。

8.199 在反应堆内生成的全部快中子中，有 P_1 份额到达共振能区，此处 P_1 为快中子慢化进入共振能区的不泄漏几率。若 p 为逃脱共振几率（§3.110），则 $1-p$ 为共振区内中子被铀-238所俘获而产生钚-239的份额。因此

$$\text{Pu-239的生成率} = \phi \{ N_{238} \sigma_{238} + [\epsilon P_1 (1-p) \sum (N \sigma_a \eta)] \} \quad (8.18)$$

其中 σ_{238} 为铀-238的热中子俘获截面。右边的两项分别给出铀-238俘获热中子与共振中子而产生钚-239的生成率；在第二项的求和号内包括了铀-235与钚-239两种易裂变核素的贡献。当装铀（非再循环）燃料的反应堆刚起动时，其中钚-239的

浓度为零；此时易裂变核的消耗率为 $\phi N^{235}\sigma_a^{235}$ 。因此，如方程(8.17)所定义的初始转换比可由下式表出：

$$\begin{aligned} CR(\text{初始}) &= \frac{N^{235}\sigma_c^{235} + \epsilon P_f(1-p)N^{235}\sigma_a^{235}\eta^{235}}{N^{235}\sigma_a^{235}} \\ &= \frac{\sigma_c^{235}}{N^{235}\sigma_a^{235}/N^{235}} + \epsilon P_f(1-p)\eta^{235}. \end{aligned} \quad (8.19)$$

8.200 当反应堆运行并产生了铀-239之后，后者与铀-235一样也发生裂变与俘获中子；这样将使转换比下降，其主要原因是铀-239的热中子俘获截面很大(表2.8)。此外，裂变产物与重同位素核(包括铀-239)还与铀-238竞相俘获共振中子；这也使转换比减小。然而，一般而言，初始转换比高就意味着整个反应堆运行期间的转换效率都高。高转换比是有利的，因为易裂变铀-239的生成将减缓由于铀-235消费而引起的总反应性下降。这样，燃料的燃耗可以加大。

8.201 由方程(8.19)显然可见减小逃脱共振几率(即增大共振俘获)可以增大转换比。达到此目的的方法之一就是使中子能谱硬化(§2.102)，使共振区的中子通量增加。在水冷反应堆内，将燃料棒密排以减小慢化剂-燃料体积比，可使中子谱硬化。另一方面，此时中子泄漏也将增大，故需用较高浓度的燃料才能保持同样的燃耗深度，即 N^{235}/N^{238} 需加大。中子谱硬化引起的上述两种后果对于转换比的影响恰好相反。

8.202 在商用水冷堆内，对水慢化剂-燃料比的折衷结果，使初始转换比大约为0.6左右。在正常运行的燃料寿期内，所生成的铀大致有一半以上发生了裂变，另外约六分之一因中子俘获反应而损失。剩余的铀可由乏燃料内回收。在商用轻水堆内产生的热能中约有三分之一来自铀-239与铀-241的裂变。

增 殖 比¹³⁰¹

8.203 在下面即将推导实现增殖的条件之前，先说明一下增殖堆的一般结构：在其堆芯内含有易裂变材料与可转换材料，而四围的转换区内一开始时只含有可转换材料。在运行之后，堆芯及转换区的可转换材料内均生成易裂变材料，转换区内的中子是由堆芯泄漏出来的。

8.204 了解上述结构情况之后，可以写出如方程(8.17)所定义的增殖比公式如下：

$$BR(\text{任一时刻}) = \frac{\int_{\text{堆芯}} \phi \Sigma_c^{\text{可转换物质}} dV + \int_{\text{转换区}} \phi \Sigma_c^{\text{可转换物质}} dV}{\int_{\text{堆芯}} \phi (\Sigma_f + \Sigma_a)^{\text{易裂变物质}} dV}, \quad (8.20)$$

其中 Σ_f 与 Σ_a 分别为所示材料的宏观裂变与俘获截面，而 dV 为体积元。(式中忽略了转换区内易裂变核的消耗项。)通过对整个堆芯与转换区积分，所求出的增殖比为整个反应堆系统的平均值。应当注意到堆芯与转换区系统内的中子谱不同。如前所示，方程(8.20)给出的是某一时刻的增殖比，其中 ϕ 与 Σ 为该时刻的值。

8.205 现在假定由堆芯泄漏出去的全部中子最后都在转换区内被吸收而增殖易裂变材

料。这一假设是相当合理的，因为转换区内裂变所产生的一些中子可以补偿由有害（非增殖）俘获与泄漏引起的中子损失。如果将总增殖比分为两部分，即外（转换区）增殖比与内（堆芯）增殖比，则有

$$\text{外增殖比} = \frac{\text{堆芯泄漏}}{\int_{\text{堆芯}} \phi (\Sigma_f + \Sigma_a) \text{易裂变物质} dV}, \quad (8.21)$$

由堆芯内的中子平衡关系可得

$$\text{堆芯泄漏} = \int_{\text{堆芯}} \phi (\nu \Sigma_f - \Sigma_r - \Sigma_a) \text{堆芯} dV,$$

其中括号内的第一项代表由裂变引起的中子产生率，另外两项代表因中子吸收引起的损失率， ν 为每一裂变产生的中子数目（§2.183）。在这个堆芯泄漏表达式内，宏观截面包括堆芯内所有材料的贡献，不仅是燃料的截面。如果暂时忽略空间的变化，方程（8.21）可简化为

$$\begin{aligned} \text{外增殖比} &\approx \frac{(\nu \Sigma_f - \Sigma_r - \Sigma_a) \text{堆芯}}{(\Sigma_f + \Sigma_a) \text{易裂变物质}} \\ &= \frac{\Sigma_f \text{堆芯}}{\Sigma_f \text{易裂变物质}} \cdot \frac{\nu - (1 + \alpha^*)}{1 + \alpha} \end{aligned}$$

其中由方程（2.52）得到：

$$\alpha^* = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_f} \text{（堆芯值）},$$

及

$$\alpha = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_f} \text{（易裂变材料值）}.$$

如假定 α^* 及 α 相差不多，则可得

$$\text{外增殖比} \approx \frac{\Sigma_f \text{堆芯}}{\Sigma_f \text{易裂变}} (\eta - 1),$$

因为按方程（2.57）有 $\eta = \nu / (1 + \alpha)$ 。

8.206 由于裂变截面比值随中子能量的变化不显著；因此，中子能量对外增殖比（或转
表8.10 增殖（或转换）潜力

核 素	中 子 能 量				
	热 中 子	1—3000eV	3—10keV	0.1—0.4MeV	0.4—1MeV
铀-239	1.09	0.75	0.9	1.6	1.9
铀-235	1.07	0.75	0.8	1.2	1.3
铀-233	1.20	1.25	1.3	1.4	1.5

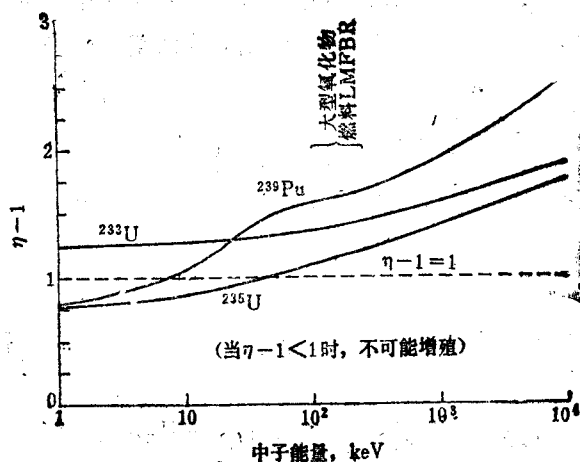


图8.16 增殖潜力与中子能量的函数关系 (曲线表示一般趋势, 但未示出共振区内的精细结构。)

换比) 潜力的影响可由相应的 $\eta-1$ 值表出。表8.10内列举了几个能区内的增殖潜力近似值, 其总趋势 (忽略其中细节) 示于图8.16内。由此可见, 只有在能量相当高的快中子能谱内 ($>0.1\text{MeV}$), $\eta-1$ 值才比1.0大得多, 足以实现铀-239的增殖。从理论上讲, 由铀-232增殖铀-233在热中子谱与快中子谱内都是可能的, 虽然其效率较低。

8.207 内 (堆芯) 增殖比由下式给出:

$$\begin{aligned} \text{内增殖比} &= \frac{\int_{\text{堆芯}} \phi \Sigma_c^{\text{可转换物质}} dV}{\int_{\text{堆芯}} \phi (\Sigma_f + \Sigma_c^{\text{易裂变物质}}) dV} \\ &\approx \frac{\Sigma_c^{\text{可转换物质}}}{\Sigma_f^{\text{易裂变物质}}} \cdot \frac{1}{1+\alpha} \end{aligned} \quad (8.22)$$

其中由方程 (2.57) 有 $1/(1+\alpha) = \eta/\nu$ 。由表2.9可见, 在快中子谱内所有三种易裂变材料的 η/ν 值均上升。因此, 在快中子谱内的内增殖比最大。内增殖比除了构成总增殖比的一部分外, 还对燃料循环成本具有重要影响, 因为在堆芯内生成的易裂变材料无需经过后处理与元件制造过程就可以直接在堆芯内使用。由方程 (8.22) 显然可见, 给定可转换材料-易裂变材料系统的内增殖比取决于堆芯组分; 因为它决定了各种宏观截面之比。例如, 增大可转换材料与易裂变材料的原子比可以增大内增殖比。当堆芯内惰性材料比例增大时, 由于中子谱软化从而使惰性材料内中子的有害俘获增加, 一般将使增殖比减小。

8.208 在商用快中子堆内, 采用钠冷却剂与二氧化铀-239 (易裂变材料) 及二氧化铀-238 (可转换材料), 可望获得大约1.2的总 (内加外) 运行 (或净的) 增殖比。当采用碳化物 (UC及PuC) 作为燃料与转换区材料时, 由于其中重金属原子密度比氧化物中为大, 故可能获得较大的增殖比。碳化物内中子谱较硬, 同样有利于提高增殖比。若采用氦气作冷却剂应

能进一步提高增殖比, 因为氮气的慢化效应小于液态钠, 从而反应堆的中子谱变硬。

燃料倍增时间¹³⁰

8.209 增殖堆的燃料倍增时间系指其中生产的剩余易裂变材料量等于燃料循环(包括堆内堆外)内初装易裂变材料量时所需的运行时间。燃料倍增时间希望尽量短, 因为这意味着可以迅速生产出足量的剩余易裂变材料来用作另一反应堆的装料。然而, 即使对于已给定的反应堆系统, 燃料倍增时间也不易决定, 因为它取决于复杂的因素, 包括: (1) 燃料循环各环节中易裂变材料的数量, 如反应堆内以及贮存池、后处理厂与元件制造厂内等; (2) 在某一反应堆内如何使用易裂变材料增产更多燃料的方式。此外, 在燃料倍增时间的计算中, 还遇到一种困难, 即决定增殖堆运行周期内的燃料增益时需要不断变化中的易裂变材料净产生率求积分值。

8.210 燃料倍增时间 T_d 的普遍性表达式可以写成

$$T_d = \frac{\text{初装易裂变材料质量}}{\text{易裂变材料的净增产率}} \quad (8.23)$$

但其中净增产率一项有几种不同的定义方法。例如, 假定净增殖的易裂变材料不断地从反应堆中被取出并储存起来, 直到积累了足够多的数量之后再用作另一反应堆的初装料。这样, 净增产的易裂变材料量按线性方式增长, 类似于投资的单利增益。因此, 这种假想情况常称为简单倍增时间。

8.211 另一种情况是, 反应堆运行一段时期后所增殖的易裂变材料可能又送回原反应堆或相同的另一反应堆的堆芯之内, 于是这些燃料又进行裂变并产生中子, 引起进一步的增殖。在此情况下, 易裂变材料的净增产量按类似于复利的方式增长; 这样定义的燃料倍增时间称为复倍增时间。这种连续取出净增殖材料再将其用作增殖堆燃料的方式也属于一种假想的极限情况。

8.212 就当前目的而言, 为了一般地指出某些影响增殖的因素, 只需要分析假想的简单倍增时间就足够了。这种倍增时间可以比较方便地用增殖增益 G 表出, 后者定义为增殖比与极倍的差额, 即 $BR-1$; 它的物理意义是: 反应堆运行期间每消耗一个易裂变核所获得的净增加1核数的平均值。令反应堆内初装易裂变材料质量为 M kg, 并令堆外燃料循环系统内的占料量为 γM kg; 则作为计算燃料倍增时间基数的易裂变物质总量为 $M(1+\gamma)$ 。设反应堆内每天消耗的易裂变物质质量为 g kg, 则由方程(8.23)可写出简单倍增时间的公式为:

$$T_d = \frac{M(1+\gamma)}{gG} \text{天}, \quad (8.24)$$

因为 gG 为每天通过增殖所获得的易裂变材料净增量。

8.213 在每天消耗的 g kg燃料内, 有 $g/(1+\bar{\alpha})$ kg发生裂变, 其中 $\bar{\alpha}$ 为反应堆内各种易裂变材料的 Σ_f/Σ_t 适当平均值。每天有1kg任何易裂变材料裂变时, 大体上产生 10^3 MW热功率 (§1.55)。因此, 若增殖堆的热功率为 P MW, 则 g 近似地等于 $P(1+\bar{\alpha}) \times 10^{-3}$ kg。在将此

*可以证明, 在极限情况下, 复倍增时间等于简单倍增时间乘以 $\ln 2$, 即0.693。

数值代入方程(8.24)后, 结果为

$$T_d \approx \frac{10^3 M(1+\gamma)}{GP(1+\alpha)} \text{ 天.} \quad (8.25)$$

方程(8.16)内以消耗的易裂变核为基础定义了增殖比(与增殖增益)。然而, 在方程(8.25)内用参量 P 代替 g 时并未计入可转换材料内的快中子裂变的贡献, 即铀-238与钍-232的裂变。因此, 若忽略这些核素质量数之间的微小差别, 可以用 $g(1-F)$ 代替式中的 g , 此处 F 为可转换材料的裂变份额; 于是在方程(8.25)分母上应增加一项 $(1-F)$ 。在快中子反应堆内, F 可能占相当大份额。

例题 8.3 一座1000MW(电)的快中子核电厂在热效率为40%与电厂平均容量因子 (§8.256脚注)为0.75的工况下运行。反应堆内易裂变钍的初装量为2600kg, 而在平衡运行时, 堆外的裂变钍量预计为堆内的一半。假定 $BR=1.2$, $\bar{\alpha}=0.25$, 且 $F=0.2$, 试计算其燃料线性倍增时间。

解: 由于电厂热效率为40%且其容量因子为0.75, 可求出其平均热功率为

$$P = \frac{(1000)(0.75)}{0.4} = 1.9 \times 10^3 \text{ MW.}$$

堆芯内易裂变材料的装量 M 为 $2.6 \times 10^3 \text{ kg}$ 且 $\gamma=0.5$ 。因此, 在方程(8.25)内分母上加一项 $(1-F)$ 并注意到 $G=BR-1$, 可算出线性倍增时间(以年计)为

$$T_d \approx \frac{(10^3)(2.6 \times 10^3)(1.5)}{(0.2)(1.9 \times 10^3)(1.25)(0.8)} \times \frac{1}{365} = 28 \text{ 年.}$$

仅考虑反应堆内的装料时, 此倍增时间为 $28/1.5 \approx 19$ 年。

8.214 观察方程(8.25)可以看出, 如减少堆外燃料循环内积压的易裂变材料份额 γ (或总量 γM), 则可以缩短燃料倍增时间。此外, 增大燃料比功率(热) P/M (其中 M 为堆内的易裂变材料量而非系统内的总燃料量 (§8.65)), 也可以缩短倍增时间。式中最重要因子可能就是增殖增益 G , 因为增殖比的微小增加可使倍增时间显著减小。这样, 在例题8.3内, 若增殖比由1.2增加到1.4, 则线性倍增时间约减为14年; 另一方面, 增殖比降到1.1则倍增时间将加大到大约56年。

铀的利用 § 3.4.1

8.215 由轻水堆的乏燃料内回收的铀可作为快中子堆燃料, 也可在轻水堆内再循环以部分地代替铀-235。在后一情况下可以减少轻水堆运行所需的铀和浓集分离功。此处假定回收后的燃料形态为二氧化铀与天然铀(或贫化铀)的混合物。(应当注意到, 由于美国已无定期地推迟乏燃料后处理的工作, 故目前对于铀的再循环只有一般性的兴趣。)

8.216 用铀-239代替铀-235对于燃料的核特性有一些影响; 其差别来自燃料中铀的同位素成分不同而且这些同位素的共振截面不同。表8.11内列出某些最近的数据; 它们的半衰期可由表8.8内查出。所列举的乏燃料成分仅为近似值。当这种混合氧化物燃料经多次连续循环之后, 其中铀-239的含量大大减少, 但可由铀-241含量的增加部分地得到补偿, 因为后者具有较大的裂变截面。主要的有害效应来自铀-242的积累。

表8.11 铀同位素的性质

同位素质量数	轻水堆乏燃料	0.0253-eV	中子截面(靶)	共振峰
	中的含量, %	σ_c	σ_f	(eV)
238	2	548	17	-
239	61	269	743	0.3
240	24	290	0.03	1.0 ^a
241	10	368	1009	0.25
242	3	19	0.2	1.2 ^b

a. $\sigma_c \approx 40,000$ 靶; b. $\sigma_c \approx 11,000$ 靶

8.217 应当注意造成铀-235与再循环铀的中子物理特性差别的一些因素。例如,铀-239的中子寄生俘获生成铀-240,后者的中子俘获截面也很大,由此而生成易裂变同位素铀-241。与此相反,铀-235的寄生俘获生成的铀-236对0.0253eV中子的俘获截面却只有5靶。不仅如此,虽然铀-238的共振俘获较大,却不及铀-240,后者在接近热能区处有一个极大的共振峰(表8.11)。另一个差别是铀-239的 σ_c/σ_f (即 α 值)在0.3eV的共振峰处显著增大;结果使得其 η 值(即每吸收一中子所产生的裂变中子数)由0.025eV处的2.2下降到0.3eV处的1.7。而铀-235在相应能区内的变化却小得多。

8.218 商用轻水堆不大可能用再循环铀作为其全部燃料。最可能的情况是堆芯内大约有35%的燃料棒含有3-5%铀的混合氧化物。其余的燃料棒仅含普通的低浓集二氧化铀。在这种比例下,上述再循环铀的那些特性将大为减弱。但无论如何,含铀的混合氧化物燃料的某些效应还是十分重要的。

8.219 由于铀-239与铀-241的热中子裂变截面很大,混合氧化物燃料棒的发热率(从其功率密度)大于邻近含同样浓集度易裂变核的全铀燃料棒。因此,混合氧化物棒内有显著的功率峰。在压水堆内,通过适当布置燃料棒,例如将含不同浓集度铀燃料的混合氧化物棒束分散布置在全铀燃料棒之间,可以克服功率峰的问题。在沸水堆内,由于抽出控制元件而形成的水隙效应会加剧功率峰。结果,只能把混合氧化物棒布置在燃料组件的中心部分。

8.220 易裂变铀同位素的裂变截面很大还产生了另一种影响;在给定功率下,平均中子通量较小,而表8.11内所列出的四种较轻同位素的中子俘获截面很大,更加剧了这种效应。结果,控制元件的反应性当量减小了,特别是在压水堆内,其中大量的单根控制棒插在一部分燃料组件之中。将混合氧化物组件布置在没有控制棒束的位置上,可能会保持原设计的控制能力。否则,就需要增加一些控制棒束。中子通量的减小也会使压水堆内硼水补偿控制的能力减小,但这一点并不重要,在下面即将加以说明。在沸水堆内,将混合氧化物棒布置在组件中心区以减小功率峰,这同样有利于保持控制能力。

8.221 当燃料内含有铀时,燃料与慢化剂的负温度系数均变大。铀-240与-242的大共振峰的多普勒展宽是造成燃料负温度系数加大的原因。在慢化剂内,温度升高使热中子谱向较高能量处移动(§5.106)。于是铀-240及-242的共振俘获显著增大,使慢化剂的负温度系数加

大。温度上升时总的负温度系数加大有助于反应堆的稳定性，但它同时也使反应堆由热运行状态恢复到冷停堆状态时所需控制的反应性加大。

8.222 缓发中子份额与瞬发中子寿命对于反应堆对急剧反应性瞬变的响应有重要影响 (§5.23)。对铀-239而言，热中子裂变时的缓发中子份额 β 为0.0022(表2.10)，远小于铀-235的相应值0.0065；然而，铀-241的 β 值为0.0054。因此，含有再循环铀燃料的轻水堆堆芯内的平均 β 值与用浓集铀作燃料的普通堆芯在运行并积累了较大量铀后的平均 β 值相近。由于含铀燃料的中子吸收截面比全铀燃料的大，因此前者的瞬发中子寿命较短 (§5.8)。但含再循环铀燃料与全铀燃料的轻水堆在这方面的差别也并不像初看起来那样大。

8.223 由于铀-240俘获中子后生成非常易裂变的铀-241；而且铀-238俘获中子又生成铀-239；因此，含混合氧化物燃料堆芯与全铀燃料堆芯相比，前者在燃耗过程中的反应性下降较慢。换句话说，在给定燃耗下，含混合氧化物燃料的堆芯反应性变化较小。在压水堆内，这一效应可以补偿由中子通量下降引起可溶性核毒物(化学补偿)价值的减小。

8.224 根据专门设计用于再循环铀燃料试验的反应堆以及正在运行中的其他轻水反应堆内的大量试验结果，已证明采用再循环铀燃料在技术上是可行的。在对燃料与控制棒的布置进行了适当调整之后，在运行中没有遇到任何困难。混合氧化物燃料也在与普通典型轻水堆同样的比功率与燃耗下进行了辐照考验；事实表明其燃料行为、反应堆控制及堆芯性能都令人满意。

钍的利用¹³³

8.225 钍-232为可转换材料，它可转换生成易裂变的铀-233 (§1.42)，因此是一种可以代替或补充天然铀的重要能源。钍矿的储量据信与铀储量为同一量级，但由于目前的反应堆采用铀燃料循环，而且在许多年以内很可能继续如此，因此对钍的需求很少。对轻水堆而言，选择铀燃料循环主要是出于经济上的考虑¹³³。然而，当铀的供应量减少而价格上涨之后，钍的利用将具有更大的吸引力。利用钍的另一种动力来自减小核武器扩散的危险性 (§8.230) 钍资源看来足够今后的许多年之用。

8.226 如表8.10内所示，铀-233在热中子能区的转换(或增殖)潜力($\eta-1$)比铀-235与铀-239都大得多。实际上，在一个中子损失较小的反应堆内，由钍-232生成的铀-233进行再循环，将具有增殖或自持的潜力 (§12.93等节)。对于中子利用率较差的反应堆，在铀-233再循环时需要另外补充与 $(1-CR)$ 成正比数量的易裂变材料，但此时仍可获得较高的资源利用率。采用钍-铀-233循环时，很容易获得高于轻水堆的转换比。

8.227 在钍-铀-233循环内有一些复杂问题是铀-铀-239循环所没有的。例如，由钍-232生成铀-233时的中间产品为镤-233，其半衰期为27天 (§8.127)；镤-233在热能与共振能区都具有相当大的中子吸收截面。这种吸收取决于功率密度与中子谱，会对反应性产生重要影响，虽然它对钍与铀-233的转换比影响不大。

8.228 另一个问题是由铀-232引起的，后者由铀-233及钍-232的 $(n, 2n)$ 反应生成，在后一反应中经过钍-231及镤-231与-232等中间产物(见图8.10)。铀-232衰变链内的一些子体是强 γ 发射体，因此在制造铀-233燃料时需进行远距离操作及屏蔽。然而，存在这种放射性有利于减少核扩散的危险 (§8.231)。

8.229 钍的利用效率取决于反应堆的具体设计，即慢化剂的性质、燃料的成分及其管理方

式。如前所述,高温气冷堆(HTGR)为采用钚-铀-233循环运行的反应堆(§1.104, §12.81)。其他曾经或正在试验采用钚燃料的热中子堆有轻水增殖堆(§12.94)及熔盐增殖堆(§12.97);如其名称所示,两者都以增殖铀-233为目的。在§8.240等节内还将讨论对钚-232转换为铀-233效率较高这一优点加以利用的其他可能性。

核扩散危险与核资源利用¹³⁴¹

引言

8.230 至少在美国,在制订核资源利用政策时,所考虑的一个重要问题就是核燃料循环所生产的易裂变材料扩散并用于生产核武器的可能性。虽然所有各种反应堆与燃料循环方案都具有某种潜在的扩散危险,但选择的标准是其中危险最小的一种¹³⁴¹。经过广泛的国际性的研究得出了如下结论,即对于不同的燃料循环所导致的核扩散危险,不可能作出一种目前与将来都正确的评价¹³⁴¹。不过,讨论一下有关各种易裂变材料扩散问题的一般性分析方法与其假设以及不进行后处理情况下如何有效地利用核燃料的问题还是有意义的。

8.231 一般假设经由同位素分离途径扩散武器级核材料比较困难,而通过化学分离方法由铀提取钚(或由钚提取铀)相对较易,如果后两者的放射性水平不高。另一方面,由强放射性的乏燃料进行化学分离也非常困难,因为需采用遥控设备。因此,由轻水堆卸出的乏燃料可认为是核扩散危险很小的材料,因为它的放射性很强而易裂变物质含量很低(约1.5%) (见表8.7)。同样,若新燃料内由于保留一部分再循环的裂变(或其他)产物而带有强放射性,则由于 γ 活性也使得分离易裂变产物十分困难。防止获取接近武器级材料的另一途径就是在(可能的)国际监督下,将生产这种材料的燃料循环操作限制在特殊保安区域内进行。

8.232 由于普雷克斯流程(§8.138等节)内有一种产品含有大量易裂变钚同位素(见表8.11),美国于1977年决定停止国内一切商用后处理乏燃料的工作。不仅如此,对快中子增殖堆内生产钚的担心导致放松了快中子堆商业化的努力。由于不再由乏燃料回收钚以再用于轻水堆及快中子堆,其结果将限制由天然铀取得的能量。所以,既可能改善核资源利用率同时其核扩散危险水平又可为公众接受的代用燃料循环就受到人们的注意。

变性燃料

8.233 当一种易裂变同位素与同一元素的一种非裂变同位素相混合(例如铀-233或-235与铀-238)而且浓集度很低,则可认为此种材料的核扩散危险很小。这种同位素的掺合称为“变性”。由于找不到易裂变钚的掺合材料,因此将采用变性铀-233的钚循环看作热中子堆内铀-钚循环的替代方案。然而,不容易同时满足资源最优利用与减少核扩散危险两个目标,因此必须作某种折衷。

8.234 高温气冷堆与轻水增殖堆都采用钚-232作可转换材料,其目的在于用转换生成的铀-233作为燃料。由资源利用的观点看,上述两种情况下都必须回收铀-233,但后者亦可用于武器,因而构成了核扩散的危险。用铀-238和铀-233掺合变性可以减少核扩散危险,但此时由可转换材料转换生成易裂变材料的数量显著减少。

8.235 变性工艺本身也存在几个问题。例如,用铀-238稀释的易裂变物质铀-233必须有

某种来源，而这种来源可能就是特殊保安区域内的非变性燃料循环。此外，变性的乏燃料也必须进行后处理，否则其资源利用率就不会比相应的铀循环好多少。然而，如进行后处理，则由变性燃料内的铀-238不可避免地会产生钚，而后者又存在安全保障的问题，必须加以考虑。

8.236 曾建议一种在实行严格保安的能源中心内进行生产与后处理，而将所得的变性铀用于该区以外反应堆的综合方案，借以减少核扩散危险。例如，可以在保安区内的快中子增殖堆的钍转换区中生产铀-233，后者在后处理厂内由可转换材料中回收后，再用铀-238掺合变性，用于保安区外的热中子堆内作燃料；而将乏燃料返回保安区内进行后处理。由快中子堆乏燃料回收的钚将在保安区以内进行再循环。

后处理的改进

8.237 另一种办法就是修改燃料后处理所采用的普雷克斯流程（§8.138等节）。原来设计的流程是分别生产铀与钚，但在所谓“共处理”的修改流程中，取消了钚分离工序，所获得的产品为含易裂变钚约0.65%（及0.8%铀-235）的铀-钚混合物。这种材料中加入4—5%的浓集铀就可以用作轻水堆的燃料。由于在这种产品内的钚与大量铀相混合，所以必须取得大量燃料才能通过化学分离取得武器级的易裂变材料。

8.238 在后处理过程中不完全清除裂变产物，这样也可减小核扩散的危险，但此时制造燃料元件也需要远距离操作。这种部分地分离裂变产物的流程称为塞维克斯（Civex）流程，提出该流程的主要目的是为了处理快中子堆燃料和转换区材料^[37]。其中的萃取段与普雷克斯流程的相同，但取消了洗涤（见图8.12）；因此产品内含有几乎全部铀与钚外加约25%的裂变产物。然后将分离段进行修改，使产品钚内含有一部分铀，另外得到副产品铀，两者内都含有裂变产物。主产品内约含20%钚与80%铀，还有百分之几的裂变产物，该产品在远距离操作下制成快堆用的混合氧化物燃料。副产品铀不是武器的原料，因此通过氟化物低温分馏去除其中裂变产物（§8.143），然后再循环用作转换区材料。

8.239 采用高温化学方法进行快中子堆燃料及转换区材料的后处理具有若干优点，因为此方法不能彻底清除裂变产物，反而有助于减小核扩散的危险（§8.144）。此外，高温化学法后处理流程可以附设在反应堆厂址内，这就可以不将燃料运到特别保安区域之外。以钍为基本原料的熔盐增殖堆具有较大的防核扩散能力，因为熔盐燃料的连续后处理系统就是反应堆系统的一部分。虽然武器级材料的扩散仍是可能的，但在此情况下将十分困难。

不进行后处理的资源利用率

8.240 在不进行后处理的情况下，有些反应堆系统仍可能获得相当好的资源利用率，特别是采用钍-铀-233燃料循环的反应堆。在这种情况下，只需将乏燃料置于暂时或永久性的储存库内。由于乏燃料具有强放射性，而其中易裂变材料含量又少，因此可认为它不能用于生产武器级材料。重水慢化反应堆具有良好的中子经济性，从而在不进行后处理情况下也可获得很高的资源利用效率。例如，在加拿大等国已达到商业化程度的坎杜（CANDU）反应堆中，采用重水作慢化剂与天然铀的二氧化物作燃料（§12.35）；其乏燃料即废弃不用。若采用钍作燃料时还可进一步改善其资源利用率。

8.241 谱移反应堆方案虽然尚未获得发展，却具有不经过后处理就获得较好的铀或钍资源利用率的前景。这种反应堆是压水堆的变型，其中采用重水（ D_2O ）与普通（轻）水的混

合物作为慢化剂-冷却剂。在堆芯寿期开始时，重水浓度约为50%（克分子），堆芯处于欠慢化状态。因此其中共振中子通量比一般轻水堆为大，故可转换材料（铀-238或钍-232）俘获中子较多；结果就转换生成更多的易裂变材料。当反应堆持续运行时，燃料逐渐消耗而裂变产物核毒物逐渐积累，这时向反应堆系统内添加普通水以降低重水浓度。结果使中子谱变软并恢复其反应性，从而使更多的燃料得以利用。

8.242 采用较高的浓集度以加深燃耗（§8.175）可以在不进行后处理的情况下改善轻水堆的燃料利用率^[38]。天然铀的利用率确有显著提高，但也并非与燃耗提高成正比，因为在同位素分离过程中需消耗更多的天然铀原料才能生产出浓集度更高的燃料（参看§8.48等节）。加深燃耗的另一优点是在同样的能量输出下由反应堆卸出的乏燃料组件数目较少，从而可减轻储存与处置强放废物的压力（§8.163）。但另一方面，采用更高浓集度燃料使燃料组件内的铀-235浓度差别变大，因此更难于展平功率分布。此外，目前还不能肯定燃料元件能否承受如此深的燃耗而不导致过度的包壳破损率（§7.124）。

核能成本^[39]

引言

8.243 由核反应堆燃料产生的能量一般以电力形式出售，因此它是一种商品。生产这种产品的成本由几部分组成，其中之一为燃料成本。为了求得燃料成本与其他成本的关系，下面将扼要介绍各种因素对核能成本的贡献。无论对于核电或火电，习惯上将发电成本划分为三个范畴，即：投资（或基建）成本，运行与维修成本，燃料成本。以下依次加以分析。

投资成本

8.244 投资成本（或费用）是与电厂基建有关的那些成本。与公司会计的角度不同，从工程经济观点看，这种成本应当按照电厂整个寿命期间每年的费用计算。这类费用中最主要的是建造电厂所需资金的取费（如利息），电厂折旧费以及税款。作为初步估计，每年的费用可以取核电厂基建（或投资）总成本的某一固定百分比。

8.245 基建成本包括直接费用与间接费用两部分。直接费用是建厂所需设备、材料与劳务的成本。各种意外开支亦常包括在其内。间接费用包括核电厂交付电力公司按额定功率运行之前的一切其他建设与试验费用。

8.246 直接基建成本包括以下各项：土地，建筑结构与厂地设施，反应堆厂房设备（核燃料除外），透平厂（发电）设备，电气（输变电）厂设备，辅助设备，及不可预见费用。（最后一项有时列入间接成本中。）直接成本内还包括材料和劳务成本；在某些项目中，如建筑结构与厂地设施及电气厂设备等，劳务成本占全部成本的一半以上。

8.247 间接基建成本包括几大方面。一个方面是工程、设计、许可证申请（见第11章）和基建管理等专业人员的劳务费用。第二个方面包括基建期间的临时性设施、设备和服务费用，电厂主的经常性行政管理开支，以及反应堆运行人员培训和电厂起动的费用。另一项主要的间接成本是电厂设计和建造期间所耗资金的利息。每一类支出的利息费用取决于所花

费的金额、支付日期与建成日期之间的时间间隔和利率。核电厂的基建周期，即由签署建造核电厂的第一批合同到电厂完工投入商业运行止，可能长达十年以上。但开始几年主要用于进行设计与申请许可证，所需费用相对较少。然后，当美国核管会（NRC）颁发了建造许可证之后，采购设备与用于劳务的费用急剧上升。因此，大部分利息费用发生在基建的后期阶段。

8.248 对直接与间接基建成本都应采用的价格浮动成本是由于在估计成本时刻到确定订货时刻之间的通货膨胀引起的。浮动金额取决于每一项的成本估计值，采购该项设备的时刻距最初作估计的时间，和最可几的通货膨胀率（每年平均百分比）。由于通货膨胀率实际上每年不同，而且很难预测，因此预计的价格浮动金额具有很大的不确定性。

8.249 核电站的总基建（投资）成本可作为计算发电成本中的投资（或固定）费用部分的基础。其中的一项主要费用是建造电厂所筹集资金（以股票及债券形式）在电厂寿命期间的年成本（股息及利息）。虽然各种类型的资金结算方式不同，但在目前的讨论中综合的年成本可按利息考虑。另一项年固定费为电厂折旧费。适当的结算方式是：电厂在其大约30年的寿期终结时应回收全部基建投资。

8.250 作为一种估计值，可将投资的年成本表示为总（直接加间接）基建成本的某一固定百分比，后者随电力公司而异。例如，公有电力公司比私人投资公司的固定费百分比要低，因为前者可用较低的利率取得资金而且免征捐税。

运行与维修成本

8.251 运行与维修费用中包括电厂、办公室、工程部和行政管理工作人员的薪金，和维修用的材料与动力的成本，后者包括处理反应堆及冷凝器内的水以及反应堆设备产生的放射性废物等所消耗的化学药品。在这一项内还包括其他一些成本如债务保险金、对外联系与接待、新工人培训、旅差费等等。然而，运行与维修成本一般只占总发电成本的一小部分。

燃料成本

8.252 精确计算燃料成本是相当复杂的，但若将装入堆芯的每一批燃料看成是若干制造工序的最终产品，则有助于分析问题。这样，燃料的价值即由其材料费用与各工序的制造费用决定。如果乏燃料具有某种残值，即扣除后处理及废物处置成本后由回收铀所获得的价值，则可以减少一些花费在燃料上的“投资”（§8.162等）。

8.253 反应堆内的燃料可以看作是一项投资；因此，当它处于所谓商用阶段，必须在其价值上加进若干附加费用。所谓商用阶段意指燃料用于发电获取收益偿还核电厂成本的时期。这些附加费用使燃料成本增加。对于燃料进堆之前进行的各工序所花费的时间也同样征收附加费用。

8.254 燃料成本不像固定成本那样按年计算，而是按每批燃料在使用期间所生产电力的千瓦小时数计算更有意义。每批燃料成本内的主要贡献来自送入浓缩工厂的天然铀成本，分离功成本（§8.52），燃料加工、后处理和废物管理成本。每一项贡献的变化，例如铀矿石的市场价格变动，都将对每批燃料成本产生影响。同样，固定费率的变化也将影响堆内外燃料的附加费。然而，在正常情况下每批燃料在堆外的附加费已计入该项工序的成本之中。如有需要，每批燃料成本也可分年计算，这时要决定每年消耗的燃料批量。

发电成本

8.255 将上述三方面的成本相加，即投资成本、运行与维修成本及燃料成本之和，就可得到核电厂运行的年度总成本。在核电成本中，投资成本占主要部分，运行维修成本很少，而燃料成本约占总成本的三分之一。因此，每千瓦小时的核电成本受燃料成本的影响不大。

8.256 由于投资成本不论电厂发电与否都必须支付，核电厂的容量因子对单位电能的成本影响很大。^{*}因此，反应堆的停转期就构成经济上的损失，后者大体与年投资成本成正比。燃料装载的附加费也是一种固定费，不过其数额较小。此外，当反应堆停转时，电力公司还要以较高的成本购买或生产电力来供给用户。因此，保持较高的电厂容量因子以减低核电成本是非常重要的。

核材料的安全保障^[40]

8.257 在美国制订了广泛的安全保障计划以防止“特种核材料”被盗，后者定义为铀、钍-233或浓集了铀-235的铀，特别是“战略性”特种核材料，包括铀、钍-233或浓集度超过20%而内含相当于5kg铀-235的铀。后一限制的重要意义在于：这样多的材料可用来非法生产一颗核炸弹。安全保障规程适用于燃料循环的全部环节，包括燃料制造、发电、燃料后处理、贮存和运输。不过，广义地说，应考虑两类情况：在固定场所内的核材料与在运输中的核材料。

8.258 在固定场所内，特种核材料必须置于设有多重实体屏障的“保护区”以内。进入此保护区的人员受到严格控制，并设置带报警装置的监视系统以防止非法入内。还备有连续运行的通讯系统以保持与地方执法机构的联系。

8.259 特种核材料在运输途中可能比其他情况下更易被盗窃。所有的运送过程，无论是公路或铁路运输，都必须由武装人员押送，而且押运人还必须与总部保持经常的通讯联系。如果核反应堆、燃料制造厂、乏燃料后处理厂相距不远，可以使特种核材料的运输减至最低限度。然而，一座燃料加工厂及后处理厂可以满足许多座核反应堆的需要，后者不可能集中建造在一个特定地区以内。因此，即使在最理想情况下，特种核材料的某些运输也是不可能避免的。

8.260 一项厂内核材料的全面管制与统计的计划可以进一步防止特种核材料的扩散。这一计划可以测知核材料的任何损失以便及时采取行动。在美国，由核管会（NRC）执行一项检查与实施的计划，其中包括监督特种核材料的管制与统计制度。虽然安全保障计划的总成本很高，但预计分摊到核电成本上却为数不大，不到总成本的百分之几。

一般参考文献

M. Benedict, T. H. Pigford, and H. W. Levi, "Nuclear Chemical Engineering," McGraw-Hill Book Co., 2nd Ed., 1980.

^{*}电厂容量因子等于某一给定时间内（一般为一年）实际生产的电能（以kW·h计）与整个期间满功率连续运行所生产的电能之比。

- H. W. Graves, Jr., "Nuclear Fuel Management," John Wiley & Sons, 1979.
- D. H. Gurinsky and S. Isserow, "Nuclear Fuels," Chapter 13 in, "The Technology of Nuclear Reactor Safety," Vol. 2, T. J. Thompson and J. G. Beckerly, Eds., MIT Press, 1973.
- L. C. Hebel, et al., "Study of Nuclear Fuel Cycles and Waste Management," American Physical Society, 1977; *Rev. Mod. Phys.*, 50, Part 2, S1 (1978).
- R. B. Holden, "Ceramic Fuel Elements," Gordon and Breach, 1966.
- A. R. Kaufmann, "Nuclear Reactor Fuel Elements," Interscience/John Wiley & Sons, 1962.
- D. R. Olander, "Fundamental Aspects of Nuclear Reactor Fuel Elements," U. S. ERDA Report TID-26711-P1, 1976.
- J. A. L. Robertson, "Irradiation Effects in Reactor Fuels," Gordon and Breach, 1968.
- A. Sesonske, "Nuclear Power Plant Design Analysis," U.S. AEC Report TID-26241, 1973, Chap. 7.
- C. O. Smith, "Nuclear Reactor Materials," Addison-Wesley Publishing Co., 1967.
- S. M. Stoller and R. B. Richards, Eds., "Reactor Handbook, Vol. II, Fuel Reprocessing," Interscience/John Wiley & Sons, 1961.

参 考 文 献

1. W. D. Wilkinson, "Uranium Metallurgy," Vol. 1, Interscience/John Wiley & Sons, 1962; C. D. Harrington and A. E. Ruehle, "Uranium Production Technology," R. E. Krieger Publishing Co., 1959; see also, "Nuclear Raw Materials, a Selected Bibliography," U. S. ERDA Report TID-3357, 1975.
2. J. F. Smith, et al., "Thorium, Preparation and Properties," Iowa State University Press, 1975.
3. O. J. Wick, Ed., "Plutonium Handbook: A Guide to the Technology," Gordon and Breach, 1967.
4. S. Villani, "Isotope Separation," American Nuclear Society, 1976; M. Benedict, T. H. Pigford, and H. W. Levi, "Nuclear Chemical Engineering," McGraw-Hill Book Co., 2nd Ed., 1980; M. Benedict, "Enrichment: A Critical Status Report," *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 25, 44 (1977); "Proceedings Uranium Enrichment Conference," U. S. ERDA Report CONF-751134, 1975; see also bibliography, "Uranium Isotope Separation," U. S. ERDA Report TID-3347-R, 1975.
5. M. Benedict, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 25, 79 (1977).
6. D. R. Olander, "Technical Basis of the Gas Centrifuge," *Advan. Nucl.*

- Sci. Tech.* 6, 105 (1972); M. Benedict, Ref. 4.
7. A. R. Kaufman, "Nuclear Reactor Fuel Elements," Interscience/John Wiley & Sons, 1962, Chapter 3; J. A. L. Robertson, "Irradiation Effects in Nuclear Fuels," Gordon and Breach, 1968.
 8. J. Belle, "Uranium Dioxide: Properties and Nuclear Applications," U.S. AEC Report 1961; see also, Proceedings ENS/ANS European Nuclear Conference, April 1975, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 20, 215-326 (1975).
 9. P. E. MacDonald and L. B. Thompson, "MATPRO, A Handbook of Materials Properties for Use in the Analysis of LWR Fuel Rod Behavior," U. S. NRC Report TREE-NUREG-1005, 1976.
 10. R. B. Holden, "Ceramic Fuel Elements," Gordon and Breach, 1966, Chapter 4; J. L. Routbort and R. N. Singh, *J. Nucl. Mater.*, 58, 78 (1975).
 11. R. B. Holden, Ref. 10, Chapter 5; A. A. Bauer, *Reactor Technol.*, 15, 87 (1972).
 12. O. J. Wick, Ref. 3; J. M. Cleveland, "The Chemistry of Plutonium," Gordon and Breach, 1970; see also, Proceedings Plutonium Information Meeting, Jan. 1974, U.S. AEC Report CONF-740115, 1974.
 13. J. F. Smith, et al., Ref. 2; R. G. Wymer, Coordinator, "Thorium Fuel Cycle," U.S. AEC Report CONF-660524, 1968.
 14. J. H. Kittel, et al., "Effects of Irradiation on Thorium and Thorium-Uranium Alloys," U.S. AEC Report ANL-5674, 1973.
 15. N. Piccinini, "Coated Nuclear Fuel Particles," *Adv. Nucl. Sci. Tech.*, 8, 255 (1975).
 16. "Symposium on Sol-Gel Processes and Reactor Fuel Cycles," U.S. AEC Report CONF-700502, 1970.
 17. D. R. Olander, "Fundamental Aspects of Nuclear Reactor Fuel Elements," U.S. ERDA Report TID-26711-P1, 1976, Chapter 21.
 18. T. R. Bump, "SWELL: A Fortran IV Code for Estimating Lifetimes of Mixed-Oxide Fuel Elements," U.S. AEC Report ANL-7681, 1971.
 19. W. Z. Jankus and R. W. Weeks, "LIFE-I, A Fortran-IV Computer Code for the Prediction of Fast Reactor Fuel Element Behavior," U.S. AEC Report ANL-7736, 1970.
 20. S. M. Stoller and R. B. Richards, Eds., "Reactor Handbook; Vol. II, Fuel Reprocessing," Interscience/John Wiley & Sons, 1961; J. T. Long, "Engineering for Nuclear Fuel Reprocessing," Gordon and Breach, 1967; W. P. Bebbington, *Sci. Am.*, 235, No. 6, 30 (1976).
 21. L. Trevorrow, J. Fischer and J. Riha, "Laboratory Investigations in Support of Fluid Bed Fluoride Volatility Processes, Part III," U.S. AEC Report ANL-6762, 1963.

22. "Alternatives for Managing Wastes from Reactors and Post-Fission Operations in the LWR Fuel Cycle," U.S. ERDA Report ERDA-76-43, 1976; "Proceedings of International Symposium on the Management of Wastes from the LWR Fuel Cycle," U.S. ERDA Report CONF-76-0701, 1976; B. L. Cohen, *Rev. Mod. Phys.*, 49, 1 (1977); see also, bibliography, "Radioactive Waste Processing and Disposal," U.S. ERDA Report TID-3311-S8, 1977; S. Fried, Ed., "Radioactive Waste in Geologic Storage," ACS Symposium Series No. 100, American Chemical Society, 1979.
23. Ref. 22, Report ERDA-76-43, Vol. 1, Chapter 2.
24. T. H. Pigford, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 24, 515 (1974).
25. Ref. 22, Report ERDA-76-43, Vol. 3, Chapter 17; see also, "Siting of Fuel Reprocessing Plants and Waste Management Facilities," U.S. AEC Report ORNL-4451, 1970, Chapter 3.
26. P. Silvennoinen, "Reactor Core Fuel Management," Pergamon Press, 1976; "Proceedings Nuclear Utilities Planning Methods Symposium," U.S. AEC Report ORNL-TM-4443, 1974.
27. R. K. Haling, "Operating Strategy for Maintaining an Optimum Power Distribution Throughout Life," U.S. AEC Report TID-7672, 1963.
28. F. C. Engel, "Design Analysis of the LMFBR Radial Blanket," U.S. AEC Report WARD-3045T2B-9, 1973.
29. E. L. Zebroski and B. Sehgal, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 25, 161 (1977); B. I. Spinrad, "Alternative Breeder Technologies," *Ann. Rev. Energy*, 3, 147 (1978).
30. H. L. Wyckoff and P. Greebler, *Nucl. Technol.*, 21, 158 (1974).
31. "Final Generic Environmental Statement on the Use of Recycle Plutonium in Mixed Oxide Fuel in Light Water Cooled Reactors (GESMO)," U.S. NRC Report NUREG-0002, 1976, Vol. 3; "A Review of Plutonium Utilization in Thermal Reactors" (7 papers), *Nucl. Technol.*, 18, 78-176 (1973); M. C. Edlund, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 25, 136 (1977).
32. P. R. Kasten, et al., "Assessment of the Thorium Fuel Cycle in Power Reactors," U.S. ERDA Report ORNL-TM-5565, 1977; Y. I. Chang, et al., "Alternative Fuel Cycle Options," U.S. ERDA Report ANL-77-70, 1977; N. L. Shapiro, "Assessment of Thorium Fuel Cycles in PWRs," EPRI Report NP-359, Electric Power Research Institute, 1977.
33. "Preliminary Review of Alternative Reactor Types and Fuel Cycles," U.S. NRC Report NUREG-0364, 1977, p. III-33.
34. D. C. Williams and B. Rosenstroch, "A Review of Nuclear Fuel Cycle Alternatives Including Certain Features Pertaining to Weapon Proliferation," U.S. DOE Report SAND-77-1727, Sandia Laboratories, 1978; T. Gree-

- nwood, H. A. Feiveson and T. B. Taylor, "Nuclear Proliferation: Motivations, Capabilities, and Strategies for Control," McGraw-Hill Book Co., 1977;
- H. A. Feiveson, "Proliferation-Resistant Nuclear Fuel Cycles," *Ann. Rev. Energy*, 3, 357 (1978); "Nuclear Proliferation and Civilian Nuclear Power," Report of the Nonproliferation Alternative Systems Assessment Program (NASAP), US DOE Report DOE/NE-0001 (1980).
35. D. C. Williams and B. Rosenstroch, Ref. 34, p. 25.
36. "International Nuclear Fuel Cycle Evaluation," International Atomic Energy Agency, Vienna, 1980.
37. *Nucl. News*, 21, No. 5, 32 (1978).
38. Ref. 34, NASAP Report, Vol. 9, p. 20.
39. B. E. Prince, J. P. Peerenboom and J. G. Delene, "A Survey of Nuclear Fuel Cycle Economics: 1970-1985." U.S. ERDA Report ORNL-TM-5703, 1977; A. Sesonske, "Nuclear Power Plant Design Analysis," U.S. AEC Report, TID-26241, 1973, Chapter 3; A. D. Rossin and T. A. Rieck, *Science*, 201, 582 (1978).
40. Proceedings Symposium on the Safeguarding of Nuclear Materials, International Atomic Energy Agency, 1976; see also, Ref. 31, GESMO, Safeguards Supplement NUREG-0100, 1977; J. F. Lovett, "Nuclear Materials: Accountability, Management, Safeguards," American Nuclear Society, 1974.

习 题

1. 美国的三座气体扩散工厂按照不同的联合生产方式运行, 使其中某一工厂生产的低浓集度产品恰好作为另一工厂的进料。(a) 假定分离因子为1.003, 试求将天然铀进料浓集到铀-235含量为0.03而尾料中含量为0.002情况下所需的级联级数。(b) 若将此产品送入另一工厂, 问需要多少扩散级才能生产含量为0.9765的高浓铀且尾料中含量为0.0055? (c) 然后将此含量为0.0055的材料浓集成含量为0.011的产品且其尾料中含量固定在0.002时, 又需要多少级?
2. 对于例题8.1内讨论的气体离心机, 试画出分离因子与转筒每秒转数(作横坐标)的函数关系(转筒半径作为参数)。转筒周缘的最大线速度为450m/s。
3. 假设 U_3O_8 价格为\$110/kg, 而分离功价格为\$100/kg SWU; 试作表列出铀-235含量范围在0.024-0.034之间的浓集铀成本, 含量按0.002为步长单位变化。对于每种含量求出 U_3O_8 与SWU对成本的贡献。假定尾料中含量为0.002。
4. 为了估计美国可能需要管理的强放废物总量, 假定1985年建成的轻水堆核发电能力为150GW(电)并以每年6%的速率增长直到2000年止。设乏燃料进行后处理并将固化后的强放废物集中在联邦储存库内。试推导一个计算模型并估算到2000年时储存库内强放固体废物的体积, 以及储存废物届时所产生的热功率。
5. 一个0.3m直径乘3m长的不锈钢筒内装入相当于2000kg乏燃料产生的强放固体废物。若该批废物在由反应堆卸出10年之后所产生热量主要来自 ^{137}Cs 与 ^{90}Sr 的衰变, 问该时刻在

钢筒内的能量释放率大致为多少？（所释放的能量必须由筒壁散出。） ^{90}Sr 与 ^{137}Cs 的放射性分别为60,000及85,000居里/公吨燃料。（ ^{90}Sr 发射平均能量为0.2MeV的 β 粒子并生成 ^{90}Y ，后者又衰变为稳定同位素 ^{90}Zr 并发射平均能量为0.73MeV的 β 粒子。有92%的 ^{137}Cs 衰变为 ^{137}Ba 并发射0.2MeV的 β 粒子；然后Ba发射0.66MeV γ 光子并返回稳定态；另外8%的 ^{137}Cs 直接衰变为稳定的 ^{137}Ba 并发射平均能量为0.4MeV的 β 粒子。）

6. 处理分离后的强放废物锕系元素的一种方法是将它们送回热中子堆或快中子堆内循环，然后经过嬗变将它们消灭并生成短寿命的同位素。每座1000MW（电）压水堆每年将生产约22kg的锕系元素，其中含70%的镅，23%的镎，6%的钚，及大约1%的铀。（a）试述如何决定再循环锕系元素的平衡数量。（b）试比较锕系元素再循环对于热中子堆与快中子堆的 k_{∞} 的影响。

7. 在一项关于强放废物管理的建议中，要求在强放废物固化前将 ^{90}Sr 与 ^{137}Cs 分离出来，并单独储存这两种高释热率的同位素。半衰期为30年的 ^{137}Cs 的裂变产额为5.9%。这一方案要求将出堆三年后的固化材料装入设计容纳 ^{137}Cs 活度为1.5MCi的钢筒内。（a）问 ^{137}Cs 需储存多久才能使其衰变率等于反应堆内 ^{137}Cs 的产生率？（b）问此时由一座标准的1000MW（电）轻水堆内产生的 ^{137}Cs 需要装多少钢筒？假定燃料的燃耗为2.6TJ/kgU。

8. 某压水堆采用三批换料的方案，其新燃料的浓集度为3.3%U 235 。假设平均转换因子为0.6，试粗略估算燃耗为0.86、1.73与2.6TJ/kgU时燃料内的同位素大致成分。

9. 假设燃料浓集度为3.3%，燃耗为2.6TJ/kgU，且轻水堆的转换比为0.6，问原矿石内天然铀有多少份额裂变而产生能量？设同位素分离时的尾料含量为0.002 ^{235}U 。

10. 若某钠冷快中子反应堆的堆芯燃料含有17%纯 $^{239}\text{PuO}_2$ 及83% $^{238}\text{UO}_2$ 的混合氧化物，试估计其总增殖比。堆芯体积份额为：燃料0.3，钠0.5，铁（结构材料）0.2。堆芯内按中子能谱平均的单群截面如下：

	σ_f (靶)	σ_a	$\nu\sigma_f$
^{238}U	0.05	0.404	0.14
^{239}Pu	2.01	2.48	5.88
Na	—	0.0016	—
Fe	—	0.010	—
O	—	可忽略	—

11. 快中子堆堆芯的增殖特性取决于许多设计参数。某些设计在堆芯内布置了径向转换区，后者可以在假想的堆芯解体事故（§12.75等节）情况下减少能量释放率，并具有其他有利的安全特性。虽然这种设计提高了增殖比，但却要求更大的易裂变材料装载量。

考虑例题8.3内所述反应堆。在所建议的非均匀（内转换区）堆芯内需要增加30%的易裂变材料装量，但增殖比则提高到1.30。试估计相应的燃料倍增时间。

12. 某一高温气冷堆内（§12.81），若使转换比由参考设计值0.67提高到0.80时，堆芯易裂变材料装量也将由1100kg/GW（电）提高到2000kg/GW（电）。（a）试估计这种改变对易裂变材料净消耗量的影响，以kg/GW（电）-年计。（b）试分析此变化对发电成本的影响。

13. 由下列资料估计一座1000MW（电）核电厂的每kW·h发电成本：
总基建费，\$1000/kW（电）

固定费率, 15%

燃料成本, \$0.007/kW(电)·h

运行及维修成本, \$ 1×10⁷/年

电厂容量因子, 0.70,

第九章 辐射防护和环境效应

引 言

9.1 与核电厂运行有关的环境效应分为两大类：辐射效应和热效应。所有的蒸汽发电厂，不管它们是应用化石燃料的还是应用核燃料的，都必须向环境排放一定数量的热。因此，有关热效应的问题不是核电厂所独有的。然而，由于核电厂的热效率较低（§ 1.94），大部分核电厂比同样电功率的较新式化石燃料电厂排放更多的热量。为此，向环境排放废热的方法值得作某些讨论。

9.2 然而核电厂也有特殊的一面：其燃料中所含的易裂变和可转换核素（即铀、钚和钍的同位素）是带放射性的，并且在反应堆运行期间生成高放射性活度的裂变产物混合物。这些物质所发射的 α 、 β 和 γ 辐射可能对人体健康构成严重危害。因此，必须采取特殊措施，既要使电厂的工作人员免受辐射危害，也要限制向环境排放放射性物质。为了控制辐射危害，有必要对核电厂的设计和运行提出某些限制。正是在这个方面核反应堆工程与其他工程部门不同；所以本章的大部分篇幅将涉及到放射学的问题。

辐 射 危 害⁽¹⁾

保健物理学工作

9.3 将近十九世纪末期，在发现X射线和放射性以后不久，人们便认识到辐射对活体会产生有害的影响。据报道，在从事放射学工作和其他遭受过量辐照的人中间，部分由于缺乏经验，部分由于意外情况，曾出现了一批受伤病例，从早期局部的皮肤损伤到潜发的骨癌和白血病。然而，直到二十世纪二十年代初期才开始有组织地致力于推荐并实施用于操作X射线和镭的安全措施。大约十年以后制定了第一个明确的“最大容许”辐照水平，而普遍接受这种限制的结果使辐照损伤事件明显地减少。

9.4 当制定最早的核反应堆建造计划时，人们就意识到这将涉及当时还难以想象的极大辐射危害，并且认识到必须采取特殊措施保护运行人员。其结果是发展了一门新的学科——保健物理学，它的主要目的是研究可能的辐射危害，并创造免遭不必要辐照的方法。保健物理学家的努力很有成效，尽管核动力运行中的放射性水平极高，但由辐射造成的伤害已十分罕见。

9.5 核电厂中的辐射防护工作在保健物理学家的指导下进行，他们一般是在辐射防护的方法和原理方面受过专门训练的科学家或工程师。保健物理机构的职责是审查全部有关的方法和实施过程是否符合已制定的辐射防护标准和条例的要求。其中一项重要的工作是所谓辐射监测：一般地说，它包括辐射剂量和剂量率的测定与记录。为此要使用各种仪器仪表，

它们必须定期地校准，并且保持良好的工作状态。

9.6 核电厂中的工作人员佩有个人剂量计，用以测量所受到的辐射剂量。此外，对于反应堆及其有关设备和实验室周围人易接近的一切区域都进行定期的检查，以测量沉积于表面的放射性和空气中的活度。根据这些测量的结果，保健物理学家可以建议采取适当的防护措施，例如规定在活性特别高的区域中工作的容许时间。对于从电厂排出的固态、液态和气态物质进行定期检查，以确保它们对环境不构成危害。

不同类型的辐射效应

9.7 归根到底，核辐射（和X射线）的生物效应主要可以归因于电离和电子激发对各种分子（例如对于活细胞的功能极端重要的蛋白质和核酸）的破坏。这样，一切能够直接或间接引起电离（或电子激发）的辐射都可能成为伤害人体的来源。如第二章中所述， α 和 β 粒子直接引起电离，而 γ 射线主要是间接产生电离；这种电离大多数是由康普顿效应、光电效应和电子对产生效应中产生的高能电子引起的（§ 2.48及有关各节）。质子和中子都包括在致电离辐射中；质子直接引起电离，而中子则间接引起电离。

9.8 从天然放射源中发出的 α 粒子在人体组织中的射程很短，所以它们不能穿透皮肤的外部保护层（表皮）。这表明只发射 α 粒子的放射性物质一般并不构成危害，除非它们通过吸入、吞食或皮肤吸收而进入人体。 β 粒子的射程比 α 粒子的长，但只有能量最高的才能在人体组织中穿越几毫米以上。因此， β 粒子发射体主要也是在体内产生危害。然而，如果 β 发射体接近皮肤（或就在皮肤上），它能够产生严重的烧伤。当然必须记住， α 和 β 粒子都常常伴随着发射 γ 射线，后者能够穿入人体相当大的距离， β 粒子的慢化也产生类似于 γ 射线的韧致辐射（X射线）。所以，发射 γ 射线（或产生显著韧致辐射）的放射性物质不管是在体内还是在体外都可能构成危害。

9.9 虽然反应堆周围有一层厚的屏蔽，后者大大减弱了从堆芯逸出的辐射——主要是中子和 γ 射线（第十章），但它不可能将辐射强度降低到零。因为中子与 γ 射线一样，在被吸收之前能够穿越很长的距离，所以它们对核电厂的工作人员也是一种可能的辐射危害。但对环境效应来说，中子的影响可以忽略。慢中子在人体组织中产生的电离几乎全部是由于同氢核和氦核的相互作用引起的。氢的慢中子（ n, γ ）俘获伴随发射2.2MeV的 γ 射线光子和反冲氘核，后两者都能产生显著的电离。在与氮-14的（ n, p ）反应中，所发射的质子象 α 粒子那样能产生高度的电离。此外，在每次这样的反应中，氮-14变为碳-14核，从而可能改变生物学上十分重要的分子单体（§ 9.7）。

9.10 在人体组织中，快中子主要通过同氢核的弹性碰撞而丧失能量。在这样的碰撞中，氢核（质子）获得大量的动能，从而在它的路程上产生电离。快中子也能同氮-14和人体内其他的核发生（ n, p ）和（ n, α ）反应，从而可能产生质子和 α 粒子。此外，当中子能量低于 10^4 eV时，它与氢的（ n, γ ）反应显著增加。因此，中子在经过弹性碰撞（在大多数碰撞中产生高能质子）被慢化以后，仍然能够参与导致电离的反应。

9.11 致电离辐射在人体某种组织中造成的伤害程度，首先取决于辐射在该组织中沉积的能量。其次，能量沉积的距离（或体积）也是重要的。如果能量在短距离内沉积，则可以预料它对某种组织的伤害大于沉积距离大的情况。例如， α 粒子在人体组织中的射程非常短；就是说，它们在短距离内沉积能量。所以，体内源发出的 α 粒子在某种组织内沉积一定

能量所造成的伤害，将比 γ 射线源（不管是体内的还是体外的）沉积同样能量所造成的伤害大（参见§9.42及有关各节）。

9.12 慢中子与人体组织中的核相互作用产生的大部分电离，以及快中子相互作用产生的几乎全部电离，都是由质子和 α 粒子引起的。它们的射程短，沉积能量的体积小。所以，尽管中子与 γ 射线一样能较深地穿入人体，但它们的后果并不相同，中子沉积一定能量造成的组织损伤要比 γ 射线沉积同样能量造成的组织损伤大。

外部辐射源与内部辐射源

9.13 所有的致电离辐射，不管它们的来源如何，其生物效应在性质上均相类似，但将外部辐射照射与内部辐射照射加以区别还是有用的。外部照射主要由体外辐射源发出的 γ 射线（有时是中子）所引起。 α 和 β 粒子几乎不会引起损伤，除非它们的源非常接近于人体表面（或者就在人体表面上）。另一方面，内部照射则可由以各种方式进入体内的 α 粒子、 β 粒子、 γ 射线或中子的源引起。（中子可由某些进行自发裂变的铀系元素发射，见表8.8）。

9.14 放射性物质如果进入血液（例如经由胃肠道或肺），它的命运将取决于本身的化学性质。属于人体正常组分元素的放射性同位素将遵循与该种元素的天然稳定同位素相同的代谢路线。如果这种同位素属于通常不存在于人体中的某种元素（可能微量存在者除外），则它的行为将常常与化学性质相似的正常存在元素相同。

9.15 由于氚是氢的一种同位素，并且通常以部分氚化水 HTO 的形式进入体内，后者在化学性质上类似于普通水，所以它将很快遍布整个活体。元素铯不是人体的正常组分，但它的化学性质类似于钾，钾实际上存在于所有的人体组织中。因此，如果铯的放射性同位素进入血液，则它的分布方式将与钾相同。

9.16 某些元素天然倾向于集中在特定的组织或器官中；这些元素的放射性同位素的行为将与其稳定同位素的一样。例如，所有碘的同位素都倾向于积聚在甲状腺中，而钙的同位素则沉积在钙化的骨组织中。锶、钡和镭通常不以任何明显的程度存在于人体内。但这些元素在周期表中与钙处在同一组，而且化学性质类似。因此它们具有置换骨中钙的倾向。钷是一种特殊情况；它虽然并不类似于体内正常存在的任何元素，但它如果溶解在血液中，则将部分地沉积在某些骨骼表面（或肝中），并在那里存留相当长的时间。比较难溶解的钷化合物微粒（如二氧化钷）吸入肺之后，可以存留好几年之久（§9.22，§9.53）。

9.17 外部辐射源和内部辐射源之间的一个重要差别是，在前一种情形中可以通过适当屏蔽或加大人与源之间的距离来降低照射量（§9.32）。然而，如果放射性同位素进入体内，则个体将连续不断地遭受辐射照射，活性物质的量只能靠放射性自然衰变和生物排泄而减少。放射性衰变的速率可用放射性半衰期来表示（§2.6），这里用 T_r 代表。同样，生物半衰期 T_b 可定义为体内（或某个器官内）某种（放射性的或稳定的）元素数量由于生物排泄而减少一半所需要的时间。这两种半衰期可以结合起来得出一种有效半衰期 T_e ，它定义为由于放射性衰变和生物排泄而使某种放射性核素的活度降低一半所需要的时间。放射性衰变概率正比于 $1/T_r$ （§2.4及有关各节），同样，生物排泄概率正比于 $1/T_b$ 。如果有效半衰期 T_e 定义为由于放射性衰变和生物排泄的联合作用而使某一核素的活度降低一半所需要的时间，则有

$$\frac{1}{T_e} = \frac{1}{T_r} + \frac{1}{T_b}$$

或

$$T_e = \frac{T_r T_b}{T_r + T_b}$$

显然，给定数量的放射性同位素进入体内后，其活度降低的总速率主要取决于两种半衰期 T_r 与 T_b 中的较短者。

9.18 除了氢的同位素可能是例外，某种给定元素的所有同位素的生物半衰期预计都是一样的。然而其大小常随不同的个体而变化，所以一般都引用平均生物半衰期。例如，甲状腺中碘的生物半衰期可取为100天左右，虽然其实验数据分布的范围很广。在反应堆运行中碘的一种重要放射性同位素是碘-131，其放射性半衰期为8.05天，所以它的有效半衰期为 $(8.05)(100)/108.5$ 或大致为7.4天。由于这个数字主要由 T_r 的值决定，所以 T_b 误差的影响不大。

对辐射危害的防护

9.19 下文中将会看到，公众所受的辐射照射，可以通过严格限制核动力装置中排放的废气和废液的放射性水平加以控制。然而，为了保护电厂中的工作人员，则需要特殊的物理防护方法。这些方法通常包括减弱辐射的屏蔽法以及利用辐射水平随源距离增加而降低的远距离操作法两种。包含或载有放射性物质的反应堆容器和其他所有容器以及管道、泵等等都围有适当的屏蔽。关于辐射屏蔽的一般性讨论将在下一章中给出，但在这里可以指出，通常需要相当厚的材料才能提供足够的屏蔽，例如在某些情况中需要几英尺厚的混凝土或水。这意味着许多操作常常必须通过遥控来实现。在无法使用厚屏蔽时，例如将乏燃料从堆芯中卸出时，当然需要进行远距离操作。一切涉及到操作高度放射性物质的工作以及一切在高辐射区域内进行的工作，都需在辐射防护工作者的合作下进行，他们将决定容许工作时间。

9.20 要采取预防措施以防止工作人员沾染放射性物质，并杜绝这种物质进入体内。在可能存在放射性污染的区域中，必须实行严格的个人卫生，并且禁止在这些地区抽烟、进食或饮水。通风系统的设计必须使空气总是从辐射水平较低的区域流向辐射水平较高的区域。尘埃也必须加以控制，如有可能最好采用真空除尘；若需清扫，则应当有足够的湿度以防止尘埃飞扬。在空气尘埃难以完全避免的区域内，工作人员需戴适当的面具。

9.21 应当按规定路线出入那些可能存在放射性污染的区域，以防止污染扩散。应当为进入这种区域的人员提供一次性使用的工作服、手套和鞋套；这些物品应留在规定的出口处，根据情况进行去污或另作处理。在下班之前，每个工作人员都要接受仔细的放射性监测（§9.156）。

9.22 二氧化钚-239可以用在快中子增殖反应堆的燃料中，也可能用在热中子反应堆的燃料中以部分地代替浓集二氧化铀（第八章）。钚-239是一种 α 粒子发射体，它在肺、骨骼和肝中的有效半衰期较长，对于某些人而言，少量的钚-239就会在这些部位引起癌症，所以在制造这种燃料元件时需采取特殊的防护措施。钚可以通过食入、吸入或穿过伤口而进入体内，而在核工业中吸入二氧化钚粒子是主要危险。较大的粒子倾向于在几天内随着粘液排出肺部，然后通过肠道几乎全部排泄掉。然而，最小的粒子，特别是那些到达肺内较深部位的最小粒子，要经过几年时间才能缓慢地排出。某些钚被血液溶解并且沉积在骨骼和肝中，但大部分积聚在胸部的淋巴结内。

9.23 显然,在生产含有二氧化铀(或其他固体铀化合物)的燃料材料时,需采取极其严格的预防措施以防止吸入尘粒。为此,全部操作都在带有玻璃或塑料窗的密封“手套箱”中进行,箱中的操作通过密封在手套箱前部的与手臂同样长的橡皮(或类似物)手套进行。铀的普通同位素(铀-241除外)是 α 发射体,而 α 粒子是不能穿透手套的。通风用的空气(假如正在操作铀金属则为某种惰性气体)从手套箱(或一系列手套箱)内抽出,并通过几个高效率过滤器除去颗粒性物质后,再排入周围的大气之中。

辐射单位^[2]

伦琴和拉德

9.24 受到国际上承认的第一个辐射单位是伦琴。它是 γ 射线或X射线所能产生电离程度的一种量度。伦琴现在定义为在1千克干燥空气中产生总电荷为 2.58×10^{-4} 库仑电离(负)电子的辐射量。^{*}总电荷包括由辐射直接产生的(一次)电子电荷,即康普顿反冲电子、光电子和正负电子对的电荷,也包括由一次电子与空气相互作用而产生的二次电子的电荷。

9.25 伦琴曾一度称作 γ 射线和X射线的“剂量”单位。然而现在把它叫做射线照射量的单位。辐射剂量,或者更准确地说吸收剂量,是根据某一物质由于致电离辐射而吸收(或沉积)的能量来定义的。吸收剂量的单位叫做rad(拉德),它是radiation absorbed dose(辐射吸收剂量)的首写字母缩写词,定义为导致每千克吸收物质中沉积 10^{-2} J能量(过去定义为每克100尔格)的辐射量。^{**}拉德适用于各种致电离辐射,包括 α 粒子、 β 粒子、中子、质子以及 γ 射线和X射线。它既可用于表示活组织(例如肌肉、骨骼或某一器官)中的能量沉积,也可用来表示无生命物质中的能量沉积。

9.26 对于中等能量(例如1MeV左右)的X射线和 γ 射线,1伦琴的照射量在1kg软组织中沉积 0.96×10^{-2} J的能量。因此,对于大多数用途来说,以伦琴为单位的照射量同以拉德为单位的软组织中的吸收剂量在数值上基本相等。然而在骨骼中,1伦琴照射量引起的能量沉积超过 10^{-2} J/kg,所以拉德数显著大于伦琴照射量。测量 γ 射线和X射线经常使用以伦琴刻度的仪器(测定空气或空气等效物中产生的电离)。对于大多数用途来说,这些射线的照射量可以认为等于以拉德为单位的软组织(但不是骨骼)的吸收剂量。对于其他致电离辐射,即粒子型的辐射,以拉德为单位的剂量必须由相应的仪器来测定,这些仪器由适当物质(例如组织或其等效物)中沉积的能量来刻度。

9.27 照射量或剂量表示一定时间(可长可短)内所接受或累积的致电离辐射量。重要的问题往往是要知道接受辐射的速率;在某种意义上说,这是辐射强度的一种量度。^{***}于是,照射量率用每单位时间内的伦琴数表示,而吸收剂量率则用每单位时间内的拉德数表示。对于辐射防护操作中通常遇到的辐射强度较低的情况,剂量(或照射量)率一般以每小时毫拉

^{*}这一定义是原定义在国际单位制下的复述。原定义如下:1伦琴是在标准温度和压力下1cm³干燥空气中产生总电荷量为1静电单位的电子所需要的 γ 射线或X射线量。

^{**}国际单位制中的吸收剂量单位是戈瑞(Gy),定义为每千克物质中吸收1焦耳的能量,所以1Gy=100rad。但这里仍然保留拉德,因为它在文献中已被广泛使用。

^{***}辐射强度更精确的定义为:每单位时间内通过给定位置处单位面积的粒子(例如光子)数或能量流。

德(或毫伦琴)给出,这里1毫拉德是0.001拉德。其他剂量率单位,如每秒拉德,可用于涉及到大剂量率的实验研究中。

光子通量和辐射剂量

9.28 γ 射线光子在穿过吸收物质时沉积一定数量的能量,其大小取决于光子的能量和物质的性质。导致能量沉积的相互作用概率可用线能量吸收系数 μ ,这个参数来描述,它相当于宏观截面。 μ ,与§2.61中定义的线衰减系数 μ 类似,不同的是 μ ,决定能量吸收(或沉积)率,而不是光子的相互作用率。*假定 γ 射线(或X射线)的强度为 I ,光子数/ $\text{m}^2 \cdot \text{s}$,并令 E ,是以MeV为单位的光子能量,则 γ 射线的能量通量为 $I \cdot E$, $\text{MeV}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ 。在受 γ 射线照射的一个物质小体积内,每单位体积能量沉积率由能量通量和宏观吸收截面的乘积给出(参见§2.118),即 $I \cdot E \cdot \mu$, $\text{MeV}/\text{m}^3 \cdot \text{s}$,其中 μ ,的单位是 m^{-1} (假定体积很小, I ,基本保持常数)。于是,每千克中的能量沉积率为 $I \cdot E \cdot \mu / \rho$, $\text{MeV}/\text{kg} \cdot \text{s}$,其中 ρ 是以 kg/m^3 为单位的吸收物质密度。由于1 MeV相当于 $1.60 \times 10^{-13} \text{J}$ (§1.25),并记住拉德定义为 $10^{-2} \text{J}/\text{kg}$,则可得吸收剂量率 \dot{D}_v 为

$$\begin{aligned} \dot{D}_v &= 1.60 \times 10^{-11} \frac{I \cdot E \cdot \mu}{\rho} \text{ rad/s} \\ &= 5.76 \times 10^{-5} \frac{I \cdot E \cdot \mu}{\rho} \text{ mrad/h.} \end{aligned} \quad (9.1)$$

9.29 对于给定的 γ 射线光子通量,决定吸收剂量大小的吸收物质参数是线能量吸收系数和密度。通常将这两个量结合起来给出质量能量吸收系数 μ_a/ρ ,单位是 m^2/kg ,它相应于§2.66中定义的质量衰减系数。表9.1中对能量范围为0.1到10 MeV的 γ 射线给出了空气、软

表9.1 质量能量吸收系数

γ 射线能量 (MeV)	μ_a/ρ (m^2/kg)		
	空气	软组织	混凝土
0.1	0.00233	0.00271	0.00416
0.2	0.00268	0.00293	0.00289
0.5	0.00297	0.00320	0.00296
1.0	0.00280	0.00300	0.00278
1.5	0.00256	0.00276	0.00256
2.0	0.00238	0.00256	0.00239
3.0	0.00211	0.00220	0.00216
4.0	0.00194	0.00206	0.00203
6.0	0.00172	0.00182	0.00188
8.0	0.00160	0.00168	0.00180
10.0	0.00153	0.00160	0.00177

*光子在光电相互作用和电子对产生相互作用中损失全部能量,但在康普顿相互作用中只损失部分能量。

体组织和混凝土中的 μ_a/ρ 值。表中包括混凝土，因为它的能量吸收系数对于计算反应堆屏蔽中 γ 射线衰减而沉积的热量十分重要（§10.124）。

剂量率和放射源强度

9.30 人们往往要求知道在空气中离 γ 射线放射源某一距离处的剂量率。如果这个源的活度为 C 居里，则其衰变率为每秒 $3.7 \times 10^{10} C$ 次衰变，即 $C_2 \text{Bq}$ （§2.15及其后有关各节）。* 暂设每次衰变伴随发射一个 γ 射线光子，则该源产生 $3.7 \times 10^{10} C$ 光子数/s。如果这个源的尺寸远远小于要确定剂量率所在处的距离，则可以将它作为向各个方向发射相等 γ 射线光子的点源处理。因此，在离源 R 距离处，光子在整个 $4\pi R^2$ 的球面积上是均匀分布的（图9.1）。从源发出的 γ 射线穿过空气到达距源 R 处的某一点时，其通量减弱到原来的 $e^{-\mu R}$ ，其中 μ 是这种 γ 射线在空气中的线衰减系数。所以，在 R 距离处的 γ 射线强度 $I_\gamma(R)$ 由下式给定：

$$I_\gamma(R) = \frac{3.7 \times 10^{10} C}{4\pi R^2} e^{-\mu R} \quad \text{光子数/m}^2 \cdot \text{s}, \quad (9.2)$$

其中 R 的单位是 m ，而 μ 的单位是 m^{-1} 。对于当前感兴趣的大部分 γ 射线光子而言，空气的 μ 值在 $5 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$ 左右。**所以，在空气中当距离 R 在几米以内时，方程（9.2）中的因子 $e^{-\mu R}$ 可以省略掉，因为它接近于1。（若活度用贝克勒尔表示，则不需要系数 3.7×10^{10} 。）

9.31 如果所考虑的放射源发出的 γ 射线被 R 距离处的某种物质（例如软组织）所吸收，则将方程（9.2）给出的 $I_\gamma(R)$ 值代入方程（9.1）的右边可得到小体积内以拉德为单位的相应剂量率；所用的 μ_a/ρ 值是这种吸收物质的值。但必须对光子能量 E_γ 的意义作某些说明。如果每次衰变都发射一个能量等于 E_γ 的光子，则问题就简单了。但在许多场合下，情况并非如此；每次衰变可能不止发射一个 γ 射线光子，而且其能量通常互不相同。为了进行精确计算，必须对各单种能量（包括零在内）的效应求和。一种简单的近似方法是使用有效能量 \bar{E}_γ ，它代表每次衰变中 γ 射线光子的平均能量。所以，在离活度为 C 居里的 γ 射线点源 R 距离处（中间是空气），小体积内的剂量率为

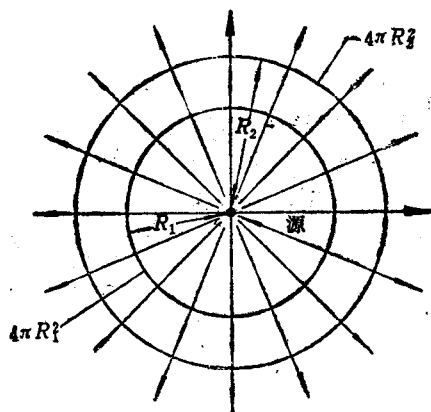


图9.1 辐射扩展的平方反比律

$$\text{离 } C \text{ 居里点源 } R \text{ 米处的吸收剂量率} = 1.7 \times 10^5 \frac{C \bar{E}_\gamma \mu_a}{R^2 \rho} \text{ mrad/h}, \quad (9.3)$$

其中空气减弱项已忽略。

9.32 按照方程（9.3），在离点源某一距离处的剂量率反比于该距离的平方。因此，尽管已经忽略了介质本身的衰减作用，剂量率还是随空气中距离的增加而下降，其原因是，

* 由于现有的文献中广泛使用居里，所以本章中基本上保留这个单位， $1 \text{Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{Bq}$ 。

** 原书此处误为 $5 \times 10^3 \text{m}^{-1}$ 。——译者，

随着离点源距离的加大，同样数目的光子被分散在随距离平方增大的整个表面上，这在图9.1中十分明显。上述结果常被称为点源辐射几何扩展的平方反比定律。对于分布源，例如平面源，平方反比律关系不适用，但仍然存在着剂量率随离源距离增加而下降的关系，这将在第十章中可以看到。正是这个普遍结果构成了辐射防护中的一个重要原则：人要尽量远离放射性源。

9.33 在推导方程(9.3)的过程中，没有考虑辐射源与观测者之间可能存在屏蔽 γ 射线的吸收物质。如果这种屏蔽由厚度为 x m、线性衰减系数为 μ m^{-1} 的吸收物质构成，则由方程(9.3)得到的剂量率必须乘以衰减因子 $Be^{-\mu x}$ ，其中 B 是对应于吸收体厚度的剂量积累因子(§2.69)。与 μ 一样，该积累因子取决于 γ 射线的能量和吸收物质的性质(§10.56及其后有关各节)。

例题9.1 现有一种可用来校准辐射仪器的商品钴-60源，活度为1.0毫居里(mCi)，即 3.7×10^{10} Bq，封装在支撑杆顶部的一个盒内，因此它基本上是一个点源。(a)问离源0.1m和1m处软组织中的 γ 射线吸收剂量率是多少？(b)这个钴-60源不用时保存在壁厚为38mm的铅盒内；试计算离铅盒内的源0.1m处的剂量率。(c)确定1mCi源内钴-60的质量。

解：(a) 钴-60每次放射性衰变伴随放出两个 γ 射线光子，能量分别为1.17和1.33MeV(见例题2.4)。由表9.1通过插值法得到这两种能量在软组织中的 μ_a/ρ 值分别为0.00292和0.00284 m^2/kg 。因此，由方程(9.3)，

1.17 MeV γ 射线在0.1m处的吸收

$$\begin{aligned} \text{剂量率} &= \frac{(1.7 \times 10^{10})(10^{-3})(1.17)(0.00292)}{(0.1)^2} \\ &= 58 \text{ mrad/h.} \end{aligned}$$

1.33 MeV γ 射线在0.1m处的吸收剂量率 = 64 mrad/h.

0.1m处的总吸收剂量率 = 122 mrad/h.

由于剂量率反比于离点源距离的平方，所以，

$$1\text{m处的总吸收率} = \frac{122}{(10)^2} = 1.22 \text{ mrad/h.}$$

(b) 由例题2.4，1.17和1.33 MeV γ 射线的线衰减系数分别为 0.70×10^2 和 0.62×10^2 m^{-1} 。两种能量下38mm(0.038m)厚的铅的积累因子均为1.5左右(见表10.2)。因此，应用(a)中0.1m处的剂量率以及§9.33中的衰减因子 $Be^{-\mu x}$ 后就有

1.17 MeV γ 射线的吸收剂量率

$$= (58)(1.5)e^{-0.70 \times 10^2 \times 0.038} = 6.1 \text{ mrad/h.}$$

1.33 MeV γ 射线的吸收剂量率

$$= 9.1 \text{ mrad/h.}$$

因此，用38毫米的铅屏蔽以后，在离源0.1米处总剂量率仅为15.2 mrad/h.

(c) 由方程(2.12)，C居里活度所相应的原子数为

$$N = \frac{Ct_{1/2}}{1.87 \times 10^{-24}},$$

其中 $t_{1/2}$ 是以秒为单位的半衰期。钴-60的半衰期为5.3a, 即 1.7×10^8 s。按照§1.19中的论证, 单个钴-60原子的质量等于 $(60 \times 10^{-3}) / (6.02 \times 10^{23}) = 1.0 \times 10^{-25}$ kg。所以, 对于 1×10^{-3} Ci的活性, 该源中钴-60的质量为

$$\frac{(10^{-3})(1.7 \times 10^8)(1.0 \times 10^{-25})}{1.87 \times 10^{-11}} = 9 \times 10^{-10} \text{kg.}$$

由体内源产生的辐射剂量

9.34 核电厂向大气排放放射性气体和蒸气的常用容许标准是以吸入放射性碘造成甲状腺中的辐射剂量为依据的。下面首先叙述某种器官从一定量放射性核素中接受剂量的一般性计算方法。然后将结果应用于碘-131。后者是一种重要的放射性同位素, 因为碘倾向于积聚在甲状腺中, 尤其是幼童。

9.35 设有 C 居里的某种核素通过吸入的空气进入体内。令 f 表示总活度中沉积在某个器官中的活度所占的份额。于是该器官中的活度将是 fC 居里。令 E_i MeV为有效能量, 即每次衰变实际上沉积在器官中的能量, 则能量吸收率为 $3.7 \times 10^{10} fCE_i$ MeV/s。如果所考虑的这个器官的质量为 m kg, 则以rad/s为单位的吸收剂量率为

$$\begin{aligned} & \text{由体内源产生} \\ & \text{的吸收剂量率} \\ & = (3.7 \times 10^{10})(1.6 \times 10^{-11}) \frac{fCE_i}{m} \text{ rad/s} \\ & = 0.59 \frac{fCE_i}{m} \text{ rad/s,} \end{aligned} \quad (9.4)$$

其中 1.6×10^{-11} 是将MeV/kg转换成拉德数的因子(参见§9.28)。如果沉积放射性物质的器官较小, 如放射性碘在甲状腺中的情况, 则由于粒子的射程很短, 所以有效能量 E_i 主要由粒子辐射产生。如果粒子的发射伴随有 γ 辐射, 则大部分 γ 射线能量将沉积在人体内其他部分。

9.36 由于放射性衰变和生物排泄作用, 器官中放射性物质的活性将按照这种同位素的有效半衰期 T_e 而逐渐减少。于是, 任一时刻 t 的活性 $C(t)$ 与初始活性 C_0 之间的关系为

$$C(t) = C_0 e^{-\lambda_e t},$$

其中 λ_e 等于 $0.693/T_e$ 。〔参见方程(2.4)〕。将 $C(t)$ 代替方程(9.4)中的 C 便可得到任一时刻 t 的吸收剂量率; 即

$$\begin{aligned} & t \text{ 时刻的吸} \\ & \text{收剂量率} \\ & = 0.59 \frac{fE_i C_0}{m} e^{-\lambda_e t} \text{ rad/s,} \end{aligned} \quad (9.5)$$

其中 C_0 的单位是居里。虽然严格说来, 这个结果实际上只适用于放射性核素在初始(零)时刻瞬时摄入的情况, 但如果这种摄入发生在与器官的有效半衰期相比很短的时间间隔内, 则上述结果也不会带来严重误差。当放射性向环境作事故排放时就可能发生这种情况(§11.109及其后有关各节)。

9.37 为了求得核素在某一器官存留期内总(或累积)的剂量(称为剂量负担), 需将

剂量率对时间间隔积分。因此，从零时刻单次摄入到时间 T 所接受的总剂量由下式给出：

$$\begin{aligned} \text{剂量负担} &= 0.59 \frac{fC_0 E_i}{m} \int_0^T e^{-\lambda_e t} dt \\ &= 0.59 \frac{fC_0 E_i}{m\lambda_e} (1 - e^{-\lambda_e T}) \text{ rad}, \end{aligned} \quad (9.6)$$

其中 λ_e 的单位是 秒^{-1} ， T 的单位是秒。如果时间 T 比器官的有效半衰期长很多，即若 $T \gg 0.693/\lambda_e$ （情况经常如此），则方程（9.6）中的指数项可以忽略。于是，用 $0.693/T_e$ 代替分母中的 λ_e 以后，剂量负担（这时记作 D_∞ ）的表示式成为

$$D_\infty = 0.85 \frac{fC_0 E_i T_e}{m} \text{ rad}. \quad (9.7)$$

对于有效半衰期比较长（或 λ_e 值较小）的放射性核素，该剂量负担值可以取 $T=50$ 年的累积剂量。

9.38 从方程（9.7）可以看出，每居里初始吸入（或食入）活度的剂量负担 D_∞/C_0 （以 rad/Ci 为单位）是放射性核素及其沉积器官的特征参数。例如对于碘-131，其 T_e 约为7.5天或 6.5×10^5 秒。成年人的甲状腺质量大体平均为 0.020 kg ，而沉积在甲状腺中的碘占吸入碘的份额可以取 0.23 。碘-131每次衰变沉积在甲状腺中的平均能量 E_i 为 0.23 MeV 。因此在这些条件下，

$$\begin{aligned} \frac{D_\infty}{C_0} &= 0.85 \times \frac{fE_i T_e}{m} = \frac{(0.85)(0.23)(0.23)(6.5 \times 10^5)}{0.02} \\ &= 1.5 \times 10^6 \text{ rad/Ci} \\ &= 1.5 \times 10^3 \text{ mrad}/\mu\text{Ci} \text{ (或 } 4.1 \times 10^{-5} \text{ rad/Bq)}, \end{aligned} \quad (9.8)$$

其中 μCi （微居里）表示 10^{-6} 居里。在文献〔3〕中可查得用这种方法对于其他感兴趣的放射性同位素算得的 D_∞/C_0 值。

9.39 上述结果适用于单次（或短时）摄入放射性核素的情况。然而，对于辐射防护用途而言，所要估算的量是由于在一段时间内连续地摄入（吸入或食入）放射性核素而对身体（或某一器官）可能产生的剂量率（§9.62）。令 \dot{C} 为摄入率，即每单位时间的居里数（或Bq数），则在任一时刻 t 处的时间间隔 dt 内共摄入 $\dot{C}dt$ 居里（或Bq）。假定摄入率是常数，并考虑到通过放射性衰变和生物排泄的连续损失，则将 $\dot{C}e^{-\lambda_e(T-t)}dt$ 对时间从零到 T 积分就可得到较晚时刻 T 的居里数 $C(T)$ ；结果为

$$C(T) = \frac{\dot{C}}{\lambda_e} (1 - e^{-\lambda_e T}) \text{ 居里 (或 Bq)},$$

其中 \dot{C} 与 λ_e 中的时间单位应相同。然后将这个 $C(T)$ 值代替方程（9.4）中的 C 项，就得到相应的吸收剂量率；于是，用 $0.693/T_e$ 代替 λ_e 以后就有

由于连续摄入而造成 T 时刻的吸收剂量率

$$= 0.85 \frac{fE_i}{m} \dot{C} T (1 - e^{-\lambda \cdot T}) \text{ rad/s}, \quad (9.9)$$

其中 \dot{C} 是每单位时间内的居里数。(如果 \dot{C} 用Bq表示,则数字系数变成 2.3×10^{-11} 。)方程(9.9)中的指数项随 T 的增加而减小,并在几个有效半衰期以后可以忽略不计。这时剂量率具有极限值 $0.85 fE_i \dot{C} / m$,其中 \dot{C} 是每单位时间内的居里数, T 用同样的时间单位表示。由于摄入率与损失率互相平衡,所以某一器官中放射性核素的总量(称为器官积存量)保持不变。上面导出的表达式可用来确定最大(或 $T=50$ 年)的年剂量负担,以每年拉德数(或毫拉德数)表示。

雷 姆

9.40 致电离辐射的生物效应不仅取决于每克中吸收的能量数(以拉德数表示),还取决于其他的因素。因此,某一吸收剂量的效应用剂量当量来表示,单位是rem(雷姆),它是英文radiation equivalent in man(人体中的辐射当量)的首写字母缩写。若 D 为以拉德数表示的吸收剂量,则以雷姆数表示的剂量当量 DE 定义为

$$DE(\text{rem}) = D(\text{rad}) \times QF \times MF,$$

其中 QF 是对于给定辐射的品质因数,而 MF 则代表其他可能需要的(修正)因数**

9.41 对于外部辐射照射,修正因数(MF)通常可以省略,即可取为1。但如果体内存在内部辐射源,则由于某个器官或组织中的优先沉积造成放射性物质的不均匀分布,该器官或组织对于辐射比较敏感,同时它对身体功能又很重要,结果 MF 的值就可能大于1。例如,沉积在骨骼中的放射性物质可能构成一种特殊的危害,因为其辐射会引起恶性肿瘤的发展,同时骨髓辐照还会抑制红血球的产生。这种情况下的修正因数虽然很难精确定出,但它们有可能高达5。

9.42 品质因数(QF)的作用是为了计及各种不同辐射在体内组织中沉积能量的体积不同。例如,短射程辐射沉积能量的体积比长射程的要小。因此,吸收一定的能量(即一定的拉德数)引起的生物损伤,前一种情况可能要比后一种情况更为严重。换言之,辐射的有效射程越短,它的品质因数越大。特定辐射的品质因数值与(水中的)传能线密度(或LET)

表 9.2 致电离辐射的品质因数和传能线密度之间的关系

品质因数	传能线密度 (keV/ μ m, 水中)
1	3.5 或更小
2	7
5	23
10	53
20	175或更大

*原书中 \dot{C} 误为 \dot{C}_0 。——译者

**在国际单位制中,该方程定义的剂量当量单位是希沃特(Sv),其中吸收剂量单位要用戈瑞(\$9.25 脚注);因此,1Sv相当于100rem。

有关。传能线密度是每单位路程长度上辐射的能量沉积率，并且通常以水中测得的每微米（ 10^{-6} 米或 μm ）辐射路程长度上的千电子伏能量（即 $\text{keV}/\mu\text{m}$ ）为单位表示。表9.2中给出了与不同品质因数对应的传能线密度值。

9.43 即使对于同一种致电离辐射，传能线密度及其相应的品质因数也与这种辐射的能量有关。但对实用而言，反应堆运行中重要的各种 β 粒子和 γ 射线的品质因数都可取为1。对于中子，品质因数总是大于1，并与中子的能量有关，后者在实际情况下可以从若干分之一电子伏（热中子）直到几兆电子伏（快中子）。由于能量不同的中子与组织中的核之间可能发生各种不同的散射与吸收反应，所以中子能量和相应的品质因数值之间不存在一种简单的关系式。对于能量从热能到 1keV 左右的中子，品质因数约为2；然后品质因数不断增加，在 0.5MeV 处达到最大值11，接着又略微下降，但不是单调下降。为了近似计算与各种测出的吸收剂量（以拉德为单位）相对应的剂量当量（以雷姆为单位），建议采用表9.3中的品质因数值。

表 9.3 近似计算用的品质因数实用值

辐 射	品 质 因 数
γ 射线、X射线和 β 粒子	1
中子 ($<10\text{keV}$)	3
中子 ($>10\text{keV}$)	10
α 粒子 (体内的)	10

9.44 由于测量中子几乎总是测定其通量，所以，若能将中子通量值直接转换成以每单位时间内雷姆数表示的剂量率就更加方便。这样的转换因子已从各种能量中子在组织等效物中的能量沉积及其品质因数值的观测结果中估算出来。图9.2中以曲线形式画出了所得的结果；它表示与 $1\text{mrem}/\text{h}$ 剂量当量率相当的中子通量随能量的变化。例如，相应于这个剂量率的热中子通量约为 $2.6 \times 10^6 \text{ n}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ ，而快中子通量大体为 $7 \times 10^4 \text{ n}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ 。以雷姆数表示的剂量当量与剂量率之间的关系同中子注量与中子通量之间的关系是一样的，即前者是后者对照射时间的积分（参见§7.53）。

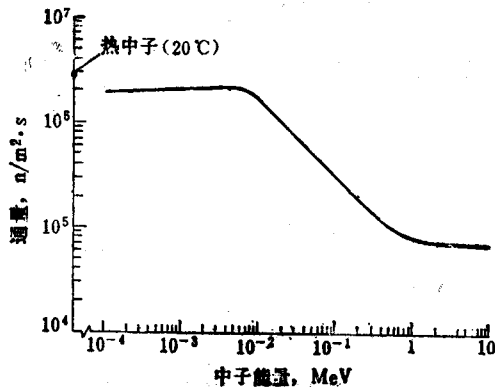


图9.2 1毫雷姆/小时的中子通量当量

9.45 将剂量（或剂量率）当量表示为雷姆数（或每单位时间的雷姆数）的原因之一是这种数值具有可加性。例如在反应堆运行中，各种能量的 γ 射线和中子从堆芯内泄漏，一部分将穿透反应堆周围的屏蔽。虽然可以用伦琴数、拉德数或中子通量（或注量）来度量，但必须将这些数值转换成雷姆数以后才能将它们迭加起来，以给出逸出辐射的总的生物效应。

辐射防护标准⁽⁴⁾

引 言

9.46 辐射防护标准的指导方针以国际放射防护委员会 (ICRP) 和美国国家辐射防护和测量委员会 (NCRP) 的推荐为根据, 这两个名称略有不同的委员会分别创立于1928年和1929年。1959年美国建立了联邦辐射委员会 (FRC), 为制订辐射防护标准提供官方指导。该委员会的职能于1970年移交给那年成立的环境保护局 (EPA)。

9.47 根据1946年的原子能法 (及其修正案), 核能生产安全保证 (特别是有关辐射照射方面) 的职责由原子能委员会 (AEC) 承担。这种职责扩大到核设施及其周围一般公众生活的安全保证方面。1975年, 原子能委员会机构划分为能源研究与发展署 (现在的能源部) 和核管理委员会时, 该项职责移交给了核管会。

职业人员的照射标准

9.48 与核设施有关的辐射防护条例和规程包含在联邦法规汇编第10篇第20部分 (10 CFR PART 20) 中, 称为“辐射防护标准”。这些规程最初于1957年提出, 以后又不断根据需要作了修正。这些防护标准以上面提到过的那些组织的推荐为依据, 其内容除了少数例外均与所推荐内容相同, 在某些方面甚至限制得更严格些。

9.49 在核电厂或燃料后处理厂工作的人员, 每季度 (即通常的13个相连周) 从各种源接受的辐射剂量不得超过表9.4中所给出的数值。*假如个人累积的全身职业剂量未超过 $5(N-18)$ 雷姆, 其中 N 是这个人在他 (或她) 上一个生日时的年龄, 则每季度的全身剂量可以容许高达 3 雷姆。换言之, 平均年累积剂量无论如何不得超过5雷姆。* * 随后将阐明限定累积剂

表 9.4 职业人员的最大照射剂量

身体部位	每季度雷姆数
全身; 头部和躯干, 造血器官; 眼晶状体; 性腺	$1\frac{1}{4}$ 〔假如在年龄为 N 岁时累积剂量未超过 $5(N-18)$ 雷姆, 则每季度可容许3雷姆〕*
手和前臂; 足和踝	$18\frac{3}{4}$
全身皮肤	$7\frac{1}{2}$

* 此限值可变为每年5雷姆。

* 这里以及其余各处所给出的以雷姆 (或毫雷姆) 表示的剂量实际上是剂量当量。凡需区别吸收剂量和剂量当量之处, 均以各自的单位 (拉德或雷姆) 明确表示。

* * 此限值有可能改变为实际剂量每年5雷姆, 而不是累积平均值。

量的重要性 (§9.74及有关各节)。对于不满18周岁的工作人员,其限值是表9.4中限值的百分之十;此值基本上与不从事核工作的一般居民的限值相同。

9.50 一般地说,某一辐射剂量对于身体的一个有限部位所造成的伤害要比全身接受同样剂量所造成的伤害为小。然而某些器官是特别敏感的,对此局部剂量与全身剂量同样重要。这就是为什么将头部和躯干、造血器官(骨髓、淋巴结和脾)、眼晶状体以及性腺(生殖腺)与全身剂量同时列入表9.4中的原因。手、前臂、足和踝对于辐射不太敏感;所以最大容许剂量就大得多。将全身和全身的皮肤加以区别,是因为 β 粒子和低能 γ 射线可以照射皮肤,但对身体内部几乎不发生或完全不发生影响。

9.51 作为核电厂中反应堆和其他设备屏蔽设计的一种指南,可以假定每个工作年由50周组成,每周40小时。这样,与每年5雷姆全身累积剂量相当的平均剂量率就是每工作小时2.5毫雷姆。通常,在反应堆的屏蔽设计中,对于那些预计工作人员有可能逗留整个工作日的场所,由中子和 γ 射线造成的剂量率不应超过每小时0.75毫雷姆。对于那些限制进入的区域容许稍高的剂量率。

9.52 除了由反应堆或电厂其他设备中逸出的辐射所产生的外部照射外,工作人员还可能接受由空气和水中的放射性物质所产生的内部和外部辐射剂量。为了控制从这些源中所接受的剂量(必须将这些剂量包括在表9.4中的容许限值内),要对空气和水中含有的各种放射性核素的浓度加以限制(10CFR PART20,附录B,表I)。*在某些情况下,放射性核素倾向于积聚在身体的一定部位,例如,放射性碘积聚在甲状腺中,而铯积聚在骨骼和肺中,因此,空气和水中这类放射性物质的浓度即以进入某一器官的年剂量限值为根据(参见§9.62)。10CFR PART20的规程中没有规定这些最大的剂量负担。然而,ICRP和FRC/EPA曾建议,进入有关职业人员甲状腺的最大剂量负担为每年30雷姆,后来NCRP又建议为每年15雷姆。

9.53 几年来,国际公认的关于职业性地受铀(以及其他发射 α 粒子的超铀核素)照射的辐射防护标准是:总(累积)的体内积存量应当不超过0.040微居里(0.040 μ Ci),即 1.48×10^3 Bq,相应于大约0.6 μ g的质量。这个限值(根据计算可产生每年30雷姆的骨骼剂量)基于骨骼是关键器官这一假设而制订的;当可溶解的铀进入血液时情况显然就是如此。然而,现在已很清楚,对于吸入的不可溶解的铀(例如二氧化铀颗粒),也必须考虑其肺剂量。ICRP和NCRP规定职业性照射人员的肺剂量限值为每年15雷姆;如果铀-239(或其他)的 α 粒子的品质因数取为10(表9.3),并假定铀均匀地分布在整個肺表面上,则相应的最大容许肺沉积量将是0.016 μ Ci(5.9×10^2 Bq)。按照“热颗粒”理论,如果分布是非均匀的(例如离散的、局部的二氧化铀颗粒),则其危害实际上更大;但从动物实验得到的证据却倾向于否定这种观点^[5]。

对于一般居民的标准

9.54 为一般居民所制定的辐射标准要比核设施中的工作人员的标准低得多。有这种差别的一个原因是:受雇于核电厂工作是自愿的,并且接受适度的辐射照射后还有经济上的补贴;此外工作人员还接受定期的健康检查。另一方面,一般居民成员对于核电厂辐射的环境照射

* 一般地说,对于每周职业性照射40小时人员的最大容许浓度是表9.5中对于一般居民给出的浓度值的30倍。

却无选择的余地。他们的人数也多得多，其中包括儿童，儿童比成年人对辐射更加敏感。居民连续不断地受到照射（终身每天24小时），而职业性照射却是有限期的。

9.55 1960年，当FRC成立后不久它就颁发了关于一般居民成员的辐射防护导则(RPG)。在考虑了NCRP和ICRP的建议后，FRC推荐：对于任何个人，最大全身剂量都应限制在每年500毫雷姆(mrem)以下，其中不包括来自天然本底辐射和医疗中的剂量(§9.86及其后有关各节)。然而，在一个大的居民群中，只有少数人会接受到这种最大剂量。于是假定平均全身剂量不会超过最大全身剂量的三分之一，则由该假定得出RPG的每人平均剂量为每年不超过170毫雷姆(大体上为500毫雷姆的三分之一)。目前NCRP和ICRP关于全身辐射剂量的标准也是如此。

9.56 在对FRC导则提出可能的修正之前(在此期间该导则仍保持有效)，EPA正在研究对公众的辐射照射产生影响的每种活动。作为这方面工作的第一步，1977年颁布了有关铀燃料循环(第八章，不包括采矿、废物处置场的操作以及运输)的辐射防护标准。

9.57 1979年12月1日起生效(有关矿石加工操作部分1980年12月1日开始生效)的一般居民标准中限定全身年剂量不超过25毫雷姆，甲状腺的年剂量不超过75毫雷姆，其他任何器官都不超过25毫雷姆。为了防止长寿命放射性核素在环境中累积，对于每运行1000兆瓦(电)年所排放的各种放射性作如下限制：1979年12月1日以后产生的钚-239和其他发射 α 粒子的超铀元素(半衰期大于1年者)，它们的总活度不超过0.5毫居里；1983年6月1日以后产生的氡-85为50,000居里，碘-129为5毫居里。关于氟和碳-14的最大允许活度可能在以后提出。这些限制适用于来自铀矿开采、燃料制造、反应堆运行和乏燃料处理的总活性值。

空气和水中放射性核素的最大浓度

9.58 核动力反应堆或乏燃料后处理厂的运行对于一般居民造成的辐射照射，几乎全部来自废气和废液中所含的放射性物质。因此，要求电厂执照持有人作出足够的努力以减少通

表 9.5 限制区域边界处空气和水中的浓度限值

放射性核素	每毫升中的微居里数* (每立方米中的居里数)	
	空气	水
氚(氢-3)	2×10^{-8}	3×10^{-3}
钴-60	1×10^{-8}	5×10^{-5}
氡-85(气体)	3×10^{-8}	—
铯-90	3×10^{-12}	3×10^{-2}
碘-131	1×10^{-10}	3×10^{-2}
铯-137	2×10^{-9}	2×10^{-5}
铯-144	3×10^{-10}	1×10^{-5}
钚-239	6×10^{-14}	5×10^{-6}

* 此值乘以 3.7×10^{10} 就可得到以Bq/m³为单位的相应值。

过废物向环境排放的放射性量。在§9.98及其后有关各节中将叙述如何达到这一目的的方法。为了指导电厂的运行，10CFR PART20的附录B表II中列出了在限制区域边界处空气和水排放

物中各种放射性核素的放射性浓度限定值。^{*}表 9.5 中对可溶于水的物质给出了几个极限浓度的例子；对于不可溶解的形式，其限定值一般相同或更高些。允许短时间内超过表列限值，但在某一段时间（不超过一年）内，空气和水中各种放射性核素的平均浓度必须低于相应的限值。

9.59 限制浓度适用于各种单一放射性核素。然而，核电厂中排出的空气和水实际上包含有许多种不同的核素。于是，各种放射性核素的浓度都必须使它们形成的辐射剂量不超过全身或某一器官的容许剂量限值。为了确定排放物是否满足这个要求，必须知道空气和水中以一定量存在的每一种核素的浓度。由于所需的分析过于复杂，所以10CFR PART20对于未明放射性核素混合物给出了另一种限值。其中与核电厂密切相关的是这样一条：如果排出的水中包含的镭-226、镭-228和碘-129的数量不多（通常的情况总是这样），则混合放射性核素的极限浓度为 $1 \times 10^{-3} \text{Ci/m}^3$ ($3.7 \times 10^5 \text{Bq/m}^3$)。对于空气中的未明放射性核素混合物，只要没有某些特定核素，也可以得到类似限值。

9.60 除了限制排放物中放射性物质的浓度，还可以限制某段时间内这些物质排放到空气和水中的实际数量。如果对受照射的居民群作适当抽样检查时发现，在不超过一年的某段时间内，平均每天从空气、水和食物中摄入的放射性物质，超过了与表9.5中所规定的限制浓度相对应的摄入量的三分之一时，就要应用后一种限值。这一限制可确保居民的平均剂量（对于任何个人）不会超过最大容许剂量的三分之一。

9.61 10CFR PART20附录B中的限制浓度基本上与ICRP和NCRP所提出的“最大容许浓度”（MPC）相同。在确定这些浓度时曾考虑了若干因素，其中包括：每种放射性核素进入体内的途径，例如吸入或食入；体内的初始滞留和分布；某一关键器官可以接受的最大辐射剂量；以及在该器官中的有效半衰期。所谓体内辐射源的关键器官是指这一类器官，其中的辐射损伤所造成的身体损伤最大。通常（但并非总是）假定某种放射性核素易于浓集在其中的器官为关键器官，例如对于放射性碘的关键器官是甲状腺。当某种元素在整个体内相当均匀分布时，则全身就是关键“器官”。

9.62 某种放射性核素的最大容许浓度根据下列假设确定：即在许多年内，每人每天将消耗 $2 \times 10^{-3} \text{m}^3$ （2升）的水并呼吸 20m^3 （20,000升）的空气。这样连续地摄入空气和水，就会使此种核素在其关键器官内逐步积累，直到该器官内的沉积率与由有效半衰期决定的损失率之间最后达到平衡为止（§9.39）。这时，器官内的积存量达到了它的极限（恒定）值。某一放射性核素的最大容许浓度，就是按照上述速率饮水或吸入空气后，对应于器官极限积存量的辐射剂量率不得超过对该器官规定的公认标准，例如对于全身（当它作为关键器官时）为每年500毫雷姆，或者对于甲状腺为每年1500毫雷姆，即1.5雷姆。一般需要5个左右的有效半衰期才能十分接近极限状态；因而，对于关键器官中的有效半衰期很长的放射性核素（例如骨骼中的钡）而言，人的一辈子都不可能达到其极限剂量。这时，令方程（9.9）中的T等于50年所求得的年剂量负担不应当超过公认的标准。

“可合理达到的尽可能低的”放射性水平

9.63 10CFR PART20法规中的放射性浓度各款可作为放射性废物排向环境的最大容许

^{*}放射性浓度通常以每毫升中的微居里数表示，它们实质上就是每立方米中的居里数。

排放量的准则。然而，还要求核电厂许可证持有人尽可能控制废物的排放，使得放射性保持在“可合理达到的尽可能低的”水平。这个要求被解释为放射性应当保持在“与工艺和经济性改善状况相适应的尽可能低的合理水平上，以维护公众的健康和安全……”〔6〕。

9.64 从原则上讲，增加“放射性废物”处理系统设备的建造和运行的复杂性和费用（§9.98及其后有关各节），应当可以几乎毫无限制地降低废液和废气排放物中的放射性水平。然而，每降低一次都意味着至少必须增加电厂中放射性物质的临时贮存量，从而增加了对电厂工作人员的潜在危险。况且，放射性废物系统愈复杂，可能干扰电厂运行的损坏几率也愈大。所以，某个电厂中放射性废物处理到什么程度是根据对所有代价（包括危险性）进行权衡的有利性分析来确定的。

9.65 1975年在考虑了与放射性废物处理工艺的改进和相应的代价有关的全部（包括前些年完成的）因素以后，10CFR PART50（“生产设备和使用设备的审批”）中增补了附录I。该附录用于提供“轻水冷却核动力反应堆设计目标方面的数值导则以及运行方面的技术规定”，使它们满足排放物中放射性保持在尽可能低的合理水平的要求。这些导则适用于轻水冷却的反应堆（LWR），即压水反应堆（PWR）和沸水反应堆（BWR），因为只有这两种堆型才具有大量的使用经验。

9.66 在表达这些数值导则时，核电厂的排放物分成三类：废液，废气，以及放射性碘和颗粒形式的放射性物质。废液中一般含有某些氟（氟化水），溶解和悬浮的裂变产物，以及带放射性的腐蚀和侵蚀产物（§9.96）。气体放射性主要由惰性气体氦和氡的放射性同位素组成，其中大部分都发射 γ 射线和 β 粒子。由于压水堆中废气在被排出之前滞留的时间比沸水堆中的长，所以寿命较短的同位素已基本上衰变，留下的主要是氡-85（它几乎是唯一的一种 β 发射体）和氡-133。放射性碘和颗粒物质与惰性气体一起存在于从轻水堆设施中排出的气溶胶中。某些固体颗粒是由惰性气体的放射性衰变形成的。

9.67 对于每座轻水堆，这些设计导则给出排放到非限制（即厂址以外的）区域中的废物内所含的放射性物质造成的最大估计辐射剂量。这些规定中也包括增加放射性废物设备费用的推荐值，这些设备可以用来降低本地居民的剂量，即电厂50英里半径范围内所有居民接受的总的全身剂量。对于各类排放物的最大剂量如下：

废液：对于任何个人的年剂量（或剂量负担）为全身3毫雷姆，或任一器官10毫雷姆。

废气：对于地面附近任一位置的个人，每年的空气剂量为10毫拉德 γ 辐射，或20毫拉德 β 辐射，并附带若干限制条件。

碘和颗粒：对于个人任一器官（特别是甲状腺）的年剂量（或剂量负担）为15毫雷姆。

9.68 应当得，这些导则只用于评价一座核电厂在建造之前所提出的设计是否适当，特别用于评价放射性废物处理的设计是否适当。当核电厂正在运行时，电厂边界处排放物中的放射性浓度必须满足10CFR PART20的要求。而且，公众所受到的实际辐射剂量必须符合于环境保护局对于燃料循环的标准（§9.57）。

辐射照射的途径

9.69 申请建造（及以后运行）核电厂的人，必须完成其申请计算书，表明通过各种照射途径对于一般公众的辐射剂量满足10CFR PART50附录I中准则的要求。这些途径大致表

示在图9.3中；此外，乏燃料和固态放射性废物从现场运走时也可能产生少量照射。

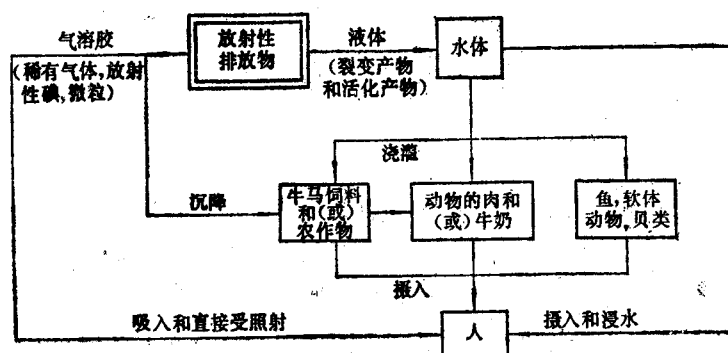


图9.3 核设备排放物对人产生辐射照射的途径

9.70 外部照射主要由(从烟囱或顶部通风孔中排出的)废气引起,后者经过大气稀释并由风传送。少数照射也可能是由于在排有废液的水中游泳,或者由大气放射性沉积物污染的地(或水)表发射的 γ 射线造成。体内照射的主要可能来源有:吸入了大气放射性,包括惰性气体、放射性碘和颗粒物;喝了排有废液的水,食用了从这种水中捕获的鱼;最重要的可能还是喝了某些奶牛所产的牛奶,它们在电厂附近的区域中放牧过,这些区域被沉积的放射性碘显著污染。某些碘也可以通过污染的植物和水果或以其他方式直接进入人体内,但其数量多半都比较小。

9.71 百分之十到七十的大气碘以有机化合物(主要是甲基碘化物)的形式存在。它们由单体碘和水(或蒸汽)与碳(在钢、油、油脂等物质中)在辐射照射的情况下相互作用而产生。当用活性炭吸收体来降低废气中的碘含量时,甲基碘化物比单体碘较难去除(§9.115);但它也不容易沉积在植物的表面,从而有助于降低牛奶中放射性碘引起的甲状腺剂量。但作为一种保守方法,在计算甲状腺剂量时,通常的做法是假定由轻水堆电厂释放的全部碘都以单体形式存在。

9.72 在估算食用鱼类(包括壳类鱼)造成的辐射剂量时,必须考虑到这样一个事实,即某些核素在鱼中的浓度可能高于鱼所生活的水域中的浓度。这个差别可用生物累积因子表示,它也称为浓度因子,是每千克鱼中某种核素的活度(以Bq或Ci为单位)对每 $10^{-3}m^3$ 水中的活度之比。这些因子取决于若干因素,例如鱼的种类,水中通常存在的元素种类,以及随一年四季变化的鱼的食物习性。此外,鱼全身各部位的生物累积因子也是不均匀的,我们需要用的是可食用部分之值。目前已发表了各种近似而且保守的因子供辐射剂量计算之用,它们涉及到淡水和海水中的鱼类、贝类和软体动物^[7]。

9.73 除了估算核电厂预期对人体产生的辐射剂量之外,申请建造电厂的人还必须估计该电厂对于人以外的生物所产生的辐射影响。这些生物体包括电厂附近比较重要的本地植物以及本地的和徙动的动物。当然,这些生物种类取决于所在的地区。在作这种剂量估算时,鱼的生物累积因子要取整条鱼的值而不是可食用部分的值。对于植物也必须使用恰当的因子,以确定这些植物本身以及可能食用它们的动物所接受的剂量。只要核电厂排放物中的放

射性水平能够满足准则的要求，即对于一般居民的辐射剂量保持在尽可能低的合理水平，则对于人以外的生物的辐射影响将是无关紧要的。

辐射的生物效应⁽⁸⁾

引 言

9.74 观测到的和潜在的致电离辐射生物效应取决于各种不同情况。一种是照射的时间特性，又分急性和慢性两类。**急性照射**是在短时间内（例如一天以内）接受较大辐射剂量的照射，而**慢性照射**则指的是一种基本上持续的（或日常的）中等或小剂量的辐射照射。对于某一给定的总（或累积）剂量而言，急性照射的剂量率大大高于慢性照射的剂量率。在某些场合中，例如在用X射线或 γ 射线作治疗或动物实验时，大剂量的辐射在几天内分若干次给出。这种照射称为**分次（或迂延）照射**，它们介于急性与慢性之间。然而一般可以把它们看作是**半急性的**，因为它们的一些生物效应类似于急性照射而不同于慢性照射。

9.75 在核电厂的运行中，只有在发生不大可能出现的严重事故中才会经受急性或半急性照射。就电厂的正常运行而言，对于电厂工作人员和一般公众的辐射照射，包括外部的和内部的照射，都属于慢性照射。对于致电离辐射的生物效应虽然已经广泛研究了许多年，但关于核电厂运行水平下慢性照射的确切效应却仍然知道得很少。结果，低剂量下的效应通常都由在高得非常多的剂量率和累积剂量下进行的人和动物的观测实验结果推断。从实验室的动物实验及对遭受急性、半急性和慢性辐射剂量的人们的研究中获得了可用的资料；这些受照射的人中包括在适当的防护措施制定之前的放射学工作者、铀矿工人和发光表盘油漆工，以及辐射事故的受害者，接受辐射治疗的病人和日本原子弹爆炸的幸存者。

9.76 活体中的细胞分为两大类：存在于身体各个部位的体细胞和在生殖腺（或性腺）中形成的胚细胞（卵细胞和精子细胞）。对于体细胞的伤害可能在受照射的个体中引起某些可见的效应，这些效应称为**躯体效应**，但其后代将不受影响。与此相反，对于胚胎细胞的伤害会引起**遗传效应**，这些效应可能在后代中变得明显，而对于受照射的个人却并不明显。在讨论致电离辐射的生物效应时，将躯体效应和遗传效应分开考虑较为方便。

辐射的躯体效应

9.77 致电离辐射的躯体效应既有早期的也有缓发的。**早期效应**仅在相当高的急性或半急性全身照射量下才能观察到，这些效应可能在照射后的几分钟到几天内出现，取决于剂量的大小。然而，**缓发（或晚期）效应**直到照射后的若干年才变得明显。对于相当高剂量（和剂量率）下的急性和分次照射，都已观察到了缓发效应。通常假定，核电厂运行中的低剂量率慢性照射会引起类似的缓发效应，但这一点尚未最后肯定。

早期效应

9.78 在核电厂的运行中不大可能观察到致电离辐射的早期躯体效应。然而，作为一般感兴趣的问题，表9.6中综合了各种急性剂量的早期效应。不同的人对于相同剂量辐射的反应有很大差别；表9.6中给出的某些数字的不确定范围反映了这种生物可变性。虽然在少数

情况下已经观察到了在5雷姆这种低剂量下出现的染色体断裂，但它们的重要性尚不清楚。这些细胞与其他许多细胞一样，即使在不受辐射照射的时候也可能死亡并从躯体中排出。在25雷姆时可能出现白血球暂时性下降，但对大多数人而言，则需要更高的剂量才会产生这种效应。

9.79 根据实验室中对小型哺乳动物（如鼠类和狗）的实验以及对人类的观察，可以肯定辐射剂量率对早期效应的性质和严重程度有影响。比如，要产生同样的效应（例如血象改

表9.6 急性全身辐射剂量的可能早期效应*

急性剂量 (雷姆)	可能观察到的效应
5—75	在某些人体中，染色体失常，白血球水平暂时性下降。无其他可见效应。
75—200	5—50%的受照射人体在几小时内呕吐，并伴有疲劳和无食欲现象。中度的血象改变。几周内大多数症状消失。
200—600	对于300雷姆或更大的剂量，所有受照射的人体都将在2小时内出现呕吐。严重的血象改变，并伴有出血现象，对传染病的敏感性增加，尤其是在较高剂量下。对于超过300雷姆的剂量，2周后头发脱落。受本范围低端剂量照射的大多数人体在1个月到1年的时间内复原；受本范围高端剂量照射的人体中只有20%能免于死亡。
600—1000	1小时内呕吐。严重的血象改变、出血、感染和头发脱落。80—100%的受照射人体将在2个月内死亡；那些免于死的要经过很长的时间才能逐渐复原。

* 本表中给出的全身剂量是靠近体表的软组织中的测量值；由于体内的能量吸收，有时引用的体内（或垂直中线）剂量约为表列值的70%。

变），分次照射和慢性照射比急性照射所需要的总剂量更大。对于剂量率低到一定程度的慢性照射则完全观察不到早期效应。这些结果表明，至少对于某些细胞而言，存在着从致电离辐射引起的早期损伤中部分复原的可能性。

缓发效应

9.80 辐射的缓发躯体效应主要是产生眼睛的白内障和诱发各种类型的癌症，例如血癌、甲状腺癌（通常并不致死）、皮肤癌和胸部癌；它们可以由内部照射或外部照射引起。肺癌和骨癌可以分别由沉积在肺部或骨骼中的生物半衰期长的放射性物质所引起。所有这些不正常现象基本上都已在急性和半急性照射后观察到。在缓发效应变得明显之前存在一个潜伏期，这个潜伏期可以长达25年以上。对于血癌，最短的潜伏期约为2年，对于其他类型的癌症则为15年左右。

9.81 除了在儿童时期受过照射的个人中发现有甲状腺癌等极少数情况之外，只有累积剂量在100雷姆以上者才观察到了缓发的躯体效应。但不是每个受到这样大剂量照射的人都表现出这些效应，事实上，许多累积剂量达到几百雷姆的人都没有出现任何躯体损伤。所以，缓发效应必须在统计学的基础上加以处理。在已经观察到这些效应的高剂量范围内，诱发某种癌症的统计概率看来大体上与总剂量成正比。换言之，在一大群受照射的居民中，平均个人剂量与辐射诱发癌症发病率之间存在着一种明显的线性关系。然而，尚不清楚这种关系能否外推到在正常的辐射照射中以低剂量率累积起来的小剂量区域。为了解决这个问题，必须在

受控条件下对数百万对象（人或动物）进行观察，而这样做看来是不现实的。

9.82 在剂量率和总剂量都很低的情况下估计辐射照射的可能后果时作了三个假设：（1）不存在阈剂量（在此剂量以下的辐射不产生任何效应），（2）任何一种缓发躯体效应的发病率与所接受的总剂量成正比，（3）不存在剂量率效应，也就是说，缓发效应的出现与该给定剂量是在短时间内接受的还是在许多年中分散接受的无关。这些假设的基本含意是，对于大的急性（和半急性）剂量所观察到的癌症发病率与总辐射剂量之间的线性关系，在辐射剂量为零处可以外推到零，并且与积累给定剂量所用的时间无关。然而，应当提到用 γ 射线照射老鼠的研究表明，当剂量以每日分次的形式而不是一次给予时，前者的血瘤发病率较后者为小。

辐射的遗传效应

9.83 胚胎细胞的变化（称为变异）以相当高的速率自发地进行；此外，各种化学制品（致变物）和热也可以诱发这种变化。致电离辐射能够产生变异，这种变异与自发进行的或以其他方式发生的变异无法区别。卵子或精子（或二者）中的变异将在它们结合的产物中表现出来，并传递给后代，虽然任何一种效应在其变得明显以前可能要经过好几代的时间。这些变异中有一小部分预料是有益的，但大部分被认为是有害的，其严重程度从微不足道的直到致命的不等。较为有害的变异在人群中并不趋于累积，因为接受这些变异的人死亡较早。在制定关于受职业性照射的工作人员的辐射剂量限值时，特别是在制定关于一般居民的辐射剂量限值时（因为一般居民的人数要多得多），一个很重要的考虑因素就是生育之前的那些年内累积的性腺辐射剂量的潜在遗传效应。

9.84 遗传物质的变化既可以包括染色体的失常，例如结构上的总体变化或者数量上的变化，也可以包括基因（或点）突变，即组成染色体的单个基因的变化。基因点突变被认为还是比较重要的，在老鼠身上进行的关于致电离辐射遗传效应的研究主要针对这种突变。由这些涉及到数千动物的实验中可以看到两个特别令人感兴趣的情况。在接受了高达几百雷姆 X 射线或 γ 射线的性腺总剂量的小鼠中，突变的出现频率大体上与剂量成正比，没有迹象表明存在某个不发生辐射诱发突变的阈剂量。然而，在每分钟0.001到0.8雷姆的剂量率下，每雷姆的突变出现频率仅为较高剂量率下的三分之一。在更低的剂量率下，每雷姆的突变出现频率是否进一步下降还不能确定。指出下面这一点是很重要的：这些实验中的最低剂量率，即每分钟0.001雷姆，相当于年剂量525雷姆；这甚至比对于职业性照射制定的辐射标准中的极限值还高得非常多。

9.85 在母鼠中，剂量率效应比在小鼠中更加显著，而且似乎存在着一个实际的剂量率阈值，在实验中未曾观察到在此阈值以下有辐射诱发的基因点突变。虽然还没有（或者说不能）确定实际存在的阈值，但下面这一点是清楚的，即对于核电厂排放物中的那种低剂量率，由致电离辐射在母鼠中产生遗传突变的出现频率非常小（甚至接近于零）。

辐射本底^{1,2}

9.86 人类（和其他一切活体）始终处于来自天然源的致电离辐射的照射之下；在有人类存在的全部时间内，这种辐射的水平可能并没有发生显著的变化，而人类却在这种辐射水平下发展到了目前的状态。在估计核电厂运行可能带来的放射性后果时，首先考虑一下这种

辐射本底是有益的。

9.87 天然辐射本底由外部和内部两种源引起。外部源是：(1) 来自外层空间和太阳(比例较小)的宇宙射线，它们与大气中的原子核发生相互作用，(2) 土地、空气和建筑材料中的放射性同位素。内部源主要是体内的钾-40和碳-14；钾-40是土壤的一种天然成分，而碳-14则是由来自宇宙射线的中子作用于大气中的氮-14核后形成的。这些放射性核素不可避免地通过食物和水进入人体。

9.88 从宇宙射线中接受的辐射剂量取决于纬度(北纬50°与南纬50°之间)，特别是高度；2000米左右高度处的剂量为海平面处的两倍。在美国，有人类居住区域的宇宙射线剂量由每年40到80毫雷姆不等。从其他外部辐射源接受的剂量随地形的性质而变化；其范围从东海沿岸各州的每年15至35毫雷姆到科罗拉多州的每年75至140毫雷姆，该地土壤中含有铀矿物。来自天然源的体内辐射剂量的变化较小。关于美国每人由天然本底辐射中接受的全身平均年剂量，已经发表了若干种估计值；表9.7中给出的是比较新的一种，它比其他大多数估计值都低。由表可见，平均剂量为每年102毫雷姆，而实际值分布在约80到200毫雷姆的范围内。

表9.7 来自天然辐射的年平均全身剂量(美国)

外部源	毫雷姆
宇宙射线	44
空气、土壤和建筑材料中的铀、钍(及其衰变产物)和钾-40	40
内部源	
体内的钾-40	14(估计)
碳-14、氮的同位素等	4(估计)
合计	102

9.89 除了天然辐射以外，还有每年4毫雷姆左右的照射量来自大气中核武器试验的全球性沉降。此外，相当一部分人为了医学上的诊断和治疗目的而接受辐射剂量。在大多数情况中，这种照射位于腹部附近，在七十年代初期，按美国的人口平均，腹部剂量估计每年达70毫雷姆左右。最近几年来，由于日益了解到需要将辐射剂量保持在尽可能低的水平，医学上的照射量已有所下降。许多人甘愿接受的一种辐射照射形式是乘坐飞机旅行。在10,000米的高空来自宇宙射线的照射量估计每小时比海平面处高出0.7毫雷姆。因而，乘坐喷气式飞机从美国的东海岸到西海岸的单次飞行中将接受大约3毫雷姆的附加辐射照射量。

来自核动力运行的辐射剂量

9.90 根据美国环境保护局的研究^[10]，到公元2000年，核动力设施(包括燃料后处理厂在内)的正常运行对于每个美国人造成的平均辐射剂量预计为每年0.5毫雷姆左右。另一项独立的估计表明，到公元2000年，美国中部区域的人口预料要达到2,900万，来自核动力运行的年剂量将分布在每年0.001到1.2毫雷姆的范围内，平均每人0.2毫雷姆左右^[11]。一种合理的结论是，到公元2000年，至少99%的人由于核动力的预期发展所接受的辐射剂量将小于每年1毫雷姆。居住在核设施附近的少数人将接受稍大的剂量，然而，一般公众中看来很少有人会在一年中会接受大于5毫雷姆的附加剂量。

9.91 显然，来自核动力运行的预期剂量与来自天然辐射和医学治疗的剂量相比是无足轻重的。事实上，它们比横越美洲大陆的往返喷气机飞行中接受的附加剂量还小。它们也比居住和工作在砖结构或混凝土结构中的人可能接受的附加剂量（与木结构相比）小。而且，来自核设施的辐射剂量比美国东海岸和落矶山州两地居民所接受的剂量差值还要小很多。

生物后果的估计

9.92 假如§9.82中所作的假设成立，则一般居民中发生的一部分癌症病例和遗传变异应当是由天然本底的辐射照射引起的。利用这些假设，并将高剂量率和大剂量处的观察结果外推到低剂量率和小剂量处，可得出天然辐射连续照射条件下躯体效应的近似估计值。由于缺乏可靠数据以及其他的 uncertainty，这些结论显然远非精确，但它们是保守的并过高估计了后果。在美国的一般居民中，平均每年100毫雷姆的天然辐射剂量看来可能造成癌症死亡人数的1.5%和全部死亡人数的0.2%。这些估计值是上限，实际百分数可能小得多。

9.93 预计会产生遗传效应的辐射指标称为有遗传意义的剂量；这是父母在育龄期间性腺所受的平均累积剂量。在全身所受100毫雷姆的天然辐射剂量中，性腺剂量约为每年90毫雷姆。平均的生育年龄大体上为30年；因而有遗传意义的平均剂量的合理近似值为每代 $30 \times 90 = 2700$ 毫雷姆（或2.7雷姆）。利用对小鼠所作的遗传研究的结果并作出各种假设后，估计在每一百万存活的出生者中，天然本底辐射最终将造成160到4,000例遗传相关病变。这样宽的范围反映了这种估计中所包含的不确定性。由自发变异造成病变的总发病率估计在每一百万存活的出生者中达60,000例左右。

9.94 这些估计至多只具有统计意义。在对由核电厂运行所引起的辐射效应作类似估计时，只有将这些结论应用于大的居民群才可能有意义。所以，如果假设美国每人平均每年由于核动力而接受1毫雷姆的附加辐射剂量，则附加的癌症死亡数最多也不过是总死亡数的0.002%。也就是说，与不发展核动力相比，每一百万例死亡数中预计最多会增加20例。遗传相关病变的出现频率大约为每一百万存活的出生者中附加1.6到40例。癌症死亡和遗传变异发生率方面这些增加的数字是如此之小，以致几乎没有希望能将它们探测出来。

放射性废物处理系统^[12]

放射性源

9.95 对于轻水冷却（和慢化）反应堆，核电厂排放物中的全部放射性基本上来自反应堆压力容器中的两种源：（1）从燃料棒泄漏进入冷却剂水中的裂变产物，（2）各种腐蚀和侵蚀产物（例如铁、铬、镍和钴）以及其他溶解或悬浮于水中的物质（例如硼酸中的硼）的中子活化。特别是水分子中和溶解空气中的氧、氮和氩的中子活化也会形成这些元素的放射性同位素。但这些同位素的半衰期大多数都相当短，在被排放到大气中之前，它们基本上已衰变为稳定核素。这些放射性核素虽然对环境危害而言可以不计，但对电厂工作人员的防护来说却不可忽视。

9.96 为了防止裂变产物逸出，燃料棒用锆锡合金包覆，但有一小部分棒（一般为0.1—0.2%）由于焊接缺陷或局部腐蚀，在运行寿期将近告终时，包壳中可能形成小孔和裂缝。

结果,一些裂变产物将泄漏进入冷却剂中。这些裂变产物主要包含氦和氩的气体放射性同位素以及易挥发的元素碘。此外,高温水也会带出少量固体裂变产物。因此,在反应堆装置的气体和液体排放物中都能找到放射性裂变产物。来自反应堆压力容器、冷却剂泵、蒸汽发生器和管道的腐蚀与侵蚀产物不可避免地存在于水中,并被堆芯产生的中子所活化(§7.79)。

9.97 水冷却剂中另一重要的放射性源是氚的放射性同位素氚。铀-235大约每 10^4 次裂变中有一次是三分裂,这时氚是产物之一;其他两种产物是较重的核素,与常规裂变(二分裂)产物类似。中子与沸水堆控制元件中的硼相互作用也形成一些氚(压水堆的控制棒中不含硼)。这样,氚可以经由燃料棒和控制元件的包壳缺陷逸入冷却剂。氚也可以由通常存在于水中的氘(即重氢)核俘获中子而直接在冷却剂中形成。在压水堆中,主要的氚源来自中子与化学补偿(§5.202)用的硼(以硼酸形式)的作用,以及中子与控制水中pH值用的锂(以氢氧化锂形式)的反应。反应堆冷却剂中的大部分氚(不管其来源如何)以HTO形式存在;一小部分以HT气体存在,但后者是次要的。

反应堆放射性废物系统

9.98 反应堆废物系统的基本目标是使液体和气体废物中的放射性降低到能够安全地排向环境的水平。为此目的而采用的一般方法是自然衰变和去污(通过蒸发或去离子作用)。自然衰变通常用于降低短寿命气体放射性核素(诸如氦-16以及氦和氩的几种同位素)的活度。因此,气体废物在被排出之前常要滞留一段时间,从30分钟到几天不等。

9.99 液体废物包含的裂变(及其他)产物的范围极为广泛,因而自然衰变的效果很差。为此,这些废物要通过去污过程处理。可以蒸发含水废液然后使蒸汽冷凝。这种冷凝物基本上是纯净的水,它们可以在电厂中重新使用或者排放出去。在另一种去污过程中,通过离子交换树脂吸附溶解的放射性物质。蒸发器中的残渣和用过的树脂中包含的被分离出来的放射性物质可以采用某种安全的方式进行处置(§9.116)。

9.100 选用蒸发还是去离子作用去污取决于具体的情况,并随电厂而不同。蒸发法的去污因子(即处理前后的放射性浓度之比)为 10^3 到 10^4 ,而去离子法的去污因子仅为10到 10^2 。但去离子器的设备和运行费用较省。如果液体废物中含有显著数量的溶解物质(除裂变产物外),则最好采用蒸发表去污以避免离子交换树脂迅速饱和。

9.101 压水反应堆和沸水反应堆的放射性废物处理系统有某些不同。不同厂家生产的相同类型反应堆的废物系统之间也有不同之处。所以,下面的描述只是用以说明放射性废物系统的一般运行原理。

压水反应堆

9.102 压水反应堆中的实际放射性废物系统的前面有一个化学与容积控制系统(CVCS)。顾名思义,CVCS的主要目的是保持冷却剂系统中水的容积并调整硼酸的浓度,后者起化学补偿作用。同时,它对含有反应堆压力容器内形成的大多数放射性核素的水进行处理,以部分地去除溶解的和悬浮的放射性物质。就这一点而论,CVCS也看成是放射性废物处理系统的一个组成部分。

9.103 在CVCS中,水从加压的主回路中抽出(“泄放”),经过孔板减压,然后在一个热交换器中冷却。由此释放的气体输送到气体处理系统。为了去除裂变产物,冷却后的水进

入一个交换离子的“去离子器”，然后进行过滤。净化（含硼）水贮存在容积控制罐中，当需要时作为反应堆压力容器中的补给水（图9.4）。氟不受去离子器的影响，依然在水中积累。

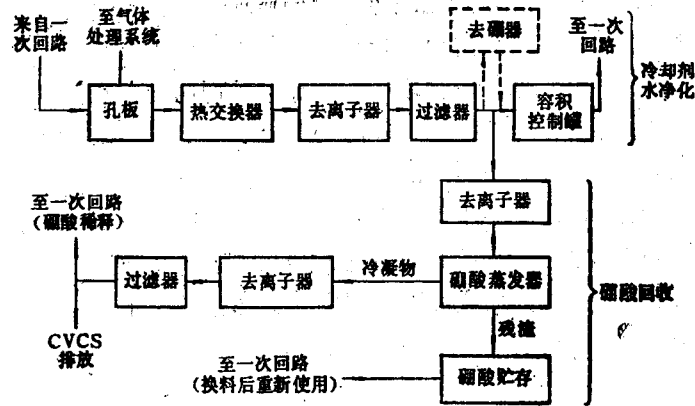


图9.4 压水反应堆的化学和容积控制系统 (CVCS)

9.104 如§5.202中所述，随着反应堆的运转，冷却剂中硼酸的浓度必须降低。在运行的初期，从净化子系统中抽出一部分过滤水用于回收硼酸。这种水经过离子交换床后蒸发。其蒸汽被冷凝，冷凝水可以经过去离子作用和过滤，然后用于降低反应堆冷却剂中的硼酸浓度。留在蒸发器中的浓缩硼酸溶液经过滤后贮存在罐内，留待堆芯换料后再使用。在运行的后期，主系统中的硼酸浓度相当低，这时进一步减少硼酸的比较经济的办法是让部分冷却剂从旁路流过水净化系统中的一个去硼离子交换装置，这在图9.4中以虚线表示。

液体废物

9.105 核电厂运行中聚集的放射性液体废物有好几种类型，而且各个压水堆装置中处理放射性废物的细节也不尽相同。下面所描述的系统可以认为是相当先进的典型设计，它们可以满足导则中关于将一般公众的辐射照射量保持在尽可能低的合理水平的要求。一般地说，液体废物分为四类：“清”废物，“浊”废物，洗衣房废物和透平厂房排出的废物。这里所用的术语“清”和“浊”指的是初始水的化学纯度，而非可能存在的裂变产物数量。

9.106 “清”废物（亦称主系统废物）包括过剩的冷却剂，CVCS的排放物，泵密封和阀门的泄漏水，以及其他可能由主冷却剂系统漏出或放出的液体。为了能在反应堆中应用，这种水具有足够的纯度，但其放射性要比其他液体废物高得多。在清废物处理系统中，水被收集并保持在罐中以使半衰期短的放射性核素衰变。然后经过过滤、去离子作用（可能）和蒸发。其冷凝物可能经过另一个去离子器，然后重新用作反应堆的补给水，或者在对它的放射性水平作取样检验后排放掉（图9.5）。如果认为有价值，蒸发器中的残留物可以输送到硼酸回收系统。

9.107 浊液体废物中的水本来就不具有供反应堆利用的品质，但它的放射性却比较低。这些废物中包括各种地板排水，实验室排水，去污区排水，以及安全壳和燃料厂房的污水。这种液体在贮存罐临时贮存后送去过滤和蒸发；冷凝物可能在电厂中重新使用，也可能在取样检验后排放掉（图9.5）。若需进一步降低放射性水平，则将冷凝物进行去离子处理。这

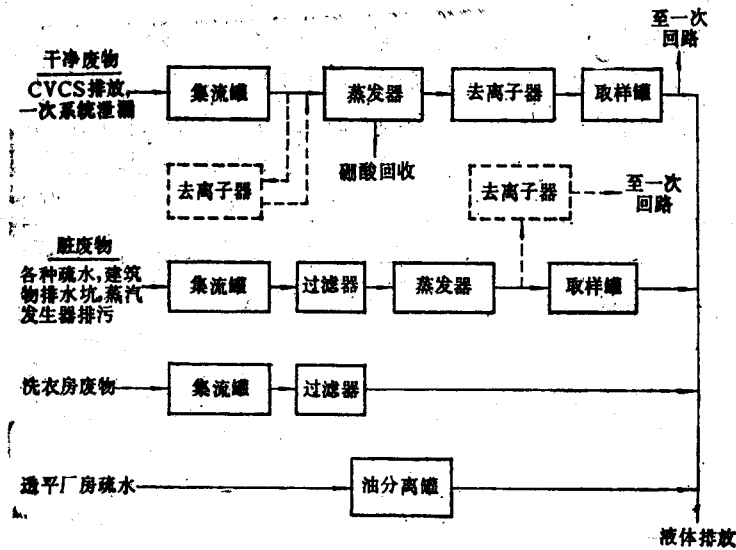


图9.5 压水堆的液体放射性废物系统

样，水就会具有足够的纯度用作主冷却剂的补给水。

9.108 为了防止固体积聚在蒸汽发生器管道的表面上（这会降低传热率）（§12.15），每座反应堆以每分钟约 0.038m^3 （10加仑）的速率从蒸汽发生器二次侧的底部排水同时补充以新鲜水。这个过程叫做蒸汽发生器的“排污”。排出的水进入一个压力较低的“闪蒸”罐，在这里，几乎一半的水闪蒸为蒸汽。如果蒸汽发生器是完全无泄漏的，则排污中不会有放射性。然而，蒸汽发生器内数英里长的管道中实际上会出现一些小的孔洞，以致带放射性的主冷却剂有可能漏入二次系统，并因此而出现在排污水中。过去，排出的污水与未沾污的透平冷凝器水混合后一起排放掉，但现在或者按固体废物处理，或者通过蒸发或去离子作用去污。在某些压水堆设施中，让部分或全部二次冷却剂流过去离子器，以此避免排污操作。

9.109 蒸汽发生器中允许主回路向二回路有一定的泄漏率，例如每天不超过约 0.076m^3 （20加仑），但如果泄漏过大，则破损的蒸汽发生器必须退出运行进行检修。泄漏率过高不仅意味着必须进行额外的水处理以降低排污水中的放射性水平，而且意味着来自主冷却剂的硼酸会在蒸汽发生器的管道上沉积为固体，而这是很难去除的。

9.110 洗衣房废物主要包括来自电厂洗衣房（防护衣在这里洗涤）和淋浴的水。由于水中含有可能妨碍去离子器或蒸发器工作的去污剂，所以洗衣房废物（它们的体积比较小）需与其他废物分开处理。由于这种水的放射性水平低，所以一般经过过滤和检验后，无需进一步处理就可以排放掉（图9.5）。透平厂房废水在经过一个油分离罐以后也直接排放掉。

气体废物^[13]

9.111 压水堆电厂出来的气体废物分成三种主要类型：一次系统气体，二次系统气体和厂房通风气体。一次系统气体带有反应堆废物中大部分挥发性的放射性产物。它们包括CVCS和清液体废物贮存罐中排出的气体以及反应堆的覆盖气体。其主要的放射性成分是氦、氘和碘的放射性同位素以及氟化水的蒸汽。此外，废气中含有氢和氮，氢在压水堆中用来抑制水的辐射分解（§7.148及其后有关各节），氮通常用作洗涤气体以去除空气，并防止形成

易爆的氢-氧混合物。

9.112 在许多压水堆中，一次气体被收集在一个罐中，并被压入几个衰变（或贮存）罐之一，气体在其中被滞留60天左右的时间（图9.6）。这时残存较多的气体仅有放射性核素氙-85（半衰期10.8年），氙-133（半衰期5.27天），碘-131（半衰期8.05天）和氡（半衰期12.3年）。这些残留气体通过一个能去除细微（ $>0.3\mu\text{m}$ ）悬浮粒子的HEPA（高效空气微粒）过滤器，并与大量已经过滤的通风空气混合后，经顶部通风管或高达65米左右的烟囱排放掉。在一些较新的压水堆电厂中，通过以下办法减少贮存气体的体积：即让气体与氧混合，并通过一个催化复合器使氢气转化为水，后者经冷凝后去除。

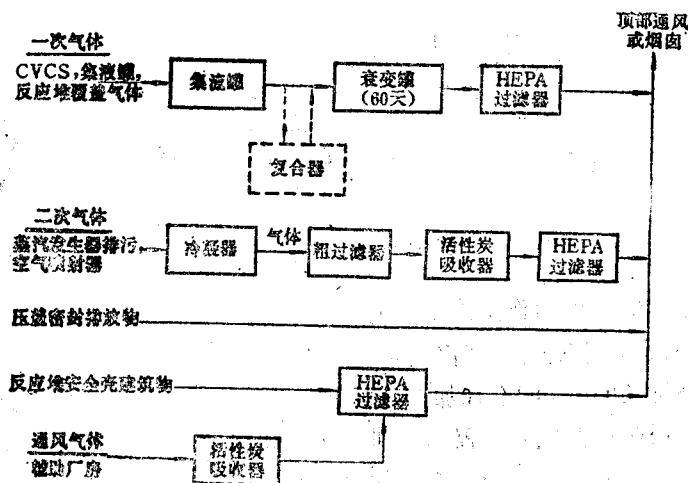


图9.6 压水堆的气体放射性废物系统

9.113 二次废气包括蒸汽发生器排污中放出的蒸汽，空气喷射器的气体和透平压盖密封的排放物。喷射器气体是为了保持透平排汽侧真空而借助喷注蒸汽从透平冷凝器中连续排出的气体。压盖密封排放气体由这样的蒸汽组成，它们从蒸汽发生器中抽出，通过旁路流到透平的密封压盖内构成气体密封，以防止空气进入透平。二次废气中的放射性是由蒸汽发生器中一回路水向二回路泄漏而引起的，如果这种泄漏很小（通常应当如此），则放射性水平很低。

9.114 一般地说，只有压盖密封的排放气体是直接排放掉的。排污蒸汽进入透平冷凝器，其中所含的气体与其他气体一起通过蒸汽喷注空气喷射器清除掉。蒸汽冷凝后，残留气体经过一个粗过滤器以去除较大的悬浮粒子，并进入一个活性炭吸收器，在那里，大部分碘（单体的和有机的）被滞留。最后，较小的粒子在HEPA过滤器中被去除，而气体通过顶部通风管或烟囱与其他气体排放物一起排放掉（图9.6）。

9.115 第三类气体废物由大容积的通风空气组成，它们可用于降低一次和二次废物系统中排放气体的放射性浓度。来自辅助厂房的通风空气（其中的放射性水平较低）排放前先进经过滤，但在某些反应堆电厂中，还利用活性炭的吸收去除其中大部分的碘。此外，每年几次用大量清洁空气吹洗包含反应堆主系统的安全壳结构或反应堆厂房。这些空气要经过一个活性炭吸收器和几个粒子过滤器后，再由电厂通风管（或烟囱）排出。在某些压水反应堆中，为了减少两次吹洗期间安全壳空气中的放射性积累，让空气连续不断地循环通过一些活

性炭吸收器（称为“肾脏”）和过滤器，前者除碘，后者滤掉悬浮粒子。然而，某些净化系统仅在吹洗前才开动。

固体废物

9.116 核电站的主要固体废物有三类：用过的去离子器树脂，废弃的过滤器材料（包括活性炭），以及同水泥或蛭石混合后固化的蒸发器残留物。这些固体封装在 0.21m^3 （55加仑）的钢桶内，并在屏蔽区保存几个月。然后，这些废物桶被装运到一个特许的埋藏场作基本上永久性的贮藏。

氟的处理

9.117 在压水堆的放射性废物处理中，氟是一个特殊问题，因为中子与硼的相互作用而在主冷却剂中形成大量的这种放射性核素。以氟化水形式存在的氟成为冷却剂水的一个组成部分，不论用蒸发法还是用去离子法都不能将二者分开。一部分氟作为氟化水的蒸汽与气体排放物一起排放掉，但大部分都留在液体废物中。当能够利用大量的水（例如从邻近的河流中）来稀释液体废物，从而使氟的浓度降低到MPC限值（表9.5）以下很多时，则可以让氟在液体排放物中排掉。然而，在许多现代压水堆电厂中，大部分主系统液体废物在按前述处理后均用来再循环而并不排放掉。结果，主冷却剂水中的氟便不断地积累。

9.118 当水中氟的浓度达到这样的水平，以致其蒸汽在反应堆换料操作期间对人员造成危害时，就要排出一部分液体进行处理。目前，解决氟化水的办法就是同水泥或其他材料一起固化，并将这种固体埋藏在特许的场所，例如用于埋藏其他固体废物的场所。另一些正在研究但还没有被批准的处理办法是，将这种液体水贮存在一些大罐里，或者注入深井（如同处理非放射性盐类废物时经常做的那样），或者排入海洋（在那里会得到极大的稀释）。

沸水反应堆

9.119 在沸水反应堆中，由燃料元件中泄漏出来的非挥发性裂变产物以及由冷却剂水中的溶解或悬浮物质的中子活化所形成的产物都留在反应堆压力容器和循环泵系统内。而惰性气体和碘则进入蒸汽并由此而进入透平。由于冷却剂中既不存在硼，也不存在锂，所以在沸水反应堆的废物处理中，氟并不成为问题。部分氟化水与气体排放物一起排出，而其余的则与液体排放物一起排出，但其数量在两种情况下都不大，并远远低于容许限值。

液体废物

9.120 在沸水反应堆中，通过连续抽换部分冷却剂水并让它流过反应堆水净化系统，使冷却剂水的放射性保持在低水平。抽出的水首先在一个热交换器中进行冷却，然后流经过滤器-去离子器系统；净化后的水则送回反应堆冷却剂系统。

9.121 虽然各个沸水堆电厂中的液体放射性废物系统不尽相同，但下面所描述的可以认为是相当典型的较新设施。与压水堆相似，沸水堆的液体废物也可以分为四大类，虽然这四大类对于两种反应堆堆型不完全相同。在沸水堆电厂中，液体放射性废物分为高纯度的废物、低纯度的废物、化学废物和洗衣房废物。术语“高纯度”和“低纯度”分别相当于压水堆废物中的“清”和“浊”；也就是说，它们分别指化学纯度高（放射性也比较高）、能够

在反应堆中再循环的水，以及化学纯度较低（放射性也较低）、不适合反应堆中使用的水。

9.122 **高纯度（或清）液体废物**来自主系统的设备（例如泵和阀门）、干燥井（§11.46）、设备排水和贮存罐溢流中泄出的反应堆冷却剂水。这些液体收集在一个罐中，然后过滤和去离子。在作放射性取样后，约10%的水排放掉，其余的打入透平凝结水贮存罐，作为反应堆冷却剂的补给水重新使用（图9.7）。

9.123 **低纯度（或油）液体废物**主要由各种地板（包括透平厂房）排放的水组成，它们被收集在一个贮存罐中。在一些沸水堆设施中，这些液体允许留存一段时间，然后，只要其放射性浓度足够低，经过过滤后就可排放。然而更为可取的办法是，在过滤后再经过蒸发或去离子处理，然后排掉；遇有需要时也可以用作主系统的补充冷却剂。

9.124 在一些核电厂中，来自实验室排水、设备去污水和去离子器树脂再生用溶液的**化学废液**，在化学废物处理罐内进行中和，然后与低纯度的液体合并在一起。或者如图9.7所示，在中和后将化学废液蒸发，其冷凝物与电厂液体排放物一起排放。沸水反应堆中的**洗衣房废物**与压水反应堆中的类似，处理方法也相同。

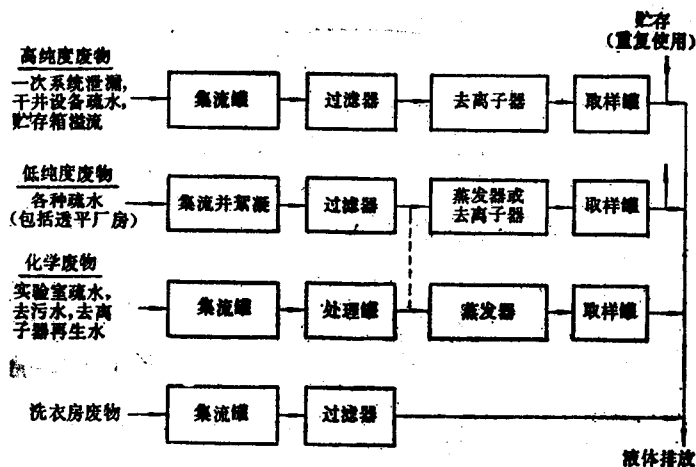


图9.7 沸水堆的液体放射性废物系统

气体废物

9.125 与沸水反应堆的运行有关的气体废物有三类：蒸汽喷注空气喷射器废气，压盖密封排放气体，以及厂房通风空气。**空气喷射器气体**带走大部分的放射性，因为它们来自堆芯中水沸腾形成的蒸汽。由于同样的原因，其放射性水平也要比压水堆系统喷射器气体中的高得多。沸水堆气体中含有反应堆内的水因辐射分解而产生的大量氢和氧，所以其总体积比相同热功率的压水堆的气体体积大。一般地说，沸水堆的气体废物中惰性气体的含量也多一些。

9.126 在早期的沸水反应堆中，喷射器的气体只是通过一根又长又细的管子，它可以使气体在其中滞留约30分钟的时间，使半衰期短的放射性核素基本上衰变掉。然后，气体经过过滤，并通过烟囱排放。由于喷射器气体的体积大，将它们贮存在罐中得到更长的衰变时间是不现实的。如果辐射监测器表明放射性高于允许水平，则气体必须停止排放并采取矫正措施。

9.127 新设计的沸水堆中气体放射性废物处理的基本特点示于图9.8中。空气喷射器的气体经过一个催化复合器，氢和氧在其中复合为水；在水蒸汽冷凝后，气体的体积只有原先的五分之一左右。这些残留气体在延迟管道中留存30分钟，然后进入两用的活性炭床。惰性气体的吸收和其后的解吸，为这些气体的释放尤其是氙同位素的释放提供了一个显著的延迟时间。此外，活性炭还吸收并滞留大部分的碘。此后，气体经过一个HEPA过滤器，并通过顶部通风管排掉，并不需要高的烟囱。为了延长惰性气体的滞留时间，已经提出活性炭的吸收应在低温下进行。

9.128 由于沸水反应堆中产生的蒸汽比压水反应堆中的蒸汽带有更多的放射性，所以其压盖密封排放气体的放射性也更强。然而，由于其放射性的总量比较小，所以蒸汽冷凝后残留下来的气体再滞留2分钟后即可排放。已经建议使用专门生产的干净（即非放射性的）蒸汽来提供压盖密封，这将消除一种虽然其量较少但并非次要的放射性排放物。厂房通风气体的放射性水平很低，大量的空气与放射性水平较高的气体一起排放，可以起到降低氙、碘和碘同位素浓度的作用。透平厂房空气的放射性有可能太高而不允许直接排放；假如这样，可以通过活性炭吸收器和HEPA过滤器来降低放射性。

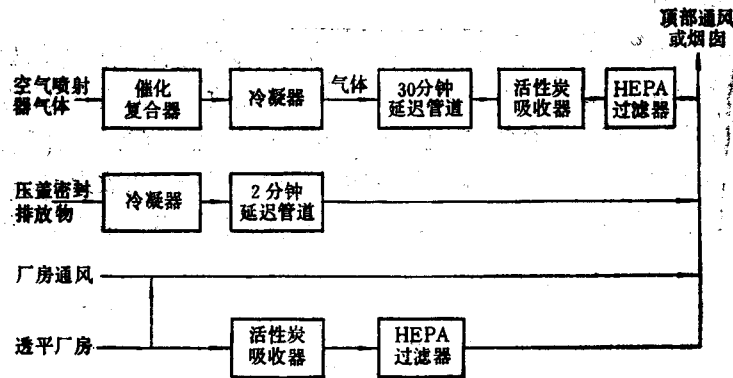


图9.8 沸水堆的气体放射性废物系统

固体废物

9.129 沸水堆电厂的固体废物与压水堆设施中产生的十分相似。所以其处理方法也与§9.116中所述的一样。

燃料后处理厂的排放物

9.130 乏燃料后处理厂放射性废物的处理已在第八章中叙述。以液体形式排放的放射性量很少，而固体废物则被谨慎地控制在专门的库房里。因此，主要的放射性问题是气体排放物造成的。在气体排放前，经过冷却周期（§8.121）后残留的放射性碘中，99.9%左右都可由硝酸汞的硝酸溶液再通过银沸石床而被除去。HEPA过滤器使排放物中的微粒放射性保持在很低的水平。于是所存在的主要放射性核素就是寿命较长的核素氙、碳-14*和氙-85，

*碳-14是由于反应堆燃料中的杂质 ^{14}N 发生 (n, p) 反应以及氧的天然（稳定）同位素 ^{17}O 发生 (n, α) 反应而产生的。在石墨慢化的反应堆中，相当数量的 ^{14}C 是由天然同位素 ^{13}C 的 (n, γ) 反应产生的。

它们几乎全是 β 粒子发射体。这些在燃料中生成的气体，有一小部分已穿过燃料元件包壳上的缺陷泄漏到反应堆厂房里，但其余大部分在后处理厂内释放。当基本上不存在液体排放物时，燃料中所有的氟都以氟化水蒸汽的形式随气体排放物排出；然而，当存在液体排放物时，其中将含有部分的氟。

9.131 只要气体通过高烟囱（例如100到130米）排出，则有理由相信，氟、碳-14或氦-85都不会构成某种瞬时危害。然而，为了防止大气中放射性核素的积累，正在发展进一步处理后处理厂气体的各种技术，以减少其排放数量。所提出的一种用于控制快堆燃料释放氟的方法叫做氧化挥发：将燃料棒切成许多片，并在干燥的空气或氧中加热。这样，燃料中的氟气被氧化成完全氟化的水蒸汽（ T_2O ），其中即使含有普通水也为量极少。这种蒸汽冷凝后，体积不大的氟化水既可以液体形式贮存，也可与水泥或其他材料固化后贮存。显然，较老的后处理厂不容易增添氧化挥发工艺；为此必须专门设计一个厂房。

9.132 为了在后处理厂排放之前将氦从气体中分离出来，已经提出了好几种方法。这里将概述两种比较有前途的方法。在低温蒸馏方法中，利用液氮冷却来液化氦（和氩）。然后让形成的液体通过一个蒸馏柱蒸发，从蒸馏柱中可以收集到基本上纯净的氦馏分，经压缩后贮存在气瓶中。在液化前，必须将杂质（例如氦的氧化物、二氧化碳和水蒸气）去除以防止蒸馏柱被固体微粒所堵塞。

9.133 另一种选择吸收方法依靠氦（和氩）在液体碳氟化合物（例如氟利昂-12）中的优先溶解性。在此方法中，干燥的气体向上经过一个吸收柱，而温度约为 $-32^{\circ}C$ 、压力为 $2.75MPa$ （400psi）的碳氟化合物向下流过这个吸收柱。然后在较高的温度和较低的压力下将氦从碳氟化合物溶液中分离出来，经压缩后贮存。另一种吸收方法基于铝硅酸盐混合物（方钠石和沸石）对于氦的捕集作用；饱和后，这种固体可以在常压下贮存。

辐 射 监 测⁽¹⁵⁾

引 言

9.134 为了确保核电厂工作人员及其附近居民所受的辐射照射量维持在最低水平，建立了一套范围广泛的监测程序。这些监测操作可以分成下列几类：电厂人员监测，区域固定监测，用轻便仪器进行的区域巡测，冷却剂和排放物系统的监测，以及环境监测。为不同目的所应用的仪器随反应堆装置而不同，但采用以上的分类方法便于描述辐射监测系统。

9.135 除了§5.232及有关各节中所述的电离室和正比计数器型式的仪器外，核电厂的辐射监测还使用其他种类的辐射探测和测量设备。它们包括用于个人监测的照相胶片剂量计、热释光剂量计和辐射光致发光剂量计，以及用于其他辐射测量的盖革-弥勒计数管和闪烁计数器。

人 员 监 测

9.136 在反应堆设施内工作的所有人员都必须佩戴个人监测仪（称为剂量计），以测量某一段时间内所接受的辐射剂量，这一段时间可能是一个月，两个星期或更短（如果需要

的话)。过去广泛使用两种型式的剂量计，即照相胶片剂量计（通常称为“胶片佩章”）和袖珍电离室（或称袖珍剂量计）。然而近年来对于热释光剂量计和辐射光致发光固体剂量计的兴趣越来越大。

胶片佩章剂量计

9.137 胶片剂量计的工作利用如下原理，即致电离辐射对照相胶片产生一种类似于光的效应，在辐射照射后，通过显影观察到与通常一样的变黑。变黑的程度（或黑度）是胶片接受的辐射量的一种量度，虽然下面将指出，在某种程度上与辐射的能量也有关。强致电离粒子（如 α 粒子和质子）在它们穿过照相乳胶时形成确定的线性径迹。如果应用一种特殊的微粒（核径迹乳胶）胶片，则显影后径迹格外清楚，通过显微镜很容易看到（并计数）。当快中子撞击胶片中的氢原子时便产生高能的反冲质子，这些质子的径迹为快中子照射量提供了一种量度。所有的胶片佩章都对 β 和 γ 辐射敏感，但另一些也将指示出中子的剂量。下面将先描述 β - γ 佩章，然后再说明测量中子时的附加要求。

9.138 胶片佩章剂量计由一个尺寸约为 37×50 mm的塑料或金属框架夹住装在不透光外套中的胶片所构成；框架上有一个夹子，使佩章能够佩戴在外工作服上。一般地说，这种剂量计内含两个或三个敏感度不同的胶片，构成了约从10毫拉德（或者在软组织中为毫雷姆）到1000毫拉德的 γ 辐射剂量量程。这个剂量量程的上端在发生重大事故时可以提供有用的数据，而中间量程给出13周内所积累的剂量（§9.49）。

9.139 当光子能量超过约 0.3 MeV时，照相胶片对于 γ 射线的响应基本上与光子的能量无关。但在较低能量处，胶片对于辐射的敏感性显著地增加；1拉德 0.1 MeV γ 射线产生的黑度将相当于同样剂量的 1 MeV γ 射线黑度的六倍以上。为了计及这种差别，用一层由一种或几种中等（或高）原子量元素组成的薄屏蔽挡住部分胶片。这层屏蔽将低能 γ 射线的强度降低到足够的程度，以抵偿它们对于照相胶片的较大效应。这样，胶片对很宽能量范围的光子的响应相当均匀。这层屏蔽也吸收 β 粒子，所以屏蔽层下的胶片只受 γ 射线影响，而未屏蔽的胶片由 γ 射线和能够穿过胶片纸封套（即能量在 0.1 MeV以上）的 β 粒子两者致黑。

9.140 按照规定的时间间隔（通常每隔2周或4周），胶片剂量计送到实验室显影。胶片黑度的大小（用电子黑度计测定）给出 β 和 γ 辐射的总照射量以及 γ 辐射的单独照射量。它们分别由胶片的未屏蔽部分和屏蔽部分的密度指示。黑度计用一个已知的 γ 射线源按伦琴数（或拉德数）刻度。一次刻度源用镭-226（连同它的衰变产物），但二次源一般用钴-60，更好的是铯-137，后者具有半衰期更长的优点。显影胶片能为个人接受的辐射照射量提供一种“永久”的记录，但也随时间而退化。

9.141 在大多数情况下， γ 射线是核电厂中最重要的辐射照射源。如果除了 γ 射线以外，还要测量中子的话，则胶片佩章应按下面的方法进行改装。对于热中子的测量而言，在用以减弱低能 γ 射线的屏蔽旁边，再另外放置一块用 (n, γ) 辐射俘获截面大的材料（如镉或二氧化钍）做的屏蔽。这块屏蔽所具有的厚度应使其对 γ 射线产生的减弱程度与前一种屏蔽大体相同。在 (n, γ) 屏蔽下的胶片由 (n, γ) 反应中产生的 γ 射线以及周围环境中的 γ 射线致黑。于是，两种屏蔽下的黑度计读数之差便是热中子注量的一种直接量度，它可以转换成以雷姆数表示的组织剂量（§9.44）。

9.142 对于能量超过 0.5 MeV左右的快中子，胶片佩章中必须使用一种核径迹乳胶。由

反冲质子在胶片中产生的径迹可在显微镜下计数，单位面积中的径迹数与快中子注量（或剂量）成正比。径迹的计数是很麻烦的，而且往往由于 γ 射线引起的本底变黑使计数困难。因此，快中子的监测一般只限于预料会受到显著数量快中子照射的人员。

热释光剂量计

9.143 照相胶片徽章的主要缺点是它的误差相当大，可能达到 $\pm 50\%$ 甚至更大。热释光剂量计（或称TLD）在现场应用中具有较好的精度，它正越来越多地用于核电厂和其他设施中人员的监测方面。TLD的初始成本稍大于胶片徽章，但由于它不需要换胶片，所以能反复使用，它还具有较大的抗干扰性能和较长的贮存寿命。此外，它不需要冲洗胶片的暗室，读数也比较简单。

9.144 当固体热释光材料（或称磷光体）受到致电离辐射的照射时，晶格的某些不稳定中心便产生和俘获自由电子。将这种材料加热后，被俘获的电子返回它们的正常态，同时发射可见光，其数量与磷光体所吸收的辐射能成比例。最适用于辐射剂量测量的材料有氟化锂、硼酸锂、氯化钙、硫酸钙和氧化铍，每种材料都用少量的杂质使之活化。

9.145 TLD的大小约与胶片徽章相同，最常用的磷光体是以镁和钛活化的氟化锂。这种材料对于能量超过约 50keV 的 γ 射线的响应几乎是均匀的，利用适当的屏蔽可以将这个均匀响应的范围扩展到更低的能量处。照射后通过在不透光小室中加热磷光体并用光电倍增管测量发出的光而获得读数。氟化锂的有效原子序数差不多与软组织相同；因而其光的发射正比于以拉德数表示的组织剂量。TLD的有效量程从约10毫拉德到几千拉德。由于辐射效应通过加热被消除，所以TLD可以重复使用；然而，也因为这个原因，它不能提供永久性的记录。

9.146 氟化锂对于能量大于 100keV 的 β 粒子很敏感，其响应方式与它对于 γ 射线的一样。因而，与照相胶片剂量计相仿，TLD也可以设计成既能得到 β 和 γ 的总剂量，也能同时得到单独的 γ 剂量。如果存在热中子，则由于它们与锂-6的 (n, α) 反应产生 α 粒子，所以对测量有干扰。然而，只要将锂-6从氟化锂中基本上去除掉，则这种干扰可以避免。另一方面，如果将磷光体中的锂-6加浓，则这种TLD可以用来测量热中子剂量。所以，如果这种剂量计包含两种氟化锂磷光体，一种去除锂-6，另一种则加浓这种同位素，则前者能测出单独的 γ 射线，而后者能测出 γ 射线和热中子二者。当然，这样的TLD比用普通氟化锂磷光体的更贵。

辐射光致发光剂量计

9.147 辐射光致发光（RPL）剂量计中的辐射探测材料是一种以银活化的磷酸盐玻璃。当它受到致电离辐射照射时便形成稳定的发光中心，然后在紫外光照射下，这些中心发射出可见的（橙色）光线。发光量（用光电倍增管或带有橙色过滤器的荧光计测量）与这种玻璃所吸收的辐射能成比例。由于发光中心是稳定的，所以它们在读数操作中不会消除，在重复照射中越积越多。不过，这种玻璃可以通过加热恢复到它原先的状态。

9.148 RPL玻璃探测器做成薄方块的形式，每边约 12mm ，由两个或三个这种探测器组成的剂量计的量程可从20毫拉德到几百拉德。对不同能量 γ 射线响应的均匀性优于胶片徽章，但不如TLD；不过这种均匀性还可以借助于适当的屏蔽加以改进。如果需要的话，RPL

剂量计也可以用来指示 γ 射线、 β 粒子和中子的剂量。

9.149 RPL剂量计的初始成本显著地高于别的个人剂量计。它与TLD一样可以重复使用，但也存在着重要差别。由于其发光中心在读数中并不消除，所以RPL剂量计表示的是整个使用期内总的（或累积的）照射量，只要这块玻璃还没有达到“饱和”。这样，这种探测器方块可以贮存起来用以记录剂量计佩戴者所受的辐射照射量。另一方面，如果不需要这种记录，则这种玻璃可以通过加热来复原。

9.150 RPL剂量计虽然已被应用在许多实验室的研究中，但在美国还没有广泛用它们来测定核电厂工作人员的辐射剂量。不过在其他国家似乎已在这方面得到了一定程度的应用。

袖珍电离室

9.151 袖珍电离室（或袖珍剂量计）的形状与大小同一支大号自来水笔差不多。它由一个石墨衬里的塑料圆筒构成，石墨作为正电极。两端由绝缘体支撑的一根粗金属丝沿轴向穿过圆筒作为负电极（图9.9）。两个电极在充电读数装置（或充电计数仪）中充到150伏左右的电位差。如果没有辐射照射，则电压将保持不变。但若致电离辐射进入电离室，则电位将下降，下降的程度与所接受的辐射照射量（或剂量）成比例。电位的变化在下班后用静电计（它是充电计数仪的组成部分）测量，其相应的辐射剂量被记录下来。袖珍剂量计测量 γ 辐射和能够穿透电离室壁的 β 粒子（能量约在1MeV以上）。它们的量程通常达到200毫拉德。已经制造出了硼衬里的类似电离室，这样，它们对热中子也是敏感的。

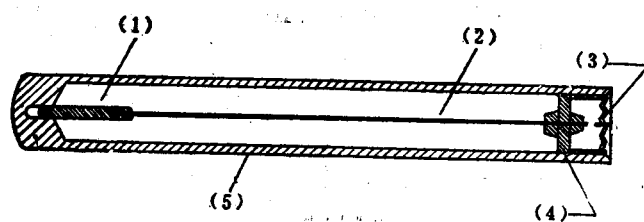


图9.9 袖珍电离室剂量计

- (1) 聚苯乙烯绝缘体
- (2) 铝中心电极（外涂石墨）
- (3) 充电薄膜罩
- (4) 聚苯乙烯绝缘体
- (5) 酚醛塑料电极（内表面涂以石墨）

9.152 对于在相当短的工作时间内可能接受较大辐射剂量的区域，希望在任何时刻都能立刻显示其累积的剂量。自读式袖珍剂量计在这方面特别有用。这种电离室的外电极与简单的袖珍剂量计相类似，而内电极则由一根短的金属丝构成，与它相连接的是—根挠性的金属包覆的石英丝（图9.10）。当这种剂量计充电时，石英丝偏离于金属丝，但当辐射进入电离室时，偏转逐步缩小。石英丝在刻度标尺上的位置（通过一个装配在仪器端部的透镜系统观察）给出直到读数时刻所接受的总辐射剂量。自读式剂量计的量程通常可高达200毫拉德，而且还可以得到量程更高的仪器。

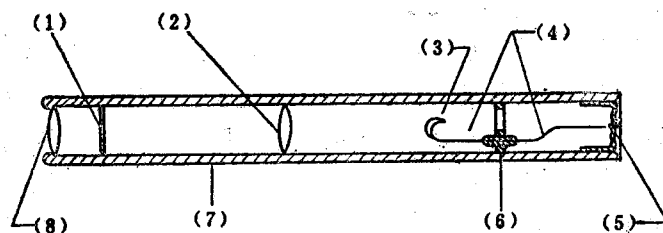


图9.10 自读式袖珍剂量计

- | | | |
|---------|-----------|------------|
| (1) 标度线 | (2) 物镜 | (3) 石英丝验电器 |
| (4) 集电极 | (5) 充电薄膜罩 | (6) 绝缘体 |
| (7) 外电极 | (8) 目镜 | |

9.153 袖珍剂量计(除了自读式以外)价格便宜,读数 and 再充电简便,而且可以频繁地重复使用。因而,它们已广泛地用于人员监测。然而其读数可能受到粗糙的操作、灰尘、静电和湿度的影响;所以它们不十分可靠。由于这个原因,袖珍电离室通常都是成双佩戴的,而且只有当两个读数符合得相当好时才认为是有意义的。袖珍剂量计虽然有其用途(例如提供每日的读数),但并不把它们推荐为核电厂和燃料后处理厂中人员监测的唯一手段。

例题9.2 一个充以空气(假定是在常温常压下)的袖珍电离室剂量计的体积为 10^{-5} m^3 , 电容为 $5 \mu\text{f}$, 即 5.0×10^{-12} 法拉。问由 20 毫伦 (mR) 照射量引起的电压降低量是多少? 该照射量大体相当于 20 毫雷姆的软组织剂量。

解: 常温常压下空气的密度为 1.2 kg/m^3 ; 因而剂量计中 10^{-5} m^3 空气的质量为 $1.2 \times 10^{-5} \text{ kg}$ 。根据定义 (§9.24), 在每千克空气中 1R 产生 2.58×10^{-4} 库仑的电荷量。所以, 20mR (即 0.020R) 照射量产生的电荷量 Q 由下式给出:

$$Q = (0.020) (1.2 \times 10^{-5}) (2.58 \times 10^{-4}) = 6.2 \times 10^{-11} \text{ 库仑}.$$

若 C 是该袖珍电离室的电容量, 以法拉为单位, 而其电压变化为 V 伏, 则 CV 等于以库仑为单位的电荷量。从而, 在目前情况下就有

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{6.2 \times 10^{-11}}{5.0 \times 10^{-12}} = 12 \text{ 伏}.$$

数字剂量计

9.154 数字剂量计用一个盖革-弥勒(或 G-M)管作为辐射探测器。这种 G-M 管将在 §9.158 中描述, 现在只需指出它是用于测量 γ (和其他) 辐射的一种敏感器件。在数字剂量计中, G-M 管的输出送到一个固体电路, 后者可以提供 1 到 1000 毫伦累积 γ 辐射照射量的数字读数(图 9.11)。每记下 1 毫伦, 音响装置就给剂量计佩戴者发出一个信号。

人员测量仪器

9.155 人员监测除了靠剂量计给出一段时间内总的累积剂量外, 还有一个方面是, 当人员离开可能沾染放射性物质的区域时需进行人体测量。进行这种测量可用的仪器几乎总是由

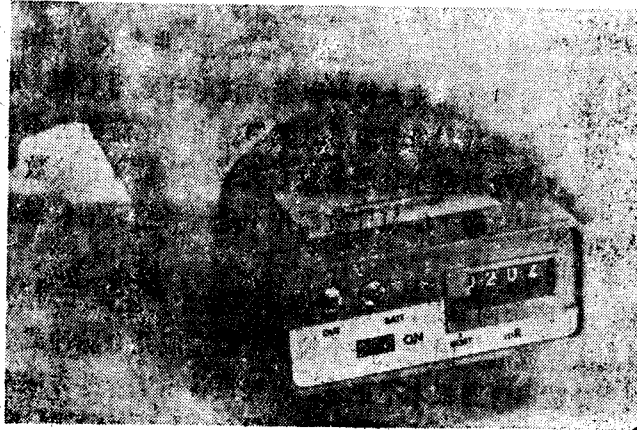


图9.11 数字剂量计(反应堆实股股份有限公司)

G-M管及其配套的计数率计组成。其计数率为辐射剂量(或照射量)率提供了一种直接量度。

9.156 有一种人员测量仪器,其包含G-M计数管的探头可以探遍人体的各个部位,以探测可能存在的放射性。如果发现这个人或他的工作服被沾污,则将采取适当措施去除其放射性。另一种常用的人员测量仪器是手足计数器,它们通常安放在可能遇到沾污的区域的出口处。这种仪器由五个分开排列的G-M管及其配套的计数率计组成,能够探测基本上所有的 γ 辐射和能量在0.2MeV以上的 β 粒子。被测的人走上平台,将双手放进两个专用的测口中。双手下压启动计数机构,经过一定时间后计数机构自动停止。于是,五个指示器便分别记下每个手的手心、手背和一双鞋上的沾污量。如果其数量超过规定的限值,则此人必须进行去污。

一般监测仪器^[16]

9.157 对于除个人监测以外的一般区域监测,如果辐射水平较高,通常使用电离室,如果辐射水平低,则使用G-M计数器或闪烁计数器。正比计数器主要用于中子探测(§9.171)。盖革-弥勒计数器和闪烁计数器的工作原理将在下面叙述;由于它们能够探测(和计数)单个粒子,所以这些仪器可以用来测定区域内的辐射剂量率或放射性排放物样品的活度(Bq或Ci)等。

G-M计数器

9.158 与电离室和正比计数器一样,G-M计数器是一种电离仪器,但它工作在图5.23的V区中,那里的外加电压高,通常为800到1500伏。只要它处在盖革区中,实际电压的控制不需很严格(§5.245)。G-M管虽然可以有不同的尺寸和形状,但其电极几乎总是包含一个中心金属丝阳极(作为集电极),并围以一个圆柱形阴极,这与正比计数器完全一样(§5.266)。当G-M管正常工作的时候,进入管中的每一个致电离粒子引起一个电脉冲。脉冲的大小基本上与比电离无关,所以,这种仪器不能区别不同的致电离粒子,而脉冲式电离室和正比计数

器则可以做到这一点。不过，只要安排一个适当厚度的屏障（或称“窗户”），G-M管便可以用来只测量 γ 射线（窗闭）或 γ 射线加 β 射线（窗开）。

9.159 G-M计数器的主要优点在于气体放大倍数可以非常大，例如高达 10^6 。输出脉冲常常达到几个伏特，几乎不需要外部放大就可以带动机电计数器工作。用于辐射监测时，可以将脉冲输入一个电路，后者通过测量电流将计数率表出。电流的大小与辐射照射量率（或剂量率）成比例；此种仪器一般以每小时毫伦数（或毫拉德数）作读数刻度。已经设计出采用固体线路的仪器可给出数字读数。G-M计数器并不是一种精确的仪器，但它对于各种辐射水平的一般监测却非常有用。

9.160 G-M管的一个麻烦问题是，当一个致电离粒子产生离子对雪崩时，所形成的放电本身可能触发一系列次级放电。因此，一个粒子可能造成几个脉冲或者一个长的连续脉冲，这样，所观测到的计数率可能根本不正确。已经设计出了一些方法来抑制（或猝灭）这种放电，使得在每一个主脉冲以后停止放电。在“自猝灭”式的管中，气体中加进一种适当的有机化合物或卤素起猝灭放电的作用。大多数G-M管属于这种类型；它们包含主充气氩和少量猝灭物质，例如乙醇、氯或溴。

9.161 G-M计数器的另一个缺点是，真正的猝灭管具有比较长的死时间；这是计数器在两个脉冲之间对致电离粒子的进入不敏感的间隔时间。因此这种仪器的分辨本领较差，当粒子的进入率约超过每秒5000时，计数即不可靠。由于这个原因，在进入高辐射水平区域时，不应当使用G-M计数器，或者只能十分谨慎地加以使用；这时仪器给出的读数可能过低，从而导致人员遭受过量的辐射照射。

闪烁计数器

9.162 致电离辐射在许多固体和液体（也在某些气体）中除了引起电离外，还（主要）引起电子激发。在某些物质（荧光物质）中，电子的激发能在极短的时间内释放为一种闪光。如果荧光物质是透明的，则可以使这种光进入一个光电倍增管。对应于进入荧光体的每一个辐射粒子或光子，光电倍增管产生一个明显的电压脉冲；脉冲的大小随粒子的性质和能量而变化。这些脉冲可以计数，也可以转换成脉冲率或等效的照射量（或剂量）率加以测量。闪烁计数器具有若干胜过G-M计数器的优点：它更加灵敏，测量剂量率的精度更高，并可用于高得多的计数率（或剂量率）情况下。闪烁探测器可以改装用于测量中子，但G-M计数器不适用于这种用途。然而，闪烁计数器的价格较贵，需要的电子设备也更复杂，更没有盖革计数器那样经久耐用。

9.163 许多种材料可应用在闪烁计数器中。对于测量 γ 射线，最常用的是一种含有少量铊的碘化钠晶体。晶体中存在重的碘原子有助于沉积 γ 射线的能量，从而提高探测器的灵敏度。其他的碘化物，例如碘化锂或碘化铯（掺铊）和碘化钙（掺铊），也可用作 γ 射线闪烁体。对于测量 α 粒子，其闪烁体通常是一种用银活化的硫化锌晶体。有机晶体、溶液和塑料也被用于辐射闪烁探测器。

区域监测：固定仪器

9.164 γ 射线的固定监测仪器装设在可能遇到这种辐射的不同地点。中子监测器也放置在某些区域，特别是反应堆附近各处。一般地说，电离室或盖革计数器都可用来测定 γ 射

线的照射量(或剂量)率。如果也需要测定热中子,则最好的仪器是充以三氟化硼气体的正比计数器;其中采用偏压可将对于 γ 射线的响应减到最小的程度(§5.267)。这些仪器连接到就地的和电厂中心控制室中的测读仪表上。这样,进入某一区域的人员可以预知现场的辐射水平,反应堆操纵员也可以知道可能需要采取补救措施的任何一种异常情况。如果辐射剂量率超过了规定的限值,则报警信号装置给出音响警告。

9.165 固定仪器也用于测定核电厂各处空气中微粒物质的放射性(Bq或Ci);它们叫做空气微粒连续监测器(或CAM)。被测量的空气由一台泵以均匀的速率被连续抽送通过纸过滤器,过滤器上沉积物质的 β 粒子和 γ 射线活度既可以用G-M管测量,也可以用闪烁计数器测量,它们都连接到测读仪表上。

9.166 在固定式过滤器CAM中,通过一个包裹在探测器四周或紧靠探测器的过滤器抽吸空气;探测器用一层铅屏蔽包围以吸收来自外界源的辐射。这种仪器的缺点是它所给出的空气微粒活度是累积(或平衡)值而不是瞬时值,此外,这种过滤器必须经常更换才能避免堵塞。在活动式过滤器CAM中,过滤器的长纸带贴着空气入口缓慢地移动,然后经过探测器。可以通过改变过滤器纸带的移动速度来调节采集时间,但由于这个时间与固定式过滤器仪器相比小得多,所以其灵敏度较低。尽管如此,只要应用一种足够灵敏的探测器,例如闪烁计数器,这种活动式过滤器CAM仍然能够较好地指示在短时间间隔内的空气微粒活度。

辐射调查: 便携式仪器

9.167 在核电厂中,便携式仪器被广泛应用于探测被污染的表面和设备,调查有人员正在工作的区域,以及监测放射性物质的操作,例如反应堆换料。这些仪器必须是小型的以便于移动,其响应该迅速并给出读数显示或音响信号(或两者都有)。在某一特定调查中选用何种仪器取决于:(1)辐射的种类,通常是 β 、 γ 的混合辐射,有时还有中子,核电厂中很少调查 α 粒子;(2)预计的剂量率大小;(3)需要定性(或者半定量)数据还是定量数据。通常的做法是,先作定性的观测,如果需要,再接着作定量的测定。一般可以由操作和相关材料的性质获得有关辐射种类的信息。如果情况不明,则可能需要预先作扫描性勘查,才能确定究竟何种仪器最为适用。

9.168 不同厂家制造的许多种仪器都可用于辐射调查,但其中大多数可以根据它们预期的用途分为几大类。此处所描述的可以认为是相当典型的仪器,虽然由于各人的看法不同或者设计方面的改进(这种改进从未间断过)而有所变化。

β - γ 仪器

9.169 测量低水平(小于5mrad/h) β 和 γ 辐射的最常用仪器是G-M探测仪(图9.12)。它应用于去污操作中,并可用于对人员、工作服、防护设备、工具等等进行一般性探测,适用于放射性水平一般比较低且只需定性测量的地方。G-M管装在一个通常具有窗户(§9.158)的探头内,通过一条长约1米的电缆连接到便携式仪器箱上,如图中所示。这种管子工作所需的高压由装在仪器箱内的低压电池和直流-直流变换器提供,变换器由振荡器、变压器和整流器组成。若采用不加屏蔽的探头,这种仪器可以探测0.2MeV以上能量的 β 粒子和所有能量(实际重要)的 γ 射线。另一方面,若采用加屏蔽的探头,则只能探测0.1MeV以上能量的 γ 射线,不能探测 β 粒子。由于G-M管具有相当大的内放大功能,这种仪器特别适用于探测

低水平辐射，但不应当用它来定量测量剂量率。

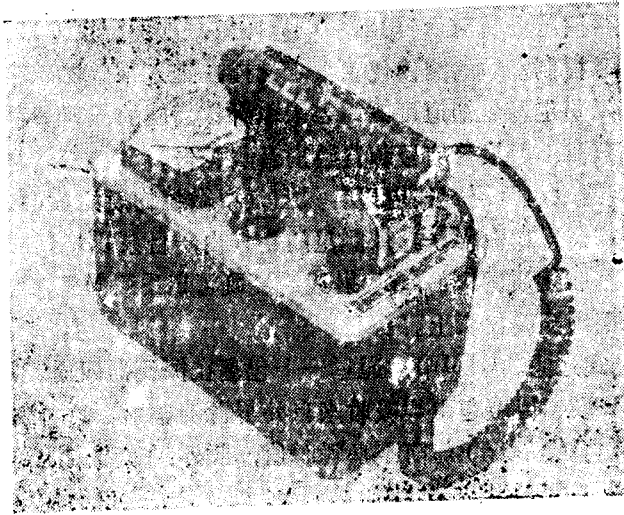


图9.12 G-M探测器，探头侧面有一个能屏蔽 β 粒子的窗户
(贝特原子有限公司)

9.170 对于测量水平极低(0.005—5 mrad/h)的 γ 辐射，一种有用的仪器是设计成对 β 粒子不敏感的闪烁计数器。对于水平约超过5mrad/h的 β 粒子和 γ 辐射，一般用电离室作定性和定量的测量。经常使用的一种仪器叫C.P.(Cutie Pie)仪。这种仪器虽然不很精确($\pm 10\%$)，但相当耐用，重量又轻，并能非常容易地读数(图9.13)。前部的薄窗户允许 β 和 γ 辐射(能量低的除外)进入，而厚窗户(或屏蔽)几乎将所有的 β 粒子挡住。C.P.仪可以用来测量高达20,000 mrad/h(20 rad/h)的剂量率。对于更强的辐射场，可采用各种电离室型的小型仪器，其电离室(或探头)固定在一根长杆上。

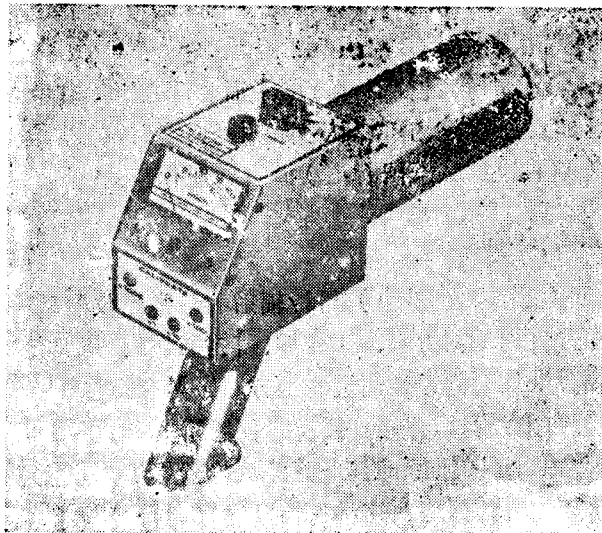


图9.13 “Cutie Pie”探测器(Victoreen股份有限公司)

中子仪器

9.171 慢中子的探测可以用一种含有三氟化硼(最好对硼-10加浓)的正比计数器探测仪。如果将计数电路调整到对 β 和 γ 辐射都不敏感,则这种仪器将仅对慢中子起作用。这种探测仪的刻度虽然可以读出热中子通量(高达 10^9 n/m²·s),但其结果只是半定量的。

9.172 一种不用三氟化硼而用石蜡衬里的类似仪器可用于探测快中子。快中子与石蜡中的氢原子发生弹性碰撞,所形成的反冲质子产生脉冲。这种仪器的缺点是它在强 γ 射线场中也会记录下某些光子。

9.173 已经发展了一种利用锂-6(n, α)反应的闪烁计数器来探测快中子和慢中子。荧光体由铊活化的碘化锂-6构成。浓集到96%锂-6的碘化锂晶体可以在市场上买到。

α 粒子仪器

9.174 在反应堆装置中很少遇见 α 粒子源;燃料中的铀(或钍)以及在反应堆运行期间所形成的钷(或铀-233)发射一些 α 粒子,但它们不能穿透包壳。然而,在燃料元件的制造、乏燃料的后处理以及实验室中,可能比较经常地出现 α 粒子发射体。一般地说,用于器测 α 粒子的探测仪器都是半定量的,主要用来指示 α 粒子发射体的活度。电离室计数型仪监已被用于 α 粒子的探测,由于这些粒子具有很高的比电离,所以不需要有内部放大。探测器的电离室可以装在仪器箱内,也可以装在另外的探头内(参见图9.12)。在这两种情况下都必须有一个 α 粒子能够穿透的薄窗户。通过调整脉冲计数器的灵敏度,这种仪器将只对 α 粒子作出响应,而对可能进入电离室的 β 粒子和 γ 射线不作响应。闪烁计数器也已被应用在 α 探测仪中。

冷却剂系统和排放系统的监测

9.175 冷却剂系统(压水反应堆中包括一次系统和二次系统)和蒸汽系统(尤其是在沸水反应堆中)的许多部位上都要对 γ 辐射进行连续监测。其主要目的是探测燃料元件的包壳和蒸汽发生器的管道(压水反应堆中)是否出现过量的破损。一般应用的仪器是G-M计数器和闪烁计数器,但有时也用脉冲型电离室。探测器可以装在输送冷却剂的管道旁边,或者设在一个旁通回路内。测读仪装在控制室中,以便反应堆操纵员随时了解其放射性水平。

9.176 放射性废物系统的排放物(液态的和气态的)在排放前需进行测试。前已指出,对于液体排放物,通常要对每一种类型的排放物进行取样,并在电厂实验室中用适当的 β - γ 仪器进行放射性测试。气体排放物则在排放前对其活度进行连续测试。

9.177 放射性废物系统各个部位的排放物在排向环境之前要进行混合,并且通常都用大量较为清洁的水或空气加以稀释。当这种液体和气体实际进入附近的水体或大气中时,要求分别对它们的活度进行定量的测定。这样做是必需的,因为要求核装置的执照持有者对于下列排放物的总活度(以居里为单位)提出定期的报告:(1)混合的裂变和活化产物,(2)氡,(3)惰性气体(主要是氩-85),(4)卤素(主要是碘-131)以及空气悬浮微粒物质。

9.178 盖革计数器的精确度不足以测定混合液体排放物的活度;因此最好使用脉冲型电离室或闪烁计数器。如果排放前液体保存在贮液池(或滞留池)内,则可取其水样到实验室进行化验。通过分析 γ 射线谱仪内的闪烁计数器(或固体探测器更好)的输出脉冲,就可以确定几种放射性核素各自的活度和总活度。

9.179 氡只发射低能 β 粒子(没有 γ 射线),因此必须采用特殊的方法来测量它的活度。蒸发液体排放物的样品,其蒸汽由空气流夹带着通过一个连接到灵敏测读仪上的内流式电离室。当然,一定要保证水中存在的其他放射性不进入这种蒸汽中。

9.180 排放气体中的惰性气体活度可用一个与测量氡活度相类似的流气式电离室系统进行连续观测。碘和空气悬浮微粒物质可以用一种特别灵敏的CAM装置测定;其过滤器纸应当用硝酸银浸渍以去除碘以及微粒物质。

环境辐射监测

9.181 核电厂(或燃料后处理厂)运行之前就需实施环境放射性调查计划,以便为电厂运行时建立一个比较的基础。该计划可能需要持续两年以上,其中包括对下列项目定期地取样测量:空气,水,土壤,河底或湖底物质,植物,牛奶,小动物,鱼和其他形式的水生动物,以及认为有关的其他项目。然后在实验室里对这些样品的放射性核素的含量进行分析。环境的辐射水平用剂量计(通常用TLD)在离核设施不同的距离和方向上进行监测。在核电厂运行后继续进行与此基本上相同的监测计划。

热的排放^[17]

凝汽器冷却要求

9.182 在蒸汽发电厂内,燃烧化石燃料或核裂变所提供的热量中只有一部分转化为电能。留在透平乏汽中的余热由凝汽器中的冷却水排走,同时蒸汽被冷凝,以便为蒸汽发生器提供补给水。这种蒸汽发生器可能是一个热交换器(在压水反应堆中),也可能是一个锅炉(在沸水反应堆或化石燃料电厂中)。蒸汽电厂的透平-凝汽器系统的简图示于图9.14中。凝汽器中冷却水带走的热量就是热的排放(或废热)。热排放所排出的多余热量必须以对环境干扰最小的方式消散。

9.183 蒸汽电厂的热效率等于燃料提供的热量(或热输入)中转化为电能部分所占的份额。不过,必须区分总效率和净效率。总效率按发电机的总输出计算,其中包括用于运转电厂内部辅助设备的电力。而净效率则按电厂的净输出(或母线输出)计算,即只计入可供出售的电能。目前设计的轻水反应堆的总效率约为34%,而净效率则大体上为32.5%。电厂内部的能量损耗只占百分之几,所以,输入热量与发出总电能的热当量之间差额的绝大部分都必须通过凝汽器的冷却水排出。

9.184 现代烧煤电厂的总热效率约为42%,虽然不同的装置之间有明显的差别。在这种电厂中,输入热量中一般有10%左右通过炉子的烟囱逸出,总输出的10%左右可能要用运转电厂的辅助设备。由表9.8中归纳的数字可见,烧煤电厂中由凝汽器冷却水排走的热量大体上仅为同样净电功率的典型轻水反应堆的三分之二。这就是为什么热排放问题在核发电中具有特殊重要意义的原因。快中子增殖反应堆和高温气冷反应堆所产生的蒸汽温度比轻水反应堆的高;因此,其热排放同现代烧煤电厂的相近。

9.185 在大多数核电厂中,凝汽器冷却水的进、出口温度差约在8°C到20°C的范围内,

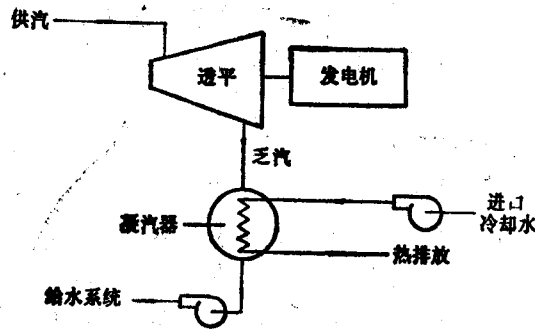


图9.14 透平乏汽冷凝系统简图

平均 12°C 左右。假定温升为 12°C ，并考虑到水的比热约为 $4.2 \times 10^3 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ ，则在一座典型的 1000 MW (el) 轻水反应堆电厂内，排走 2030 MW （或 $2030 \times 10^6 \text{ J/s}$ ）热功率所需要的凝汽器冷却水的流率为 $(2030 \times 10^6) / (4.2 \times 10^3) (12) \approx 40,000 \text{ kg/s}$ 或 $40 \text{ m}^3/\text{s}$ （ $630,000 \text{ gal/min.}$ ）。

表9.8 1000 MW (el) 轻水堆电厂和新型烧煤电厂的典型热经济性*

	轻水堆	烧煤电厂
燃料输入的热功率 (MW)	3080	2610
(Btu/h)	10.5×10^9	8.9×10^9
通过烟囱损失的热功率 (MW)	—	260
发出的总电功率 (MW)	1050	1100
用于电厂辅助设备的功率 (MW)	50	100
发出的净电功率 (MW)	1000	1000
向凝汽器的热排放率 (MW)	2030	1250
热排放率/净发电率	2.03	1.25

* 忽略电厂内部损耗。

9.186 最简单和最经济的废热处理方式是“直流”式或开式循环工艺。冷却水从附近的天然水体（如河流、湖泊、海洋或港湾）中抽出，经过凝汽器，然后排入同一水体。其结果是水温升高，特别是在排放点附近。能否使用直流冷却取决于能否得到足够的水源以及其温升对水体的生态平衡所产生的影响。如果对生态系统的扰动超出了容许范围（§9.193及其有关各节），则必须采用其他的方法来处理热排放，包括使用冷却池或冷却槽以及冷却塔。在讨论消散电厂废热的其他一些方法之前，将首先概述凝汽器冷却系统对水生态学所产生的影响。

凝汽器冷却系统的一般效应

9.187 过去把重点主要放在热的排放水对水生物的影响方面，可是相当多的杀伤却是由凝汽器冷却系统其他方面的原因（例如由低的水温而不是由高的水温）引起的（§9.195）。此外，凝汽器的进口水吸入时先通过一排筛网以防止碎物进入系统。但筛网挡不住鱼卵、幼虫和小生物，它们被水夹带着高速通过凝汽器。这样，被吸入的生体有可能由于温度剧变

的冲击或机械效应（例如碰撞和摩擦）而被杀死或杀伤。较大的鱼虽然能被筛网挡住，但它们可能无法摆脱入口处的吸力。相当多的鱼由于在筛网上撞击而死，这一点过去被错误地归因于温度的升高。看来，解决这个问题的最好办法是将水的入口速度降低到0.15 m/s到0.2 m/s以下^[18]。

9.188 为了防止小生物积聚在凝汽器管道的内壁上，可以用氯或次氯酸钠来使水氯化，每周也许进行两次或三次。残留在凝汽器排放水中的氯应当少于0.5ppm，但这对于某些水生物可能仍然足以构成毒害。其主要危害系由氯（或次氯酸盐）和水中含氮有机化合物之间的化学反应产生的氯胺所引起的。如果这种危害很显著，则必须降低排放物中的氯浓度。此外，还可以使用擦刷或刮磨的办法（用碳化钨包覆的球）以去除堵塞的生物。

水的生态系统

9.189 天然水体是一个高度复杂的生态系统，它通常受许多因素的影响，包括气候条件和水的成分，如淡水、潮水或咸水。排放到水体中的多余热量可能在某种程度上干扰其生态平衡。为了弄清这些效应，有必要了解一些水的生态系统方面的知识。这里所进行的讨论是十分简化的，但对于当前的应用却已足够了。

9.190 水中的生物可以用各种不同的方法进行分类，这里要用到其中的两种分类法。首先考虑按生长环境进行的分类。据此生物体可以分成三类：游行动物、浮游生物和海底生物。游行动物是自由游动的生物，其中鱼类是最重要的。浮游生物由漂浮在水面上下或随水流一起漂动的较小动物和植物生命形态所组成，而海底生物则生活在海底物质之中或海底物质之上。海床甲壳类动物生活在中间的某个地带；它们白天在海底度过，夜晚上升到水层中。浮游植物的植物形态（浮游植物）包括各种藻类和细菌，而其动物形态（浮游动物）包括许多微小的生物体，如原生动物、轮虫和鱼类的幼体、软体动物和小的甲壳类动物。海底生物由海底植物、较大的甲壳类动物、蠕虫和昆虫的幼体组成。

9.191 水生物形态的另一种分类法则按照它们在食物循环（或食物网）中的作用将它们分为分解类、初级生产类和消费类。分解类是一些菌类，它们将有机物质（例如已死的生物体）分解成可供浮游植物使用的物质。细菌本身也是大多数微观浮游动物的食物。在水生生态系统的一切部位，凡有死亡的有机物质之处均可发现分解类的存在。

9.192 初级生产类是藻类（浮游植物）；它们生活在水的上层，并利用日光能量将二

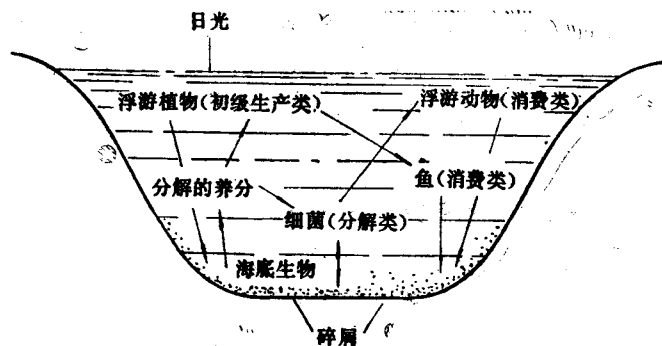


图9.15 水中食物循环略图

氧化碳、无机物和水转化成糖、蛋白质等等。消费类必须从其他的生物体获得食物；它们由浮游动物、海底动物和鱼类组成。较小的浮游动物消耗浮游植物、细菌和碎屑，并将它们转化为较大生物（如甲壳类动物和鱼类）比较容易食用的食物；许多鱼类也食用较大的浮游生物，而大鱼则常常吃小鱼。死亡的水生物和植物形成的碎屑沉到海底，为海底生物提供了食物。最后，所有死去的物质被细菌所分解，于是完成了这一食物循环（图9.15）。

温度效应和夹带效应

9.193 在大多数天然水中，最适宜于细菌生长的温度约为 35°C ；即使是刚离开凝汽器的水也很少超过这个温度。因此，可以预料凝汽器水系统对分解类不会产生任何显著的影响。就生产类而言，某些藻类（如硅藻）在较低的温度下生长较快，而其他一些藻类（如蓝-绿藻）则更喜欢较高的温度。蓝-绿藻是不受欢迎的，部分是因为它们对消费类不具吸引力，它们在腐烂之前通常不进入食物网。然而，凝汽器排出水的温度也不见得能达到蓝-绿藻占优势的温度范围。对于浮游植物的主要伤害产生在那些被夹带的生物通过凝汽器的这一段行程中。这在某种程度上可以由温热的排放水中藻类生长率的提高而得到补偿；不过后者对于消费类而言可能是不太理想的食物。

9.194 对于浮游动物（消费类）的不利影响也主要由于夹带，但它们很少或不能由温热水中再生产率的提高而得到补偿。对于海底生物也同样如此，这些生物在夜间离开海底，从而有可能被抽到凝汽器的入水口内。对于海底消费类总的的影响取决于一些互相对立因素之间复杂的平衡关系。例如，许多海底生物具有浮游的幼虫，这些幼虫可能由于夹带而被杀死，这样便减少了海底生物成虫的数目。另一方面，沉到海底的死伤浮游生物数量上的增加又为海底消费类提供了更多的食物。入口水或排放水对于水底物质的冲刷作用可能导致电厂附近局部水域中海底生物的减少，但对总的生态破坏一般是不明显的。

9.195 除了影响食物来源以外，对于鱼类的最严重伤害之一就是鱼卵、鱼的幼体和未成鱼被入口水所夹带。此外，鱼类的这些早期生命形式对于水温变化的忍受能力也比成鱼差。成鱼能够在一定程度上适应温度的逐步变化；不过对于每一种鱼类也都有个上限和下限，超过这个范围就不能适应。温度的迅速变化，不论是上升还是降低，都可能由于热冲击或冷冲击引起鱼类的死亡。虽然鱼类常常被较温暖的水所吸引，因为那里的食物供应比较丰富，然而只要有会，它们就将本能地避开温度不适宜的区域。在因蒸汽电厂运行而造成的鱼类死亡中，冷冲击比热冲击造成的可能性更大；例如，当电厂停止运行时，凝汽器排放水的温度迅速降低，这可能是一种比热排放更大的危险。

热排放法规

9.196 联邦水污染控制法（FWPCA）1972年修正案规定，所有的污染源，包括凝汽器的冷却水，都“必须应用能经济地实现的最有效工艺”进行排放。为了达到这个目标，美国环境保护局（EPA）已对蒸汽电厂的几种排放物制定了法规。就凝汽器水而言，EPA得出的结论为，其“最有效的工艺”是使用冷却塔或其他的再循环系统，如水池或水槽。实际上，对于电功率在 500MW （el）以上的电厂，EPA的规定禁止了采用直流式冷却方案。

9.197 然而，FWPCA的修正案也规定在特殊情况下可以不执行这些法规。只要能满足所在州的各项要求，又能够证明对生态的干扰很小，直流冷却也是可以允许使用的。当不能

得到足够的地面来建造冷却塔，或者塔中的盐堆积物或放出的水汽云雾（§9.202及有关各节）在当地将成为严重问题时，也可以给予不执行法规的待遇。尽管如此，未来绝大多数核电厂可能都还必须采用某种闭合循环的冷却形式。

9.198 除了遵守由FWPCA修正案核准的EPA法规外，热排放还必须符合由各个州根据1965年的水质法制定的标准。这些标准随各个州而不同，甚至在同一个州内也往往有所不同，它们取决于所要保护的水生物形态和水体中的正常季节性温度。一般而言，各州所规定的是最大温升和最大容许温度。有些州也规定最大的温度变化率以减小热冲击或冷冲击的危险。

热排放的处理²⁰¹

9.199 对于处理电厂透平凝汽器的余热来说，只要能够满足可用水质的法规和标准，直流冷却是一种比较好的方法。这时，凝汽器水的排放方式应使接收水体所受的热冲击最小。在某些情况下，将凝汽器的水缓慢排放到接收水体的表面或其附近可能较好；这时温热的水能扩展到一个较大的范围。与此相反，也可以使凝汽器的排放水强迫通过置于河流底部附近的喷射器或扩散器，使它们进行迅速的混合。介于这两种做法之间，还可能几种不同的方案。如果附近的水体是海洋或大湖，则凝汽器的入口水通常是从水温较低的深处抽出，而出口水则排放到接近表面处。

9.200 如果条件不允许作直流冷却，则必须采用某种形式的闭合（或部分闭合）循环冷却来处理热排放。这时要使用冷却池（或槽）或冷却塔。在闭合循环系统中，所有的凝汽器水都排放到池或塔中，并在那里冷却，已冷却的水抽回重新使用。必要时加入补给水。在部分闭合的系统中，一部分水直接排放到附近的水体中，其余的则待冷却后重新使用。在某些场合中，可变循环冷却系统可能更为令人满意：在冬季和初春使用直流（直接排放）冷却，而在其余时间则使用闭合（或部分闭合）系统。

9.201 在冷却池或冷却槽中，凝汽器水排放到大池（或小湖）或长槽的一端，而在流道的另一端被抽回。在通过池或槽的过程中（这个过程可能需要好几天的时间），凝汽器水主要依靠蒸发而得到冷却，在某种程度上也依靠对流和辐射而冷却。如能使凝汽器水注入喷管而形成喷淋，则可以大大提高池或槽的冷却效率。喷淋造成水表面积的增加，从而提高散热的速率。对于一座1000MW（el）的核电厂而言，无喷淋时水池或水槽需要的面积为 $(4-12) \times 10^6 \text{ m}^2$ （1,000—3,000英亩），根据当地的气象条件（如温度、湿度和风力）具体确定；而采用喷淋后需要的面积则小得多（十分之一以下）。

9.202 冷却塔有“湿”式和“干”式两种主要型式。在湿塔中，凝汽器的排放水向下流过一个垫层或垫板并碎裂为水滴。空气流被抽吸通过该垫板，在机械通风的塔中用大功率通风机抽吸空气，而在自然通风的塔中则由具有双曲线轮廓的高（可达165m）烟囱状结构抽吸空气。冷却作用主要依靠水的蒸发，但对流和辐射也起一些作用。可能达到的最低温度近似等于当时条件下的温度计湿球温度；所以它取决于实际的空气温度和相对湿度两者。汇集到冷却塔底部的水温一般高于湿球温度4到6°C。

9.203 湿式冷却塔的问题之一是出现所谓“漂洒”，即小水滴被空气夹带着离开冷却塔。漂洒消除器可以使空气作急剧拐弯，从而有助于减少漂洒量，但不能完全阻止漂洒。机械通风塔中的漂洒比自然通风塔中的更厉害，部分原因是前者的空气速度比后者的高。塔中存在的化学药品（用以防止生物污垢、腐蚀和结构破坏）可能使这种漂洒对顺风方向地面上

的动植物造成危害，因为水滴趋于在那里沉降。然而近年来漂洒消除器已大为改进，即令使用海水也不会对环境造成显著的破坏。

9.204 塔中的水连续不断地蒸发，使得化学药品以及水中通常存在的矿物质浓度越来越高。最后其浓度可能达到足以使水垢在凝汽器管道表面沉积的程度。为了防止这一点，可以连续或者定期地排出一部分“污”水而代之以新鲜水。在一座大型电厂中，排污的速率约为每分钟12到15m³ (3,000到4,000 gal)。排出的水可能要经过处理以去除各种化学药品后才能排放到附近的水体中。

9.205 湿式冷却塔中的水主要损失于蒸发，这部分水必须不断加以补充。加上漂洒和排污损失（数量小得多），所需补给水量大体为通过凝汽器水量的2.5—3%；这样，根据§ 9.185中的数据，对于一座1000MW (el)的核电厂，即使采用完全闭合的系统，其平均补给速率也将大体上为每分钟60到70m³ (15,000到17,000 gal)。

9.206 湿式冷却塔中损失的大部分水以水蒸气形式进入大气；在一定条件下，它们可能形成云雾从而降低能见度，并在冬季使附近的道路和电力线结冰。然而，现有的证据表明，这种情况仅仅出现在少数几天高湿度寒冷天气中。自然通风冷却塔排放湿空气的高度要比机械通风塔高得多，因而它们不大可能在靠近地面处产生雾气和结冰。

9.207 蒸汽电厂中使用的干式冷却塔一般称为空气冷却凝汽器。它们以周围的空气作为冷却剂直接或间接地冷凝废汽。在直接冷凝循环中，透平排出的蒸汽通过一个翅管系统，空气由于机械通风或自然通风的抽吸而通过翅管的表面。空气将蒸汽中的热量带走，从而使蒸汽得到冷凝，其冷凝水作为补给水即送回蒸汽发生器。

9.208 最有效的干式冷却塔采用一种称为亥勒 (Heller) 系统的间接冷凝循环。蒸汽通过与喷射器或喷淋器出射水的直接接触而得到冷凝，喷射器或喷淋器的水来自已经冷却的冷凝水。汽水混合所形成的部分温水作为给水送回蒸汽发生器，其余的经过一个装有翅管的塔而被冷却，冷却用的空气则被抽吸通过翅管的表面。由冷却塔中流出的冷却水再循环到凝汽器的喷淋器中。

9.209 在干式冷却塔中，热量主要通过周围空气的对流排走，不存在水的蒸发损失。因而也就不存在排污（或漂洒）问题，除了由于弥补泄漏，不需要其他的补给水。所以，使用干式冷却塔的蒸汽电厂可以设置在缺水的地区。另一方面，没有水分蒸发这一点意味着，干塔中理论上可能达到的最低温度就是实际的空气温度，这个温度要比湿球温度高。所以一般而言，干塔的冷凝水温度要比湿塔的高；透平的背压也比较高。总的效应就是热效率下降。此外，干式冷却塔的建造和运行费用预期也比同样冷却能力的湿塔为高。

9.210 尽管使用干式冷却塔的发电成本比较高（估计比使用湿塔的高出约20%，比直流冷却的高出约27%），*但也可能出现除干式冷却塔之外没有其他实际可行的冷却形式的情况。到目前为止，只有少数的电厂使用（或设计）干式（亥勒）冷却塔，容量最大的为350MW (el)。不过，正在研究适用于大型核电厂的干式冷却塔的可能设计^[11]。

9.211 同时使用湿冷和干冷的湿-干（或并联流程）冷却塔正在引起人们的注意。其机械通风塔由两区组成：上部是个干塔，而下部是个湿塔。凝汽器的排放水首先经过上区（干区）中的翅管而被冷却，然后向下流过下区（湿区）中的垫板而进一步冷却。空气由一台风

*成本的提高包括基建投资和厂用电的增加以及透平背压的提高，后者使循环效率降低。

机抽引以并联流程的形式通过干区和湿区，两股气流混合后排到大气中。干区和湿区间空气的流量比可以调节，使其中的一区优先得到保证。在冬季，当空气比较冷的时候，选用干冷比较有利，它可以显著地减少成雾和结冰，同时也减少耗水量；但在夏季则可以优先选用湿冷^[22]。

水生态学监测

9.212 建造与运行核电厂的申请人必须制定一个关于排放物监测和环境监测的综合性计划^[23]。该计划必须在电厂建造之前开始执行，并在电厂运行之后继续实施。环境计划中对放射性排放物有影响的某些方面已在§9.175及有关各节中提及。此处的讨论主要涉及热排放效应的监测，虽然这只是整个计划中的一个方面而已。

9.213 申请人应当列举电厂所在地区各种“重要的”动植物资源，它们的聚集地、数量和分布情况，以及这些物种与其环境之间的关系。此处形容词“重要的”意指下列任何一种生物种类：(1)有商业或游览价值的，(2)稀有或濒临绝境的，(3)对上述两类中任何一类生物产生影响的，(4)对于生态系统的结构和作用具有关键意义的。对于那些在迁徙中经过该地或者利用该地进行繁殖活动的物种应当给予特殊考虑。

9.214 物种环境关系的讨论中应当包括地区使用的描述（例如聚集地、繁殖地等等），重要水生生物的生命史和它们通常的季节性数量变化，以及对聚集地的要求，例如可容忍的温度范围。食物链（或循环）和其他有关的生态关系也应当列出。

9.215 申请人必须明确叙述为取得生态学资料所使用的方法。对于计划中有关测量重要水生（和两栖）物种的存在和分布量的部分，应当详细叙述测量的次数、方式和持续的时间。应当叙述观测生态学参数自然变化所使用的方法。在进行初始年生态调查时，可以利用过去已发表的数据；但必须给出资料来源。有时候也可以由旨在保持环境质量的公共组织或私人组织所实施的另外计划中获得数据。

9.216 在电厂发电时，必须对常规运行期间热排放中包含的化学药品进行监测。必须在排放点周围足够多的地点进行温度测量以便给出适当的温度分布图形（这些数据对于检验电厂实际运行前预先计算温度分布用的模型也很有用）。提早开始的生态调查必须继续进行，并在必要时进行修正。然后将重点放在生物群的生理学特性和行为特性的变化上，并应当尽可能找出这些变化与电厂运行、自然变化或其他原因的相互联系。

一般参考文献

- H. Cember, "Introduction to Health Physics," Pergamon Press, 1969.
G. G. Eichholz, "Environmental Aspects of Nuclear Power," Ann Arbor Science Publishers, Inc., 1976.
M. Eisenbud, "Environmental Radioactivity," Academic Press, 2nd Ed., 1973.
"Environmental Aspects of Nuclear Power Stations," Symposium Proceedings, International Atomic Energy Agency, 1971.
"The Environmental Impact of Electric Power Generation: Nuclear and Fossil," U.S. ERDA Report ERDA-69, 1975.
J. J. Fitzgerald, "Applied Radiation Protection and Control," Gordon and Bre-

- ech, 1970.
- S. Glasstone and W. H. Jordan, "Nuclear Power and its Environmental Effects," American Nuclear Society, 1980.
- J. R. Lamarsh, "Introduction to Nuclear Engineering," Addison-Wesley Publishing Co., 1975, Chapter 9.
- K. Z. Morgan and J. E. Turner, Eds., "Principles of Radiation Protection: A Textbook of Health Physics," John Wiley & Sons, Inc., 1967.
- W. D. Norwood, "Health Protection of Radiation Workers," Charles C. Thomas, Publisher, 1975.

参 考 文 献

1. H. Cember, "Introduction to Health Physics," Pergamon Press, 1989; E. F. Gloyna and J. O. Ledbetter, "Principles of Radiological Health," Marcel Dekker, 1969; W. D. Norwood, "Health Protection of Radiation Workers," Charles C. Thomas, Publisher, 1975.
2. "Radiation Quantities and Units," International Committee on Radiation Units and Measurements Report No. 19, 1971.
3. "Report of Committee II on Permissible Dose for Internal Radiation," International Commission on Radiological Protection Publication 2, 1959; *Health Physics*, 3, 1 (1960).
4. L. S. Taylor, "Radiation Protection Standards," CRC Press, 1971; "Basic Radiation Protection Criteria," National Council on Radiation Protection and Measurements Report No. 89, 1971; "Radiation Protection Recommendations of the International Commission on Radiological Protection" ICRP Publication 26, 1977.
5. "Alpha-Emitting Particles in Lungs," National Council on Radiation Protection and Measurements Report No. 46, 1975.
6. Code of Federal Regulations, Title 10, Part 50, §50.34a, U.S. Government Printing Office.
7. S. E. Thompson, et al., "Concentration Factors of Chemical Elements in Edible Aquatic Organisms," U.S. AFC Report UCRL-50564, 1972.
8. Advisory Committee on the Biological Effects of Ionizing Radiations (BEIR), "The Effects on Populations of Exposure to Low Levels of Ionizing Radiation," National Academy of Sciences/National Research Council, 1972. (A revision of this report was published in 1980.)
9. BEIR, Ref. 8, p. 12; M. Eisenbud, "Environmental Radioactivity," Academic Press, 2nd Ed., 1973, Chap. 7.
10. A. W. Klement, Jr., et al., "Estimates of Ionizing Radiation Doses in the United States, 1960-2000," U.S. EPA Report ORP/CSD 72-1, 1972.

11. "The Potential Radiological Implications of Nuclear Facilities in a Large Region in the U.S.A. in the year 2000," U.S. AEC Report WASH-1209, 1973; see also, "Final Generic Environmental Statement on the Use of Recycle Plutonium in Mixed Oxide Fuel in Light Water Cooled Reactors (GESMO)," U.S. NRC Report NUREG-0002, 1976, Chap. IV, Sect. J.
12. J.O. Blomeke and F.E. Harrington, "Management of Radioactive Wastes at Nuclear Power Stations," U.S. AEC Report ORNL-4070, 1968; C.T. Chave, *Nucl. Tech.*, 15, 36 (1972); "Environmental Analysis of the Uranium Fuel Cycle," Part II, U.S. EPA Report EPA-520/9-73-003 C, 1973.
13. J.E. Stewart, et al., *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 19, 311 (1974).
14. R.D. Doyle, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 21, 438 (1975).
15. E. Fenyves and O. Haiman, "The Physical Principles of Nuclear Radiation Measurement," Academic Press, 1969; W.J. Price, "Nuclear Radiation Detection," McGraw-Hill Book Co., 2nd Ed., 1964; G.F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement," John Wiley & Sons, 1979.
16. P.W. Nicholson, "Nuclear Electronics," John Wiley & Sons, 1974, Chapters 1 and 2.
17. M.E. Eisenbud and G. Gleason, Eds., "Electric Power and Thermal Discharges," Gordon and Breach, 1969; F.A. Parker and P.A. Krenkel, Eds., "Engineering Aspects of Thermal Pollution," Vanderbilt University Press, 1969; F.A. Parker and P.A. Krenkel, "Thermal Pollution: Status of the Art," Vanderbilt University Press, 1969; S. Glasstone and W.H. Jordan, "Nuclear Power and its Environmental Effects," American Nuclear Society, 1980, Chapters 12 and 13.
18. C.C. Coutant, *Nucl. Safety*, 12, 600 (1971); 18, 329 (1977).
19. J.P. Davis, *Nucl. Safety*, 15, 262 (1974); 16, 421 (1975).
20. United Engineers and Constructors, Inc., "Heat Sink Design and Cost Study for Fossil and Nuclear Power Plants," U.S. AEC Report WASH-1360, 1974; T.A. Elliott, *Power*, 117, No. 3, S-1 (1973); T.D. Kolflat, *Power Engrg.*, 78, No. 1, 32 (1974).
21. J.P. Rossie, et al., "Economics of the Use of Surface Condensers with Dry-Type Cooling Systems for Fossil-Fueled and Nuclear Generating Plants," U.S. AEC Report TID-26514, 1973.
22. M.C. Hu, "Engineering and Economic Evaluation of Wet/Dry Cooling Towers for Water Conservation," U.S. ERDA Report COO-24442-1, 1976.
23. "Preparation of Environmental Reports for Nuclear Power Stations," U.S. NRC Regulatory Guide 4.2, NUREG-0099, 1976, Chapter 6.

习 题

1. 甲状腺所吸收的碘其每天的生物排泄量约相当于碘含量的1/260。 ^{131}I 的放射性半衰期为8天。(a)试根据这些数据确定其有效半衰期。(b)问在0.02kg的甲状腺中沉积0.7 μCi ($2.6 \times 10^4 \text{Bq}$)的 ^{131}I 以后头10天中的累积剂量是多少?(c)该值与剂量负担如何比较?

2. 在离1.0mg ^{137}Cs 组成的 γ 点源0.5m距离处,软组织中的 γ 射线吸收剂量率是多少?铯-137的半衰期为30.1年,并在92%的衰变中放出0.66MeV的 γ 光子。

3. 人体内含有约18% (重量)且分布十分均匀的碳。 ^{14}C 的存在导致活体中每千克碳每秒大体上放出270个 β 粒子。试计算在70kg人体内 ^{14}C 的活性(以居里和贝克勒尔为单位)。假定每吸收一个 β 粒子,能量的沉积为0.054MeV,问每年的全身剂量是多少?

4. 根据例题2.2中的数据,试估算人体中 ^{40}K 的每年辐射剂量。 β 粒子和 γ 射线沉积的能量可以取为每次衰变0.64MeV。

5. 对于一般居民,水中 ^{90}Sr 的最大容许浓度值为 $3 \times 10^{-7} \text{Ci/m}^3$ (表9.5)。试根据骨骼中的能量沉积估算其相应的剂量率。摄入量中有2.25%被平均每人7kg的骨骼所吸收。生物半衰期为 1.8×10^4 天。每次衰变放出的 β 粒子的能量沉积为0.9MeV。辐射的QF为1.0,但MF可取作5.0以考虑骨骼中沉积的不均匀性。

6. 淡水鱼对于 ^{90}Sr 的生物累积因子近似为 $30 \times 10^{-3} \text{m}^3/\text{kg}$ (见§9.72)。试说明当水中 ^{90}Sr 的含量为最大容许浓度时食用其中生长的鱼类时的安全性。

7. 沸水反应堆主冷却剂中 ^{131}I 的典型活度值为 5mCi/m^3 。若蒸汽向透平厂房的泄漏率估计为0.16kg/s,问对该厂房的通风应有何种要求?

8. 压水反应堆安全壳设计中有一个内部空气净化系统,用以降低气载碘的浓度,然后让空气通过过滤器和吸收器再循环以便进一步净化。对于这样一个系统,每单位体积中碘活度A的变化率可以表示为下列关系式:

$$\frac{dA}{dt} = -A \frac{FE}{V},$$

其中F=内部循环流率, V=安全壳体积, E=除碘效率。

若体积为 $2.83 \times 10^4 \text{m}^3$ 的压水反应堆安全壳中初始碘活度为 $1.2 \times 10^{-8} \text{Ci/m}^3$,问净化系统运行16小时后碘的活度为多少?假定内部循环流率为 $4.8 \text{m}^3/\text{s}$,而除碘效率为0.63。

9. 一座额定功率为2000MW (el)的双机组轻水反应堆电厂计划沿一条河流设置,余热的排放采用直流式凝汽器冷却。若由于凝汽器的排放使河水平均温度的增加限定为 2°C ,问相应的最小河水流率为多大才能允许这样一种冷却布置?

10. 目前正在考虑在一个地点设置约10座1000MW (el)核反应堆的核能中心,可能还包括旨在保证燃料材料安全的一些布置。对于这样一种设施,设计上遇到的一个问题是如何提供足够的水源。(a)若10座1000MW (el)的轻水反应堆打算使用湿式冷却塔,85%的热量通过蒸发排走,试确定该装置所需要的补给水量。(b)约有2%的热量由排污水带走排到河流中。随着季节的变化,塔中排放水的温度势必随着周围空气温度的变化而变化,而河水温度

则与此无关。试考虑所需的河水流率，并讨论在季节变化期间排污水对于河流的环境影响。
(抽水率应限制在河水流量的15%。)

11. 画出两种主要的干塔式透平-凝汽器冷却系统的原理图。标出每种情况下蒸汽发生器的给水来源。

第十章 核反应堆屏蔽

反应堆屏蔽原理

引 言

10.1 在核反应堆及其有关设备的设计中,必须采用某种形式的屏蔽以减弱其放出的核辐射。设计屏蔽系统的主要目的在于保护运行人员不受这些辐射的可能伤害(第九章),而在某些情况下也为了减少结构部件所受的辐照。由于由反应堆进入屏蔽的辐射会产生内热源而且可能对屏蔽材料发生辐照“损伤”(第七章),因而必须算出整个屏蔽层内的射线类型及其强度。所以,核反应堆的屏蔽系统与屏蔽层内射线分布的研究密切相关,既为了将逸出堆外的射线减弱到可以接受的水平,也限制射线对于屏蔽材料的有害影响。

10.2 适用于某一具体堆型的屏蔽特性取决于该堆的用途,因此屏蔽设计被视为反应堆设计的一个组成部分。例如,一座普通动力堆的屏蔽是几种材料的组合系统,其外侧围以6—8英尺厚的混凝土。为教学与研究用的低功率反应堆则不需要如此厚的屏蔽,但也应有足够的屏蔽以备在可能的事故功率上升时仍能起保护作用。

10.3 反应堆屏蔽设计包含几个阶段,第一阶段是反应堆总体设计的一部分。从设计一开始就应规定不同部位上允许穿透屏蔽层的射线最大剂量率。为了确定这些数值,必须规定在运行期间人员进入不同区域与接近反应堆系统各部件的频繁程度。例如,必须注意燃料装卸设施,以及冷却剂回路与控制元件所在的部位等等。当弄清楚上述基本要求之后,就可以画出屏蔽系统的总轮廓。然后可以选择建筑材料与选定最优的布置,以使用最经济的方式(尺寸上与成本上)满足运行所要求的各部位上射线减弱的要求。屏蔽设计的后一阶段涉及解决许多局部问题的细节,诸如必须穿过屏蔽层的孔洞与管道的影响等等。对于输送或存放放射性物质的管道与设备,也必须给予足够的注意。

屏蔽设计

10.4 需要屏蔽的最重要射线源是来自反应堆堆芯的初级中子与 γ 射线以及由中子与堆芯外材料(如反射层、压力容器、屏蔽层等等)相互作用所产生的次级 γ 射线。然而,屏蔽设计所包括的内容还不止是选取一种或几种适当的屏蔽材料,并决定其厚度使总辐射效果(即以rem表示的中子与 γ 射线剂量当量之和,见§9.40等节)减低到可接受的数值。屏蔽层内辐射被吸收时将伴随着能量的释放,后者表现为热。为了确保屏蔽材料的完整性,必须知道其中的温度分布。因此,研究屏蔽层内的热量如何产生,也是屏蔽设计的一个基本方面,而这就需要了解整个屏蔽层厚度上的中子与 γ 射线分布与吸收的情况。

10.5 由于中子及 γ 射线与物质的相互作用基本上已为人所熟知,如果各种相互作用在所有能量下的衰减系数(相当于截面)均为已知,则屏蔽设计在原则上可用纯粹的解析方法进

行。但由于辐射源及其在反应堆堆芯及屏蔽内分布的复杂性质，这种纯解析方法十分困难。不过，在屏蔽设计的许多部分仍采用基于玻尔兹曼输运方程数值解的解析方法（§10.86等节）。还有各种半解析（或半经验）方法，其中利用了实验测量数据与相对较简单但却很近似的辐射输运模型。

10.6 早期屏蔽设计曾采用一种“比较法”，它对初步概念设计研究是有用的。在此方法中，用已知的反应堆及其屏蔽中取得的数据作为基础来预测另一座同类型反应堆-屏蔽体系的性能指标。这种设计方法显然只限于下列情况：即由以往经验或由实验测量结果可以取得资料的那一类屏蔽设计。

10.7 虽然我们对辐射屏蔽的理论基础已有充分的了解，而且现代计算机也可能求解非常困难的解析问题，但实际的反应堆屏蔽系统内的各种相互作用是如此复杂，使得屏蔽设计在某种程度上还只能依靠设计者的“艺术”。已采用实验方法测定各种屏蔽材料的整体（或宏观）特性，后者可用于半经验计算。此外，实验对于校核全厚度或近于全厚度的屏蔽系统总体模型是十分有用的。由此所得的数据不仅可用于所研究的具体系统内，而且可用于具有相似总体特性的其他屏蔽系统的比较设计中。

10.8 初看起来，似乎采用保守原则进行屏蔽设计就可使问题简化，也就是说，只需在每一步骤中引入一个安全系数。这种原则虽然在初步计算中是令人满意的，但由经济观点看来却没有现实性。由于屏蔽层的外周界随其厚度而增大，因此每增加一英尺的厚度其成本也将按此比例迅速增加，而安装费用与所占厂房面积也按同样比例加大。因此，反应堆屏蔽应设计得能够满足射线防护要求，但不应过分保守，除非为了加强结构强度而必须增添厚度。

10.9 反应堆屏蔽的主要目的在于减弱辐射。设计的细节取决于力学、结构、电气和建筑方面的考虑。本章内只讨论有关辐射的问题，但屏蔽设计师必须记住其他方面的要求⁽¹⁾。

10.10 反应堆屏蔽设计的各阶段大体如下：首先，必须决定各部位的最大允许辐射剂量率。这就要求了解反应堆及其附属设备的具体布置情况，并在可能条件下了解哪些设备的位置已固定，哪些设备的位置还允许稍加挪动。有必要知道堆芯内的功率分布与材料布置情况，以便决定辐射源分布。当取得了有关反应堆系统的资料之后，可以初步选择一种反应堆材料与屏蔽布置方案，以便于进行初步的射线屏蔽计算。如果所选的系统与现有数据的系统相似，则可采用比较设计法，至少在开始阶段是有用的；否则，必须采用分析（或半分析）方法。各部位处所选用的屏蔽材料可能不同，而且在设计进行过程中可能修改总的屏蔽布置。这种设计实质上是一种迭代过程，在接近最后阶段时，计算结果不断改进。在设计后期，总要利用各种适当程序作计算机计算。

10.11 如前所述，在屏蔽计算中必须同时考虑初级和次级辐射的减弱与分布。虽然近年来对次级 γ 射线的计算有很大进展，其精确处理仍是十分困难的，在下面即将阐明其原因。不过，利用实验数据进行近似计算可以对穿透屏蔽层的这种次级辐射上限值作出正确估计。在屏蔽设计中，虽然孔道与空洞的效应一般不大，但必须注意其设计应使由孔道与空洞泄漏的中子减到最低限度。为了使泄漏的辐射减弱到可接受的水平，有时必需在局部地点添设附加屏蔽。一般说来，在这种场合下必须采用先进的计算方法（即计算机程序）或模拟实验来校核设计。

10.12 在按照减弱辐射观点进行屏蔽设计的同时，必须注意由于吸收射线释放能量而引起的发热问题。如§10.21内所述，采用热屏是避免过度发热的一种方法。

反应堆系统的辐射

10.13 原则上说,可能由反应堆系统逸出的辐射中包括 α 和 β 粒子, γ 射线,各种能量的中子,裂变碎片,甚至有 (n,p) 反应产生的质子。然而,与屏蔽设计有关的辐射却只需考虑 γ 射线和中子两种,因为它们的穿透能力最强。能够有效地阻挡这两种射线的任何材料都自然能将其余所有辐射减弱到可以忽略不计的地步。

10.14 由图10.1可见反应堆所产生核辐射的复杂性,其中主要示出中子及各种 γ 射线。裂变过程本身产生裂变产物、中子及 γ 射线。这些辐射其后又在反应堆以内及屏蔽层中发生各种反应,从而生成各种复杂的其他辐射。就屏蔽设计目的而言,中子与 γ 射线可按其产生地分类:凡在堆芯内产生的称为初级辐射,而在堆芯以外的反射层、冷却剂和屏蔽材料中由初级辐射(主要为中子)与其他核的相互作用产生的称为次级辐射。

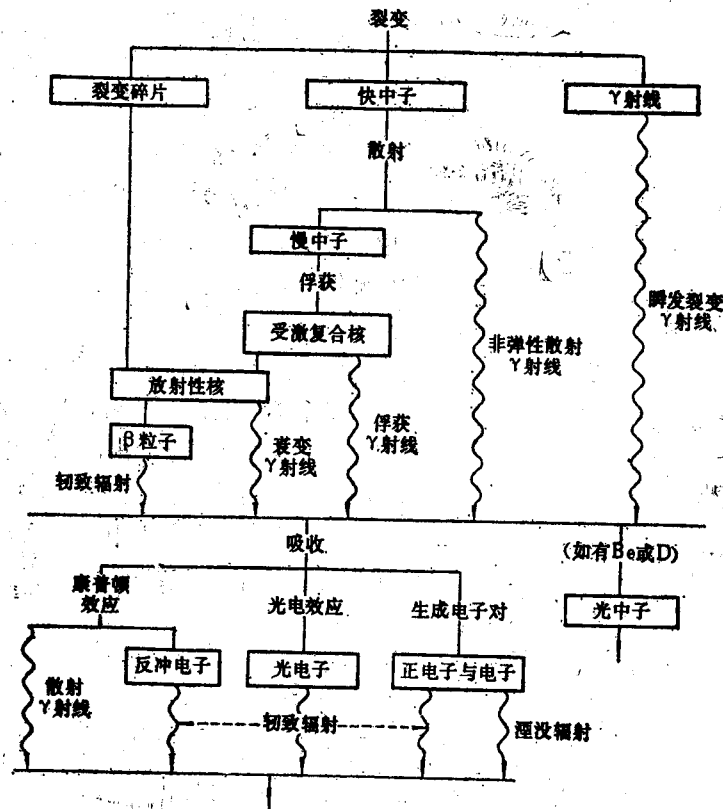


图10.1 核反应堆产生的辐射

10.15 最重要的初级辐射为快中子、瞬发裂变 γ 射线 (§2.194)、裂变产物衰变的 γ 射线和俘获 γ 射线。其中还包括有热中子、非弹性散射 γ 射线和中子俘获反应所生成的放射性产物的衰变 γ 射线。后一类 γ 射线对屏蔽层厚度影响不大,但堆芯外中子俘获所产生的次级 γ 射线则非常重要。此外,初级与次级 γ 射线的发热效应必须加以考虑。

10.16 快中子的能量范围很广,但在某些初步计算中将它们按统计方法归并在一群中进

* 中微子除外,它难以阻挡,但对人体无害。——译者

行处理比较方便。如在§10.78内将要叙述的那样，这一群中子的性质主要由能量在6—8MeV范围内的中子决定。瞬发裂变 γ 射线具有连续的能谱，约由0.5至10MeV（图2.27），但超过7MeV的射线强度很低，可忽略不计。在俘获 γ 射线中，除普通氢只放出单能 γ 射线外，大部分的其他常见元素的俘获 γ 射线谱都非常复杂，在许多情况下其能量一直高达8MeV。最后，还有衰变 γ 射线，其中不少具有大于2MeV的能量，直至5.4MeV。显然可见，初级 γ 射线不可能用统计方法归并处理，必须分别考虑每种不同的 γ 光子效应。然而，由于这种处理使问题极端复杂化，因此在实际应用中常将 γ 射线分为若干能群（如6群左右），分别算出其强度。这样就使射线屏蔽计算大为简化。

10.17 当由反应堆逸出的快中子进入屏蔽层后，首先就遭受散射碰撞而慢化。如果碰撞是非弹性的，则此过程将伴随产生非弹性散射 γ 射线。这类次级辐射必须由屏蔽层使之减弱。当快中子遭受一系列碰撞之后，进入低能区而被其他核俘获。结果所产生的俘获 γ 射线是次级辐射的主要部分。此外，有些俘获产物也是放射性的，它们发射 β 粒子，往往伴随发射 γ 射线。后者再加上 β 粒子与核相互作用产生的韧致辐射使屏蔽层内的次级辐射格外复杂化，虽然韧致辐射本身对于屏蔽层外辐射剂量的贡献并不大。这类辐射除了强度与能量各不相同以外，它们的产生地点还遍布于整个屏蔽层内，这就使屏蔽计算更加复杂化了。

10.18 如果在反应堆内还有铍或氘，不论是作为慢化剂还是反射层，它们分别与能量高于1.62及2.21MeV的 γ 射线相互作用时会产生光中子（§2.73）。*反应堆内有不少 γ 射线能量在上述阈能之上，例如能量高达8MeV，使光中子可能具有很高的能量。因此，它们的行为与裂变中子相同，而当它们逸出反应堆之外时，就会在屏蔽层内产生与俘获 γ 射线完全一样的辐射。

10.19 前面的讨论仅限于反应堆内裂变过程本身产生的辐射。反应堆冷却剂（如钠）俘获中子后会带有放射性，而乏燃料元件与裂变产物溶液也会产生辐射。在多数情况下它们只发射 β 粒子与 γ 射线，因此只需要考虑 γ 射线屏蔽。在这种情况下，由于没有中子从而没有次级 γ 射线，屏蔽计算大为简化。然而，乏燃料元件在裂变停止后几个小时之内仍将继续发射缓发中子，而在水冷反应堆内， $^{17}\text{O}(n,p)^{17}\text{N}$ 反应的结果会产生中子。这是由于上述反应产物 ^{17}N （半衰期4.1秒）衰变为 ^{17}O 的一种激发态，而后者的衰变模式之一是发射一个中子。

热屏蔽与生物屏蔽

10.20 屏蔽层所吸收的快中子与 γ 射线的能量实际上最终都退化为热能。这就意味着在中等或高功率反应堆内，有相当大量的热将在屏蔽层内释出。由于中子与 γ 辐射的吸收至少是按指数律衰减，因此上述热能中的绝大部分将在靠近反应堆的那一部分屏蔽层内放出。例如，假定在屏蔽层内表面（即最靠近反应堆）处的 γ 射线通量为 10^{17} 光子/ $\text{m}^2 \cdot \text{s}$ ，而在外表面处降低到 10^7 光子/ $\text{m}^2 \cdot \text{s}$ 。如果此均匀屏蔽层厚度为1m，则若设吸收按指数律分布（并非严格如此），则在最初0.1m的屏蔽层内 γ 射线通量将由 10^{17} 减到 10^{16} 。这就意味着屏蔽层在开始的10%厚度内吸收了入射 γ 能量的90%。同样可知，在最初20%的屏蔽层厚度内吸收了入射能

*实际上，如果受到能量足够高（超过中子结合能，一般约为6MeV以上）的 γ 射线照射，任何核素（除H外）都会产生光中子。由于这种 (γ, n) 反应截面很小，而且反应堆内6MeV以上的光子产生得又不多，故除铍与氘以外，其他核所发射的光中子可以忽略不计。

量的99%。

10.21 压水堆(PWR)与沸水堆(BWR)堆芯装置在厚壁钢制压力容器内。这些压力容器壁由于吸收辐射而发热,将引起不能接受的热应力。为了防止压力容器及主屏蔽(生物屏蔽)因过度发热而损坏,在反应堆堆芯与压力容器之间需要装上某种形式的热屏蔽。这种热屏一般采用钢制成,可以减弱堆芯的辐射从而降低射入压力容器壁和生物屏蔽中的通量。热屏吸收辐射而产生的热量由冷却剂载出。

10.22 在早期的压水堆内,支撑堆芯与导流用的钢制堆芯挡板(或围筒)与吊篮(见图12.1)厚度不大(25mm以下)。另外有一个独立的圆筒形热屏(厚约75mm)安装在吊篮与压力容器壁之间。然而,在以后的大型压水堆设计中,堆芯挡板与吊篮都加厚了(例如,分别达19及63mm),它们兼起热屏的作用。

10.23 在沸水堆内对热屏的要求不如压水堆那样迫切。这不仅是由于沸水堆压力容器壁厚度较小(15—18mm与23mm之比),而且还由于前者堆芯体积较大,从而在同样热功率下其功率密度较小。对同样功率输出,沸水堆压力容器壁上的压力与热应力都比压水堆中为小。不仅如此,沸水堆内堆芯周围的钢制挡板与喷射泵也起了部分热屏的作用。

10.24 由于热屏由重金属材料制成,它可以有效地减弱 γ 射线与快中子(通过非弹性散射)。这两种辐射携带了由堆芯漏出的绝大部分能量。在水冷堆内这些辐射在热屏中释出的热量由冷却剂载出,从而增加了发电的能量。在教学与科研用的低功率或中等功率反应堆内,并不需要设置热屏,但生物屏蔽当然是必需的。

反应堆屏蔽的要求

10.25 原则上说,反应堆本身的屏蔽问题包含三个方面:(1)快中子慢化,(2)慢化后(或原已慢化)的中子俘获,(3)各种形态的 γ 辐射的减弱,包括由反应堆堆芯产生的初级辐射及由中子与堆芯以外的材料相互作用而产生的次级辐射。

10.26 由于反应堆屏蔽主要涉及快中子与 γ 射线的减弱问题,因此对热中子堆与快中子堆两者并无根本区别。其间最主要的差异在于,由快中子堆泄漏的快中子数目一般比同功率的热中子堆更多。此外,快中子堆的转换区内由于铀-238的快中子裂变及(n, γ)反应,可能构成一个主要的辐射源。因此,其中的辐射源分布比热中子堆内更为复杂。

快中子慢化

10.27 低质量数的元素是最好的慢化剂;因此,常采用水中所含的氢作为屏蔽层的组分,以期通过弹性散射慢化中子。然而,对于高能中子,弹性散射截面一般很小,特别是低质量数元素更是如此。于是,如在屏蔽中加进一种(或几种)中等质量数或高质量数的元素,并利用其非弹性散射慢化中子,可能是有利的。这些物质并非优良的慢化剂,即它们不可能通过弹性散射显著降低中子能量,但它们通过非弹性散射可使高能中子迅速慢化。像铅、钨或铁等元素可以通过一次非弹性碰撞就将快中子能量降低到1MeV左右。而在此能量下氢的(弹性)散射截面仅约4靶。因此,利用中等或高质量数元素与氢的组合材料可以有效地慢化极高能量的中子。

10.28 虽然单独用氢(以水的形态)可作中子屏蔽,但单独用重元素作中子屏蔽却非常不理想。重元素与快中子的一次非弹性碰撞就可使其能量下降到1MeV以下,但其后的碰撞却

属于弹性性质。于是，需进行非常多次数的碰撞才能使中子能量降低到易被俘获的地步。与此同时，中子可能在屏蔽层内穿行很远的距离。在讨论中子俘获过程时，还要指出单独使用重元素（特别是铁）时的另一个缺点。

10.29 在热中子堆内，反射层可以作为一层重要的快中子屏蔽。反射层必定是一种良好的慢化剂，如水、重水、铍、氧化铍、石墨，因此它可以使堆芯逸出的大部分较快中子慢化。由于散射的结果，大部分慢化后的中子返回堆芯；如果这些中子最后漏出，它们也已变成了热中子。

慢中子俘获

10.30 反应堆屏蔽的另一个问题就是中子在慢化之后被俘获。这实际上是一个比较简单的过程，即使屏蔽材料内不含慢中子俘获截面很大或相当大的材料时也无问题。事实上，一般认为在含有足够多氢原子的屏蔽内，快中子在遭受非弹性散射之后就可以当作已被除去，因为它们进一步慢化并被俘获的概率非常大。

10.31 氢的热中子俘获截面仅为0.33靶，尽管如此，屏蔽层内为慢化目的而拥有的氢数量很大，足以吸收中子的一大部分。此外，铁的热中子俘获截面也相当大（ $\sigma_c = 2.5b$ ）。依靠铁原子俘获中子的缺点在于其俘获 γ 射线谱内有一能量为7.6MeV的较强分量，还有一能量为9.3MeV的较弱分量。为了减弱这些高能 γ 辐射，必须采取措施。应当注意，氢俘获中子时也会放出一个2.2MeV的 γ 光子，在屏蔽设计中必须加以考虑。

10.32 在反应堆屏蔽中采用铁成分时还应注意一个重要问题，即铁对能量约25keV的中子的（总）截面有一个极小值0.15b。因此，完全由铁构成的屏蔽相当于一种只让25keV中子顺利通过的过滤器，而除去了能量高于或低于此值的大部分中子。这种现象有时称为中子的能量穿透，而称铁在25keV处有一中子“窗”。由于铁有这种穿透效应，因此不允许用长铁棒穿过反应堆屏蔽层。当然，如果在铁的后面或铁层之间有另一种中子吸收材料（如水或混凝土），则这些25keV的中子将被慢化并吸收。因此，许多种不锈钢内含有足够的镍可以阻止中子的能量穿透，这一点是很重要的。

10.33 在屏蔽层内采用硼-10可以减低俘获 γ 射线问题的严重性，因为硼-10具有很大的热中子（ n, α ）反应截面。当硼-10吸收中子时也伴随发射一些 γ 射线，但能量仅约0.5MeV，因此很容易减弱。由于这种次级 γ 射线的能量很低，若在屏蔽层内适当地点放入一些硼，往往可以减少屏蔽厚度。在快中子堆内，靠近反应堆的屏蔽层采用硼与一种慢化剂（如碳）的混合物。由反应堆逸出的许多中子在其中被慢化并为硼所俘获，从而其后的屏蔽中要求减弱的倍数相应减小。

10.34 由于镉很容易俘获慢中子，同时质量数也很高，似乎适于用作屏蔽材料。然而，此处的困难与铁相似，其俘获 γ 射线能谱具有高能成份。如果由于某种原因必须用镉片作为屏蔽层的一部分，则应将其布置在靠近反应堆的地点，使得它外面有足够厚的材料可以减弱其俘获 γ 射线。在屏蔽层内采用像镉这样在有限能区内具有极高共振峰（在大约1eV以下）的材料时，还可能有另一缺点。虽然在此能区内的中子已被俘获，但能量高于此能区的大部分中子将穿透到屏蔽之外。这样，过分依赖一种看上去是中子强吸收剂的材料，将会产生危险的后果。

γ辐射的减弱

10.35 屏蔽问题的第三或最后一方面是各种初级与次级γ射线的减弱。从这些辐射的行为看来，它们的来源并不重要；在给定介质内的减弱程度只取决于其能量 (§2.65)。所有各种物质都能在一定程度上减弱γ射线；对于给定能量的光子，其线性衰减系数（宏观截面）随物质密度而增加。这一系数大体上正比于密度，因此如§2.67所示，将特定能量γ辐射减弱到同等程度所需的各种材料厚度反比于其密度。所以在屏蔽层厚度成为重要问题的场合下，应采用高密度材料来减弱γ射线。

屏蔽材料⁽²⁾

10.36 屏蔽所用材料可按其功能分为三大类：(1)重的或较重的元素，用以减弱γ辐射并通过非弹性碰撞使高能中子慢化到1MeV左右；(2)含氢材料，用以使1MeV以下的中子通过弹性碰撞慢化；(3)俘获中子而不产生高能γ射线的材料，特别是含硼材料。虽然以下分别讨论这三类材料，但可以看到有些材料往往能满足上述两种或所有三种目的。

重元素

10.37 呈碳钢或不锈钢形态的铁通常用作热屏材料；如前所述，这种热屏可以吸收反应堆堆芯逸出的γ射线与快中子能量的绝大部分。事实上，两三层钢板中间用水隔开可以构成非常有效的中子与γ射线屏蔽，正如压水堆内所采用那样。在屏蔽结构中除可采用大块铁以外，还可用铁的切屑或冲屑以及氧化铁作为混凝土屏蔽层的骨料。下面即将介绍含某种形态的铁或钨等重元素的特种混凝土。

10.38 由于铅与铅合金具有高密度且易于加工，它们在一定程度上也用于核反应堆屏蔽。对于能量在2MeV区域的γ射线，使之减弱到同样程度所需的铅与铁屏蔽体质量大体相同。然而，对于能量高于或低于此值的γ射线，铅的减弱能力比铁的大得多。但由于铅的熔点较低，仅能用于温度不太高的场合。

含氢材料

10.39 作为中子屏蔽的含氢材料的价值首先取决于其中的氢含量；此值最好用每单位体积内的氢原子（或核）数来表示。就这一方面而言，水的位置占先，含氢 6.7×10^{28} 原子/ m^3 ，而且它还具有价格低廉的优点。事实上，水可能是最好的中子屏蔽材料，虽然它屏蔽γ射线的能力很差。水在常压下沸点较低而且易遭受辐照分解 (§7.149)，这是它用于反应堆屏蔽中的两个缺点。另一方面，水是载出辐射吸收所生热量的良好介质。

10.40 混凝土值得推荐作为普遍适用的屏蔽材料；它强度高，价格低，既可制成砌块又可整体浇注。因此，它比其他任何材料都更广泛地用于固定式反应堆的屏蔽中。普通混凝土密度为 $2.3 Mg/m^3$ ，在固化后一般含7—8%重量的水，即大约 1.4×10^{28} 氢原子/ m^3 。虽然后一数值远小于水中的氢含量，但混凝土内还含有大量的氧，可以部分地弥补这一差距。混凝土的快中子分出宏观截面约为 $8.5 m^{-1}$ ，而水约为 $10 m^{-1}$ 。然而，混凝土减弱γ射线的能力比水优越得多；这主要由于其中含有约50%重量的较重元素，如钙与硅。

10.41 采用混凝土作反应堆屏蔽的缺点之一是商用材料中的成分与含水量变化很大。

这种变化使屏蔽设计师在计算屏蔽层内辐射分布和减弱时其结果的不确定程度增加。虽然混凝土固化后的含水量对屏蔽设计十分重要,但其数值却不能确知。看来7%重量比的含水量已适于作中子屏蔽,但更高的含水量是更为有利的^[3]。然而,含水量的增加将导致密度减低与结构强度下降的缺点。另一个问题是当混凝土遇热时会失水,如在它吸收辐射能量时就会如此。据报道,采用一种称为蛇纹石的矿石(含水硅酸镁)作为混凝土骨料,可以在430—480°C的高温下保持其中的结晶水^[4]。

10.42 已经为特殊情况下的反应堆屏蔽发展了含有相当高质量数元素的各种特殊(重)混凝土,其密度高于通常数值^[5]。*采用这类重混凝土之后,用较普通混凝土为薄的屏蔽层就可使中子与γ射线减弱到同样的程度。在某些情况下这将是一种优点。例如,在研究用反应堆内,为了实验的便利,希望穿过屏蔽层的孔道愈短愈好。然而,对许多反应堆用途而言,如果空间不是重要问题,则由于普通混凝土比重混凝土便宜得多,因此前者仍然是最受欢迎的屏蔽材料。

10.43 在反应堆屏蔽中应用最广的重混凝土是重晶石混凝土和含铁混凝土。此外,还研究了磷铁混凝土。在重晶石混凝土内,用重晶石(主要含硫酸钡)代替了普通混凝土内的大部分砂石骨料^[6]。可以用褐铁矿($\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$)或褐铁矿与钢(铁)冲屑混合物部分地或全部取代重晶石骨料。褐铁矿内所含结晶水有利于减少含铁屏蔽层内25keV中子的穿透(§10.32)。表10.1内列出了反应堆屏蔽层所用两种相当典型的重混凝土成分及密度;其快中子分出宏观截面分别为 10.5 及 16m^{-1} (可与普通混凝土的 8.5m^{-1} 相比较),而对4MeV γ射线的衰减系数分别为 10 及 13m^{-1} (普通混凝土仅 6.6m^{-1})。因此,重混凝土的屏蔽能力显然优于普通混凝土。

表10.1 反应堆屏蔽用重混凝土

重晶石混凝土 (密度 $3.5\text{Mg}/\text{m}^3$)	重量%	铁混凝土 (密度 $4.5\text{Mg}/\text{m}^3$)	重量%
重晶石	60	钢冲屑	57
褐铁矿	22	褐铁矿	26
波特兰水泥	11	波特兰水泥	13
水	7	水	4

10.44 为反应堆屏蔽曾经发明了各种改进的混凝土与相应的混合物。有一种商品称为“铁砂浆”,内含52%重量的铁和5%以上的水;密度为 $5.3\text{Mg}/\text{m}^3$ 。此种混凝土的快中子分出宏观截面为 11m^{-1} ,而对4MeV的γ射线的线性衰减系数为 19m^{-1} 。混凝土内还加入了硼化合物,如硬硼钙石($2\text{CaO} \cdot 3\text{B}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$),以便增大中子俘获概率而不产生高能γ射线。虽然硬硼钙石对混凝土的凝固性质有不利影响,但可用适当的配比与添加剂克服此缺点。

含硼材料

10.45 除混凝土外,还在其他材料内掺入硼作为中子吸收剂。例如,掺硼石墨(硼元素

• 有趣的是,据记载,在被用于反应堆屏蔽的几年之前,含铁与铁矿石的重混凝土已被用于建筑工程中。

•• 原书误为 $3.5\text{Mg}/\text{m}^3$ ——译者。

与石墨的混合物)被用于快中子堆屏蔽内 (§10.33)。掺硼的钢用于屏蔽结构以减少次级 γ 射线。像碳化硼铝(含30—50%重量B、C及铝)以及含硼的环氧树脂或树脂浸渍的木板这一类材料已用作局部屏蔽。在特殊情况下,当采用重金属与水作屏蔽时,最好在水中加入可溶性硼化合物。在这类屏蔽中,大部分重金属布置在靠近堆芯的部位,因此在屏蔽层的外区没有多少阻挡次级 γ 射线的材料。此时溶于水中的硼可以起减少次级 γ 射线的作用。

辐射衰减计算

点核法

10.46 在屏蔽研究中,会遇到各种形状的辐射源,如点源、直线源、平面源等等。测量或计算某种屏蔽材料中辐射衰减的情况往往也涉及点源或面源。因此如能把由一种形状源取得的屏蔽数据转换为其他形状源的数据将会是有用的。为此目的,可利用所谓点核法,其原理为:一探测器(或其他接收器)由一分布源接受的辐射可视为由该分布源相应的各点接受的辐射之总和(或积分值)。这就是说,假设构成此分布源的各点源之间不发生相互作用。

10.47 点核法还用于解决除屏蔽研究之外的许多其他问题,但此处将专门讨论其在屏蔽研究中的应用。此时点核 $G(|r'-r|)$ 定义为 r' 处每秒发射一粒子(中子或 γ 光子)的点源在空间点 r 处的探测器中产生的响应 (§9.30)。设 $S(r')$ 为位于空间点 r' 处的辐射源强度;后者可表示为每秒每单位长度(线源)、或单位面积(面源)、或单位体积(体积源)所发射的粒子(光子或中子)数目。考虑 r' 处的一小空间元 dr' , 它可以是长度、面积或体积的一个小增量;于是可将其视为一点源,按 $S(r')dr'$ 的速率发射粒子。于是,在 r 处探测器对此点源的响应为

$$d\phi(r) = S(r')G(|r'-r|)dr'. \quad (10.1)$$

按点核原理,一各向同性探测器对一有限大源的响应可将方程(10.1)对整个源积分求出;这样,

$$\phi(r) = \int_{\text{源}} S(r')G(|r'-r|)dr'. \quad (10.2)$$

10.48 一般地说,点核取决于距离 $|r'-r|$ 及粒子的类型、能量和源与探测器连线上材料的成分。此种核与探测器响应可用有关的不同形式表出,如用粒子通量、能量通量或吸收剂量 (§9.31)。在以下的处理中,采用我们熟悉的粒子通量表示;这一数值乘上适当的因子后可以转换为其他任何单位。

10.49 点核法的最简单应用就是求解一发射 S_1 粒子/m·s的线源问题。若 dl 为一小段长度元,则在特定点上探测器的响应可由方程(10.2)表出为

$$\phi(R) = \int_l S_1 G(R) dl, \quad (10.3)$$

其中积分对源的全长 l 进行。式中点核写作 $G(R)$, 而 R 相当于 $|r'-r|$, 为 r 处探测器与线源上各点 r' 的距离。在 §10.63 内还将根据一实际屏蔽问题进一步推演方程(10.3)。

均匀平面源辐射的衰减

10.50 半径为 a 的一均匀圆形平面(盘状)源发射 S_s 粒子/ $m^2 \cdot s$ 表示在图10.2内;探测器(或辐射接收器)位于圆盘轴线上的 P 点。考虑一半径 ρ 宽度 $d\rho$ 的窄圆环,其面积为 $2\pi\rho d\rho m^2$ 。圆环上的每一点与探测器的距离均相同并等于 R ;因此,由圆环放出的辐射相当于一每秒发射 $2\pi S_s \rho d\rho$ 个粒子的点源。按方程(10.1),探测器对此的响应 $d\phi$ 为 $2\pi S_s \rho d\rho G(R)$,其中 $G(R)$ 为适当的点核。由于 $R^2 = \rho^2 + z^2$,其中 z 为探测器与盘状源的垂直距离,于是有

$$2\rho d\rho = 2RdR.$$

因此 $d\phi$ 的表达式可写为

$$d\phi = 2\pi S_s R G(R) dR.$$

对整个圆盘积分,即由 $R=z$ 到 $R=\sqrt{z^2+a^2}$,则可得

$$\phi_d(z, a) = 2\pi S_s \int_z^{\sqrt{z^2+a^2}} R G(R) dR. \quad (10.4)$$

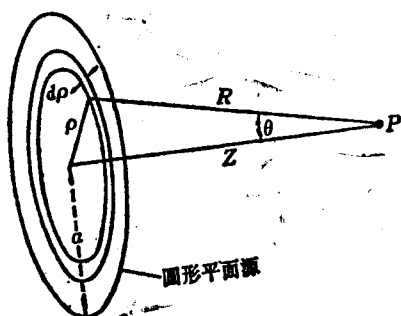


图10.2 均匀圆形平面源的探测器响应

其中 $\phi_d(z, a)$ 为位于半径 a 的圆盘轴线上垂直距离为 z 处的响应。*由于假设此圆盘源为均匀的,源强 S_s 与 R 无关,故已移出积分号外。对于大圆盘源,即假设半径趋于无限大的平面源**,可将积分上限记为无限大,从而

$$\phi_{p1}(z, \infty) = 2\pi S_s \int_z^{\infty} R G(R) dR. \quad (10.5)$$

10.51 方程(10.4)及(10.5)分别称为点到圆盘与点到平面的变换式。如由实测或计算或能用解析表示求得点核,则可在相应的积分限之间进行积分可求出圆盘源或大平面源在探测器中的响应。

指数型点核

10.52. 前述结果写成完全普遍适用的形式,与点核 $G(R)$ 的实际形式或辐射的性质均无关。然而,若 $G(R)$ 可用相当简单的形式表出,则大大有利于进行上述变换式的积分。具体地说,由指数型的点核可以得到很有用的分布源辐射衰减计算结果。

10.53. 考虑一各向同性点源发射 S_s 单能粒子/ s 。若介质没有减弱射线的作用,则距源 Rm 处的粒子通量为 $S_s/4\pi R^2$ (参看§9.32),因为在半径 R 的球面上总面积为 $4\pi R^2$ 。在第二章内已见,至少对窄束辐射而言,介质对单能辐射的减弱作用可写成射线在介质内穿行直线距离的指数形式。因此,在距源 R 处的探测器对未经碰撞粒子通量的响应(§2.61)为

$$\phi(R) = \frac{S_s}{4\pi R^2} e^{-\mu R}, \quad (10.6)$$

其中 μ 为 γ 射线的线性衰减系数或某一能量中子的宏观总截面,视粒子的性质而定。如§2.115脚注内所述,这两个量是等价的。鉴于点核的定义为探测器对每秒发射1粒子的点源的响

- 由于距探测器最远的区域对其响应的贡献最小,因此也可用该圆盘状源来代替面积相同的方形平面源。
- 有限大盘状源用下角标 d 表示,而无限大平面源则用下角标 $p1$ 表示。

应，于是对未经碰撞粒子通量的指数型点核可由下式给出：

$$G(R) = \frac{e^{-\mu R}}{4\pi R^2} \quad (10.7)$$

10.54 若点源与探测器之间的介质多于一种材料，则方程(10.6)及(10.7)内的指数 μR 可定义为

$$\mu R = \sum \mu_i x_i,$$

其中 μ_i 为第 i 种材料的衰减系数而 x_i 为源与探测器间连线上第 i 种材料的厚度。由于辐射(无论中子或 γ 射线)的平均自由程等于其宏观截面的倒数(§2.123)，由此可知 μR 一般等于由源到探测器之间辐射所经历的自由程数目。

10.55 在实际的屏蔽情况下，在各向同性点源与探测器之间可能插入一块板状屏蔽；在该板与源及探测器之间都有一层空气介质。(以下的处理也适用于大半径的厚圆筒状屏蔽，可近似按板状处理。)令空气介质、屏蔽层、空气介质三层的厚度分别为 t_1, t_2 及 t_3 (图10.3)。辐射所穿行的路程长度在三层中均为 $t \sec \theta$ ，此处 θ 为粒子路径与屏蔽板表面法线的夹角。因此，在此情况下，方程(10.6)及(10.7)内的 μR 及 R 可写为

$$\mu R = (\mu_1 t_1 + \mu_2 t_2 + \mu_3 t_3) \sec \theta$$

及

$$R = (t_1 + t_2 + t_3) \sec \theta.$$

其中 μ_1 及 μ_3 均系空气的衰减系数。由于 μ_1 及 μ_3 一般很小，可将其忽略，因而指数项内的 μR 可近似表为

$$\mu R \approx \mu t \sec \theta, \quad (10.8)$$

其中 t 为板状屏蔽的厚度而 μ 为其衰减系数。方程(10.6)及(10.7)内分母中的 R 值可以很方便地表示为

$$R = z \sec \theta, \quad (10.9)$$

其中 $z = t_1 + t_2 + t_3$ 。这一结果当然也可以推广到包含几层不同材料的屏蔽中去。

积 累 因 子

10.56 对于相对较薄的屏蔽材料层，特别是在高能光子情况下，辐射粒子经一次散射后再达到探测器的概率很小(图10.4)。这时所测出的粒子总通量基本上与方程(10.6)所给出的未经碰撞的粒子通量相同。另一方面，如果屏蔽层足够厚，某些粒子在与吸收体进行两次或多次散射碰撞后却可能达到探测器(图10.5)。在此情况下受散射的粒子并未除去，因而在观测点处的粒子通量超过了未经碰撞粒子通量的值；于是简单指数表达式(实际上代表未经碰撞粒子的通量)给出的结果偏低。

10.57 为了计入由点源到达探测器的受碰撞(或散射)粒子通量，比较方便的是引入一个点积累因子 $B(\mu R)$ ，后者为材料内平均自由程数以及光子能量的函数。于是，距单能点源 S_s

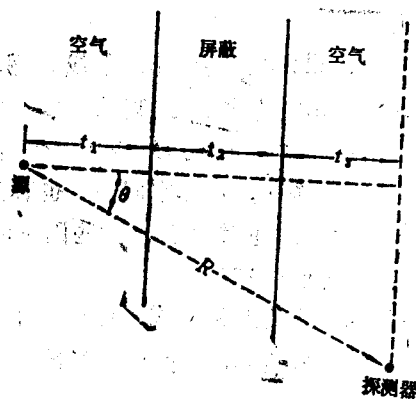


图10.3 点源辐射的衰减

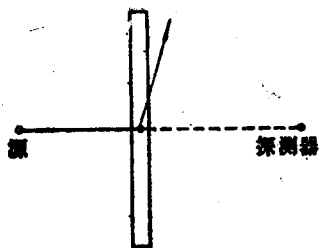


图10.4 薄屏蔽层内辐射的散射

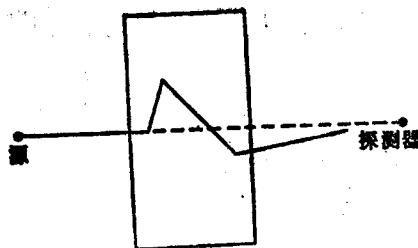


图10.5 厚屏蔽层内辐射的散射

距离为 R 处的光子总(受碰撞及未经碰撞)通量可写成

$$\phi(R) = S_p B(\mu R) \frac{e^{-\mu R}}{4\pi R^2} \quad (10.10)$$

而相应的点核表达式为

$$G(R) = B(\mu R) \frac{e^{-\mu R}}{4\pi R^2}$$

上述积累因子概念原则上既可用于 γ 射线也可用于中子,但一般无例外地只用于 γ 射线。在§10.77等节内将看到,处理中子的方法与此稍有不同。

10.58 对于各向同性点源与单向平面源的各种响应,已由理论上算出 γ 射线的积累因子。点源积累因子对于点衰减核具有特殊意义。计算结果给出积累因子与 γ 射线平均自由程数目 μx 的函数关系,此处 x 为特定材料内沿射线路径的距离,如§10.54所定义。表10.2内数值适用于按伦琴(或单位时间内伦琴数)表示的照射量(或照射量率),虽然它们通常也称为“剂量”积累因子。在计算 γ 射线在人体软组织内的吸收剂量(或剂量率)时,这些因子可用作很好的近似值。能量吸收(或沉积)的积累因子也已算出(§10.125)。

10.59 为了能进行点衰减核内的积分,必须将积累因子表为解析形式。已提出几种不同的表达式;有一种特别方便但比较近似的表达式称为泰勒型表达式,它是两个指数项之和,即

$$B(\mu x) = A e^{-\alpha \mu x} + (1-A) e^{-\beta \mu x}$$

此式很容易与未经碰撞粒子通量的衰减指数表达式结合^[9]。表10.3内列举了系数 A , α 及 β 的一些数值。一种更精确的表达式称为伯格型:

$$B(\mu x) = 1 + \mu x (A e^{C \mu x})$$

其中 A 及 C 在给定材料中取决于光子能量^[10]。第一项(1)表示未经碰撞通量的贡献,而后一项代表散射的贡献。可以取得几种材料在一定的光子能量范围内的 A 与 C 数值表^[11]。在这种表达式的简单修正形式中,令 C 等于零;于是指数项等于1而结果化为线性形式:

$$B(\mu x) = 1 + D \mu x$$

其中 D 取决于 γ 射线能量与屏蔽材料性质。这种形式的积累因子表达式对于能量为2MeV或更高的光子,特别是对于高质量数屏蔽材料是一种良好的近似。

10.60 在以上处理中只计算了单一(或均匀)屏蔽材料内的积累因子。然而,有些屏蔽包含两种不同材料,例如铁与水。于是情况大为复杂,因为所采用的积累因子数值包含不确

•严格说来,计算所得积累因子适用于无限大均匀吸收介质,但实际上也常用于有限大非均匀介质。

表10.2 各向同性点源的 γ 射线
照射量积累因子

材料	能量 (MeV)	μx							
		0.5	1.0	2.0	4.0	7.0	10	15	20
水 ^[1]	0.5	1.60	2.44	4.84	12.6	31.9	61.2	135	243
	1.0	1.47	2.08	3.80	7.63	15.8	25.8	47	73
	2.0	1.38	1.83	2.81	4.98	8.63	12.7	20	28
	5.0	1.29	1.57	2.10	3.12	4.64	6.15	8.6	11
	10.0	1.21	1.39	1.70	2.28	3.13	3.94	5.25	6.1
混凝土 ^[1] (密度 2.53Mg/m ³)	0.5	1.57	2.27	4.04	9.02	20.3	36.7	76.2	132
	1.0	1.45	1.98	3.25	6.45	12.8	20.8	37.3	57.5
	2.0	1.37	1.78	2.66	4.63	8.00	11.7	18.6	26.1
	4.0	1.30	1.60	2.19	3.37	5.25	7.21	10.6	14.1
	6.0	1.26	1.49	1.93	2.80	4.15	5.53	7.88	10.3
	10.0	1.20	1.36	1.65	2.22	3.12	4.04	5.65	7.32
铁 ^[1]	0.5	—	1.98	3.09	5.98	11.7	19.2	35.4	55.6
	1.0	—	1.87	2.89	5.59	10.2	16.2	28.3	42.7
	2.0	—	1.76	2.43	4.13	7.25	10.9	17.6	25.1
	3.0	—	1.55	2.15	3.51	5.85	8.51	13.5	19.1
	4.0	—	1.45	1.94	3.03	4.91	7.11	11.2	16.0
	6.0	—	1.34	1.72	2.58	4.14	6.02	9.89	14.7
	10.0	—	1.20	1.42	1.95	2.99	4.35	7.54	12.4
铅 ^[1]	0.5	—	1.24	1.42	1.69	2.00	2.27	2.67	2.73
	1.0	—	1.37	1.69	2.26	3.02	3.74	4.81	6.86
	2.0	—	1.39	1.76	2.51	3.66	4.84	6.87	9.00
	3.0	—	1.34	1.68	2.43	3.75	5.30	8.44	12.3
	4.0	—	1.27	1.56	2.25	3.61	5.44	9.80	16.3
	6.0	—	1.18	1.40	1.97	3.34	5.69	13.8	32.7
	10.0	—	1.11	1.23	1.58	2.52	4.34	12.5	39.2

定性, 特别当多层材料各组分的原子序数相差很大时尤其如此。产生这种困难的原因在于光子在穿透任何介质时其能量分布(或能谱)将变化; 不论入射光子是否单能均有此现象。 γ 谱的变化是各种能量的光子受散射与吸收而造成的。出射 γ 射线的能量分布按复杂的规律取决于光子初始能量、介质的性质及其厚度。其结果之一便是, 对于由轻与重两种材料组成的复合屏蔽层, γ 射线的能谱及其衰减程度取决于轻材料在重材料之前还是之后。

10.61 已有许多估算方法可用于处理这类问题^[12]。如果各层材料的质量数(或原子序数)相差不大, 则将各层的 μx 值相加可得到较好的近似。然后在每种材料的积累因子表上查出相应于各 μx 总和值的积累因子, 取其中最大者用于计算。当一种材料的质量数显著高于另一种材料时, 例如铁与水的情况, 则积累因子取决于各层的次序。如果光子先穿过水层然后进入铁内, 则综合的积累因子可取铁内相应于总 μx 的数值。当两者次序颠倒, 则积累因子一般较大, 但具体数值取决于光子能量。对低能光子, 总的积累因子大体等于两层材料分别的

表10.3 各向同性点源的指数（照射量）积累因子方程的系数

材料	系数	γ射线能量 (MeV)						
		1.0	2.0	3.0	4.0	6.0	8.0	10.0
水	A	19.6	12.6	11.1	11.2	8.38	4.63	3.54
	-a	0.090	0.053	0.036	0.025	0.018	0.026	0.030
	β	-0.025	0.019	0.036	0.030	0.042	0.071	0.087
混凝土 (密度2.35 Mg/m ³)	A	25.5	18.1	13.6	11.5	10.8	8.97	4.02
	-a	0.072	0.043	0.032	0.026	0.015	0.013	0.029
	β	-0.018	0.008	0.020	0.025	0.029	0.030	0.068
铁	A	25.0	17.6	13.2	9.62	5.87	3.24	1.75
	-a	0.061	0.046	0.044	0.047	0.061	0.075	0.099
	β	-0.025	-0.005	0	0	0	0.021	0.066
铅	A	2.98	5.62	5.58	3.90	0.93	0.368	0.311
	-a	0.035	0.035	0.054	0.085	0.179	0.237	0.240
	β	0.135	0.044	0	-0.024	-0.046	-0.059	-0.278

积累因子之积。若光子的初始能量高于重材料衰减系数曲线上极小值处的能量（参看图2.10），则假设进入水中的光子均具有后一能量值并求出相应的积累因子。

线源辐射的衰减

10.62 在本节和以后几节内，将板状屏蔽的点核与前面求得的某些结果结合起来运算；虽然这类处理方法并不精确，但却经常使用。除了辐射性质和所穿透的材料性质等参数外，还作了如下假设，即探测器的响应只取决于每一点源与探测器间连接的直线上所穿过材料（包括空气介质）的路程长度。因此，其中忽略了可能很重要的边界效应，以及绕过屏蔽层散射到探测器的那些辐射。在求以下结果时必须记住上列假设。

10.63 考虑一根长的圆柱形乏燃料棒或一根装有放射性液体的长管；这两者都可按各向同性线源处理。欲求此种线源的辐射在穿过厚度为 t 的板状屏蔽后在一探测器内的响应，可将方程(10.10)内的点核代入线源方程(10.3)，其中 μR 与 R 分别由方程(10.8)及(10.9)求得。为计算式内的积分，将源上任意点到探测器间的距离 R 用线源与探测器位置P点的垂直距离 z 及其间夹角 θ 表出，如图10.6所示；因此， $R=z\sec\theta$ 。未经碰撞的粒子通量点核（即积累因子等于1时）可写成 z 、 t 和 θ 的函数；于是

$$G(z, t, \theta) = \frac{e^{-\mu t \sec \theta}}{4\pi R^2} = \frac{e^{-\mu t \sec \theta}}{4\pi (z \sec \theta)^2}.$$

此外，由图10.6可知

$$dl = z \sec^2 \theta d\theta.$$

将这些结果代入方程(10.3)并对线源全长积分，即由 $\theta=0$ 到 $\theta=\theta_1$ 及由 $\theta=0$ 到 $\theta=\theta_2$ ；于

是有

$$\phi_1(z, t) = \frac{S_1}{4\pi z} \left(\int_0^{\theta_1} e^{-\mu t \sec \theta} d\theta + \int_0^{\theta_2} e^{-\mu t \sec \theta} d\theta \right) \quad (10.11)$$

10.64 函数 $F(\theta, x)$ 有时称为正割积分, 它的定义为

$$F(\theta, x) \equiv \int_0^{\theta} e^{-x \sec \theta} d\theta,$$

因此方程 (10.11) 可写成

$$\phi_1(z, t) = \frac{S_1}{4\pi z} [F(\theta_1, \mu t) + F(\theta_2, \mu t)]. \quad (10.12)$$

在文献[15]中可找到各种 θ 与 x 值下函数 $F(\theta, x)$ 的曲线。

10.65 若已知屏蔽材料的线性衰减系数, 则可由方程 (10.12) 算出距任一各向同性单能线源垂直距离为 z 的辐射穿过厚度为 t 屏蔽层后在探测器内的响应。上述结果只是对未经碰撞通量的响应; 但如积累因子 $B(\mu x)$ (其中 $x = t \sec \theta$) 可用 $\mu t \sec \theta$ 的解析函数表出, 则可将其包括在方程 (10.12) 的积分内, 从而算出受碰撞的通量响应。

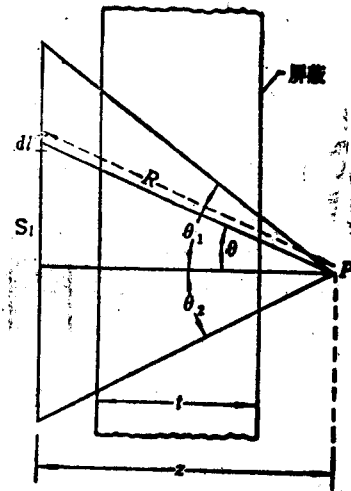


图10.6 探测器对于一个受屏蔽线源的响应的计算

平面源辐射的衰减

10.66 设在图 10.2 内的各向同性盘状平面源及 P 点处的探测器之间放入一厚度为 t 的板状屏蔽。在表示未经碰撞通量的衰减点核方程 (10.7) 时 (其中 μR 由方程 (10.8) 给出), 比较方便的是在指数内用 R/z 代替 $\sec \theta$ (见图 10.6), 因而

$$G(R, t, z) = \frac{e^{-\mu t R/z}}{4\pi R^2},$$

其中 $G(R, t, z)$ 为源上任一点到探测器距离 R 、屏蔽厚度 t 及探测器到圆盘的垂直距离 z 的函数。将此核代入方程 (10.4), 可得出未经碰撞的通量为

$$\phi_a(a, t, z) = \frac{S_a}{2} \int_z^{\sqrt{z^2+a^2}} \frac{e^{-\mu t R/z}}{R} dR, \quad (10.13)$$

其中 a 为圆盘的半径。

10.67 为计算此积分, 引入一新变量 $q \equiv \mu t R/z$; 于是方程 (10.13) 可变换为如下形式:

$$\phi_a(a, t, z) = \frac{S_a}{2} \int_{\mu t}^{\mu t \sqrt{1+(a/z)^2}} \frac{e^{-q}}{q} dq. \quad (10.14)$$

注意到当 $R=z$ 则 $q=\mu t$ (下限) 及当 $R=\sqrt{z^2+a^2}$ 则 $q=\mu t \sqrt{1+(a/z)^2}$ (上限), 由此得出新的积分限。方程 (10.14) 内的积分可写成两个相似积分之差; 这样有

- 曾建议称之为 Sievert 积分^[13], 因为 R.M. Sievert 博士首先将此积分用于屏蔽计算^[14]。
- 有一种实用的近似公式, 特别是对于 $x > 4$ 及 $\theta > \pi/8$ 弧度时有 $F(\theta, x) \approx 1.2e^{-x} x^{-0.5}$ 对较小的 θ 角, 对通量的贡献可忽略不计; 对较小的 x 值, 此近似式趋于高估了 $F(\theta, x)$, 因此用于屏蔽计算是偏于保守的。

$$\phi_a(a, t, z) = \frac{S_a}{2} \int_{\mu t}^{\infty} \frac{e^{-q}}{q} dq - \frac{S_a}{2} \int_{\mu t \sqrt{1+(a/z)^2}}^{\infty} \frac{e^{-q}}{q} dq. \quad (10.15)$$

10.68 方程(10.15)内的每一积分都属于所谓指数积分函数形式, 其定义为

$$E_n(x) = x^{n-1} \int_x^{\infty} \frac{e^{-p}}{p^n} dp,$$

其值可在表册与手册内查得^[16]。在方程(10.15)内的积分属于一阶指数函数($n=1$), 用 $E_1(x)$ 表示; 图10.7内对各宗标 x 值画出 $E_1(x)$ 的曲线。用相应的 $E_1(x)$ 函数形式代替积分项后, 方程(10.15)变为

$$\phi_a(a, t, z) = \frac{1}{2} S_a \{E_1(\mu t) - E_1[\mu t \sqrt{1+(a/z)^2}]\}, \quad (10.16)$$

其中 $\phi_a(a, t, z)$ 为半径 a 的单能 γ 射线盘状源受厚度为 t 的板状屏蔽减弱后在离源垂直距离为 z 的探测器处引起的响应。对于无限大平面源, 即 $a=\infty$, 方程(10.15)的第二个积分等于零; 因此, 对于未经碰撞的通量有

$$\phi_{p1}(t, \infty) = \frac{1}{2} S_a E_1(\mu t). \quad (10.17)$$

10.69 在采用§10.59所述任一方程形式的积累因子后, 可以将受碰撞(散射)通量考虑

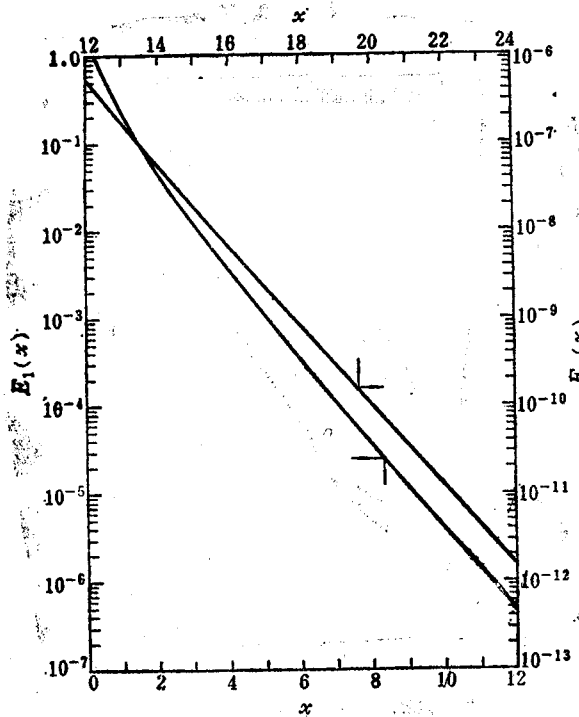


图10.7 一阶指数积分函数值

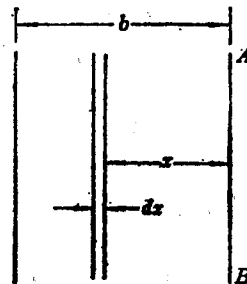


图10.8. 带自吸收的体分布源

• 如不易找到表册, 可用近似公式^[17]估算: 当 $x > 1$, $E_n(x) \approx e^{-x} (1+x+n) / [x + (x+n)^2]$; 当 $x > 10$, $E_1(x) \approx e^{-x} / x$.

在内。例如，若采用泰勒形式的公式，则两个指数均可包括在点核的衰减指数之内。于是后者包括两项；每一项均可按指数积分函数处理。对于无限大平面源，方程(10.17)变为

$$\phi_{PI}(t, \infty) = \frac{1}{2} S_0 \{ A E_1[(1+\alpha)\mu t] + (1-A) E_1[(1+\beta)\mu t] \},$$

此式表出探测器对未经碰撞通量与散射通量两者的总响应。

带有吸收的体分布源

10.70 迄今所讨论的限于线源与面源问题，但实际的辐射源都是分布在一定体积之内的，例如一个反应堆或一个装有放射性材料的容器。假定此体积源为有限厚度 b 与无限宽度的平板，并考虑平行于平面AB的一个薄板元，其厚度为 dx （图10.8）。若此均匀体积源的源强处处均为 S_0 粒子/ $m^2 \cdot s$ ，则由体积元 dx 发射粒子的速率为 $S_0 dx$ 粒子/ $m^2 \cdot s$ 。此源可按均匀介质内一各向同性平面源处理；若介质内的点核可表为简单的指数函数，则在平面AB上距体积元 dx 为 x 处一点上的通量可由方程(10.17)表出为

$$\text{由体积元 } dx \text{ 来的通量} = \frac{1}{2} S_0 E_1(\mu, x) dx,$$

其中 μ 为该体积源介质对该种粒子的线性衰减系数。由此体积源的整个厚度 b 内发射的粒子在AB面上造成的通量，可将上式由 $x=0$ 到 $x=b$ 积分求出；于是

$$\phi = \frac{S_0}{2} \int_0^b E_1(\mu, x) dx = \frac{S_0}{2\mu} [E_2(0) - E_2(\mu, b)], \quad (10.18)$$

其中 $E_2(\mu, b)$ 为宗标 μ, b 的二阶积分函数。由于 $E_2(0)$ 等于1，方程(10.18)化简为

$$\phi = \frac{S_0}{2\mu} [1 - E_2(\mu, b)].$$

虽然此式代表在AB表面上通量的严格解，但也可用于表示在表面以外真空中一段距离处的通量。对于厚的平板源，即当 μ, b 甚大时， $E_2(\mu, b)$ 很小，从而

$$\phi \approx \frac{S_0}{2\mu}. \quad (10.19)$$

若 $\mu, b > 3$ ，则用方程(10.19)代替(10.18)时引起的误差小于1%。因此，前者常用于屏蔽计算。

10.71 若一厚度为 t 与线性衰减系数为 μ 的板状屏蔽布置在板状体积源与探测器之间，则此探测器对未经碰撞通量的反应为^[18]

$$\phi = \frac{S_0}{2\mu} [E_2(\mu t) - E_2(\mu, b + \mu t)].$$

若 $\mu, b + \mu t$ 相当大，则第二项可以忽略，于是

$$\phi \approx \frac{S_0}{2\mu} E_2(\mu t).$$

此外，对于厚屏蔽层，当 $\mu t > 3$ 时，两函数 $E_1(\mu t)$ 与 $E_2(\mu t)$ 之差小于25%；这一差额随 μt 的

增大而减小。

10.72 对有限高圆柱状体积源需用稍微不同的方法处理。这种源在一侧放置一板状屏蔽的问题，可以相当精确地按一个等效线源问题处理，该线源位于圆柱以内距表面一“自吸收距离” d 处。此情况在图10.9内画出。在P点处一探测器的响应可由线源的方程(10.12)给出，其中 z 用 $z+d$ 代替，而衰减平均自由程数 μt 用 $\mu t + \mu_0 d$ 代替；这样，

$$\phi_{c,r}(z,t) = \frac{S_0 r^2}{4(z+d)} [F(\theta_1, \mu t + \mu_0 d) + F(\theta_2, \mu t + \mu_0 d)], \quad (10.20)$$

其中 r 为圆柱半径， z 为由P点到圆柱面的距离，而其余符号的定义同前。适当的 d 值取决于 z/r 比，可由手册内查到。

10.73 在以上所求得的分体积元结果内，都假定了在整个体积内源强是均匀分布的；但实际不然，如在反应堆内，就不是一个均匀源。如果源强（或功率）分布 S_0 可用简单公式表出，例如通常情况下用余弦分布表示，就有可能用解析方法进行积分而求出等效表面源强度的结果。更为近似的方法是在整个堆芯内取源强的平均值。这种方法趋向于高估了等效表面源强度；因为它对体积源的部分都给予同等权重。

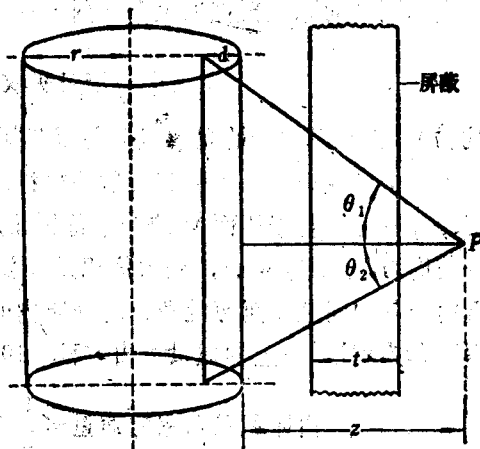


图10.9 探测器对有屏蔽圆柱源的响应的计算

多能 γ 射线源

10.74 作为一阶近似，可将反应堆视作一等效大平面源，向屏蔽层发射初级 γ 射线。这种辐射包括了由裂变及裂变产物衰变、辐射俘获与非弹性散射产生的 γ 射线，其能量范围很广。然而，本章根据指数型点核推导出的结果只适用于单能 γ 射线。因此在进行屏蔽层 γ 射线衰减的计算时，必须对每种能量的 γ 射线应用方程(10.16)，其中采用相应的屏蔽材料线性衰减系数。为了使计算能实际进行，可将 γ 能谱分为适当数目的能群，正如解多群中子问题那样。

10.75 当一般要求计算能量通量（或剂量率）的衰减程度时，将能谱内每一群按群通量与平均群能量进行权重。群的数目根据精度要求（群愈多愈好）与节省计算量的要求（群愈少愈好）折衷决定。典型的计算一般采用在0.2到10MeV之间分为10群。在初步计算中，可将其分为五群，即平均能量为1, 2, 4.6及8MeV。在表10.4内列出铀-235的瞬发裂变 γ 射线以及平衡裂变产物衰变 γ 射线的能谱分布，以每一裂变的能量MeV计。

10.76 许多元素的俘获 γ 射线谱都已有测量结果。表10.5内列举了反应堆内常见的几种材料的这种数据^[20]。在此处，能谱任意地划分为一组6个不连续的能量值，目的在于尽可能地逼近实际能谱。对水而言，俘获 γ 射线能谱可取氢的数值。在堆芯外由俘获中子而产生的 γ 射线对于屏蔽设计具有极大的重要性（§10.17）。

表10.4. 铀-235的瞬发裂变及裂变产物衰变 γ 射线能谱

γ 射线源	光子能量 (MeV)				
	1	2	4	6	8
瞬发裂变 (每一裂变MeV)	3.45	3.09	1.04	0.26	—
裂变产物 (每一裂变MeV)	5.16	1.74	0.32	—	—

表10.5 等效的俘获 γ 射线谱

材 料	光子能量 (MeV)						
	1	2	4	6	8	10	MeV/每俘获一中子
铝	—	—	2.6	1.0	1.9	—	—
铍	—	—	1.0	5.1	—	—	—
碳	—	—	4.6	—	—	—	—
氢	—	2.2	—	—	—	—	—
铁	0.3	0.3	0.8	1.5	2.9	0.2	—
钠	0.8	1.8	1.1	1.2	—	—	—
铈	—	—	4.2	2.2	0.2	0.1	—

中子分出截面

10.77 在中子衰减的计算中,包含积累因子的指数型点核并无用处,主要因为散射与慢化在此占有重要地位。根据分出截面概念可以得出另一种处理方法;这种方法对于较薄的一层或多层平板放在裂变中子源与厚水层之间的系统非常适用。已发现在这种条件下,中子衰减可用板厚度的简单指数函数相当精确地表出。这一情况的物理基础在于,快(裂变)中子在平板内被吸收及散射;而散射后的中子则在水中被慢化与俘获,从而很少能到达屏蔽层外的探测器上。这种净效应相当于板状屏蔽内按指数规律吸收。水层厚度必须足够大(至少约0.45m)以保证散射进入水中的中子几乎全部被吸收。

10.78 一种材料的分出截面对于计算中子衰减的作用正如一种宏观截面一样,但它与真正的中子截面不同,并不代表发生某种中子与核相互作用的概率。虽然分出截面一般通过实验确定,但也可由理论导出。分出截面应当大致等于板状屏蔽材料的总截面减去占主导地位的裂变中子的散射截面部分。事实上,能量在6—8MeV中子的分出截面的观测值约为屏蔽材料总(散射加俘获)截面的三分之二左右。由于中子能量增高后的两种相反效应,即穿透能力增加而中子数量按裂变谱减少,因此在水屏蔽层内穿透最远的是初始能量约为6—8MeV的中子。这些就是所谓占主导地位的裂变中子,它们决定了分出截面的数值。

10.73 某种材料的分出截面最理想是按如下方式定义:考虑一个单向的裂变中子平面源,其外布置一层由该材料制成的厚度为 t 的板,浸在无限厚水层内。于是,距此单向源 $t+z$ 距离处的探测器内的响应 $D(t, z)$ 可由下式给出:

$$D(t, z) = D_{H_2O}(z) e^{-\Sigma t},$$

其中 $D_{H_2O}(z)$ 为距此单向平面源 z 处的水中探测器响应, 而 Σ_f 为该材料的分出截面。若有两层或多层不同材料制成的板, 则 Σ_f 等于每块板内相应材料的 Σ_f 值之和。

10.80 由于不容易找到实际的单向源, 最好对下述系统定义 Σ_f : 各向同性裂变中子源位于半径为 t 的给定材料的球体中心, 浸没在无限大水介质中。此时距源 $t+z$ 处的水内中子探测器的响应(通量或剂量率) $\phi(t, z)$ 由下式决定:

$$4\pi(z+t)^2\phi(t, z) = 4\pi z^2\phi_{H_2O}(z)e^{-\Sigma_f t}, \quad (10.21)$$

其中 $\phi_{H_2O}(z)$ 为距源 z 处同一探测器的响应。因此

$$\Sigma_f = -\frac{1}{t} \ln \left[\frac{(z+t)^2}{z^2} \frac{\phi(t, z)}{\phi_{H_2O}(z)} \right]. \quad (10.22)$$

实际上, 分出截面的测量是通过测量有限大的各向同性平面源来进行的, 但其结果可按通常方式转换为方程(10.22)中所需的点源数值。

10.81 表10.6内给出几种物质的宏观(Σ_f)及微观(σ_f)分出截面的实验值^[21]。由于各种不确定性, 可能的误差约 $\pm(5-10)\%$ 。对于质量数 A 大于10的元素, 下列近似关系式可给出相当准确的分出截面值:

表10.6 裂变中子的分出截面

材 料 (元素)	σ_f (b/原子)	Σ_f (m^{-1})	材 料 (化合物)	σ_f (b/分子)	Σ_f (m^{-1})
铝	1.31	7.9	碳化硼	4.7	11.4
铍	1.07	12.8	重 水	2.8	9.4
石墨	0.81	6.9			
氢	1.0	—			
铁	2.0	17			
铅	3.5	12			
氧	1.0	—			

$$\sigma_f \approx 0.35A^{0.42} \text{ b} \quad (10.23)$$

及

$$\frac{\Sigma_f}{\rho} \approx 21A^{-0.58} \text{ m}^{-1}, \quad (10.24)$$

其中 ρ 为屏蔽材料密度, 以 Mg/m^3 计。

10.82 在应用分出概念计算分布裂变源的中子衰减时, 点核法非常有用。若 $G_{H_2O}(z)$ 为水介质中裂变源的点核, 则由方程(10.21)导出的屏蔽厚为 t 其后有一水层厚为 z 的系统使中子衰减的点核为

$$G(t, z) = \frac{z^2}{(z+t)^2} G_{H_2O}(z) e^{-\Sigma_f t},$$

因此, 若已知 $G_{H_2O}(z)$ 及 Σ_f , 则可决定核 $G(t, z)$, 而此结果可代入前面的各种公式之中。对于大的(无限)裂变中子平面源, 其后紧接一厚度为 t 的屏蔽材料板, 再后面为厚度 z 的水层, 此时探测器响应的良好近似(对于 $\Sigma_f t > 2$)为

$$\phi_{p,1}(t, z) \approx \phi_{H_2O}(z) E_1(z, t),$$

其中 $\phi_{H_2O}(z)$ 为探测器在水中距同样源为 z 时的响应。

10.83 分出截面的概念严格限于 §10.77 所述的分层屏蔽。然而，对于像混凝土这样的均匀介质，只要其中含有足够多的氢，也可用此概念求出其中裂变中子衰减的近似值。这些均匀介质的分出截面当然也可用实验测定，但也可将其中各元素（包括氢）的分出截面相加求出宏观分出截面，其误差约在 10% 以内。

例题 10.1 有下列（大致）成分的混凝土（按重量%计）：H, 1.0%；O, 50%；Si, 35%；Ca, 14%（少量的其他元素已忽略以便使计算简化）。其密度为 2.3 Mg/m^3 。试计算其中裂变中子的宏观分出截面。

解：若 w 为密度为 $\rho \text{ Mg/m}^3$ 的混合物内原子量为 A 的任一元素的重量百分比，则其原子数 N/m^3 由下式给出

$$N = \frac{10^4 w \rho}{A} N_A$$

其中 N_A 为阿伏加德罗数 (6.02×10^{23})。因此，在目前情况下，

$$N = \frac{w}{A} \times 1.38 \times 10^{28} \text{ 原子/m}^3.$$

其中每种元素对总分出截面的贡献等于相应的原子数 N 乘以该元素的微观分出截面。H 与 O 的数据由表 10.6 给出，而 Si 与 Ca 的则由方程 (10.23) 给出，分别为 1.0, 1.0, 1.4, 1.6b² (即 10^{-28} m^2)。于是上述各元素的贡献分别为：

$$\text{H} \quad \frac{1.0}{1.0} \times 1.38 \times 1.0 = 1.4 \text{ m}^{-1}$$

$$\text{O} \quad \frac{50}{16} \times 1.38 \times 1.0 = 4.2 \text{ m}^{-1}$$

$$\text{Si} \quad \frac{35}{28} \times 1.38 \times 1.4 = 2.4 \text{ m}^{-1}$$

$$\text{Ca} \quad \frac{14}{20} \times 1.38 \times 1.6 = 0.8 \text{ m}^{-1}$$

$$\text{总计} \quad 8.8 \text{ m}^{-1}.$$

宏观分出截面的估计值为 8.8 m^{-1} ，与不同成分的普通混凝土实验值 8.3 及 8.6 m^{-1} 相符甚好。

松 弛 长 度

10.84 若 $\phi(x)$ 为屏蔽内一点 x 处的辐射（中子或 γ 射线）通量或相关量，则该种辐射在给定介质内的松弛长度 λ 由下式给出（在点 x 处），

$$\frac{1}{\lambda} = - \frac{1}{\phi(x)} \frac{d\phi(x)}{dx} = - \frac{d \ln \phi(x)}{dx}.$$

按此方式定义，松弛长度会随屏蔽内的位置 x 而变化。然而，往往发现，由于各种条件的耦合，在屏蔽体内很大一段距离上，辐射通量近似地按指数方式衰减；于是在这个范围内 λ 保持常数而 x 处的通量可表为

$$\phi(x) = \phi(0) e^{-x/\lambda},$$

其中 $\phi(0)$ 为 x 坐标原点处的通量。在此情况下, 松弛长度就是通量降低到 $1/e$ 倍的距离(参看§2.124)。将此式与 γ 射线的方程(2.19)及中子的方程(2.32)相比较, 表明 λ 在形式上分别相当于 $1/\mu$ 或 $1/\Sigma$ 。但只有在单能准直辐射穿过薄屏蔽的情况下两者才严格地等价。

10.85 由于一种辐射在给定材料内的松弛长度等价于衰减系数(γ 射线)或分出截面(中子)的倒数, 因此前者也取决于辐射的能量。对于给定能量的特定辐射, 可以用松弛长度(或其倒数)来评价各种屏蔽材料的效率。松弛长度还偶尔用于极其初步的屏蔽计算, 但这种方法不值得推荐, 除非充分认识到这种计算结果是极其粗略的。

反应堆屏蔽分析^[22]

引 言

10.86 前面几节所叙述的方法对于初步估计屏蔽层对中子及 γ 射线的减弱是有用的^[23]。这些方法常用于初步屏蔽设计, 借以大致选取屏蔽的尺寸与材料。然而, 当设计深入以后, 必须进行更精确的分析并对所设想的屏蔽层内辐射的输运过程进行细致研究。为此目的, 需要求解适用于中子与 γ 射线两者的玻尔兹曼(输运)方程, 或采用与此等价的蒙特·卡罗方法(第四章), 以便确定粒子(中子或光子)在能量及空间中的分布。

10.87 目前已广泛采用离散纵标 S_N 方法(§4.102)于一维屏蔽计算(如ANISN程序^[24]), 或在某种程度上也可用于二维计算(如DOT程序^[25])。在这些情况下, 采用蒙特·卡罗方法(如MORSE程序^[26])需要更多的计算时间, 既不合算也无必要。但对更复杂的屏蔽几何需进行三维处理时, 则采用蒙特·卡罗方法较好。在某些情况下, 在计算中一部分采用 S_N 方法而另一部分采用蒙特·卡罗方法可使总的分析简化。采用其他几种方法结合求解输运方程也是可能的。已经发展了许多计算机程序以满足屏蔽设计中遇到的各种情况与要求。此处将叙述屏蔽分析所用的各种方法的一般基础, 但有关这些计算程序的详情已超出本书范围^[22]。

10.88 在反应堆分析中不直接采用矩法^[27]求解输运方程, 因为这种方法的前提是必须假设无限均匀介质。然而, 这种方法可用于研究中子及 γ 射线穿透各种屏蔽材料的问题。这种计算的结果已用于分析反应堆的屏蔽。例如, 已公布的 γ 射线积累因子, 如表10.2内所示, 大部分都是用矩法计算的。

堆芯及屏蔽内的输运问题之比较

10.89 虽然中子输运问题是核反应堆设计的基础, 如第四章内所述, 但在屏蔽计算中应用时的侧重点不同。在堆芯内(通过裂变)产生的中子绝大部分留在堆芯之内, 它们与核发生各种反应。在屏蔽研究中, 最主要的中子(及 γ 射线)来自反应堆堆芯, 然后在屏蔽层内穿行一段距离。因此, 粒子的输运过程在屏蔽计算中起着比在堆芯分析中更为重要的作用。这就意味着必须更加重视输运方程中包含梯度的那一项, 即方程(4.15)内的首项。

10.90 在堆芯计算中, 借助于多群扩散理论往往可以求得输运方程比较满意的近似解。在这种方法里, 用 $\nabla \cdot D \nabla \phi$ (或在均匀介质内用 $D \nabla^2 \phi$)作为输运方程的梯度项的近似。然而, 在屏蔽分析中却不允许这样作。由以下讨论可以看出, 对于屏蔽问题十分重要的高能中子, 上

述近似的效果很差。

10.91 扩散近似是 P_1 方法 (§4.94) 的一种近似, 其前提是各向异性散射并不重要。在堆芯分析中这一假设并不太坏。但在屏蔽问题内, 中子在向前方向上的散射 (即散射后的中子或多或少仍大体向原来运动方向移动) 最重要。因此, 在屏蔽计算中各向异性散射占重要地位。所以扩散理论不再适用, 特别是分析屏蔽层内快中子的输运问题。然而, 后面还将看到, 如果把向前输运的部分单独处理, 而用扩散理论表述中子的其余行为, 则仍可获得良好的近似。

10.92 堆芯与屏蔽输运计算的另一个区别在于各种截面的相对重要程度不同。在堆芯分析中, 数值大的截面最为重要, 例如共振峰, 因为它们对于中子的生成与消耗率的影响最大。但在屏蔽问题内, 未被俘获的中子是最需要追踪的对象。因此, 数值最小的截面在屏蔽中最为重要 (参看 §10.14)。在屏蔽层的输运问题多群处理中, 必须十分留心选取平均群截面值; 此时小的截面具有与堆芯计算中共振截面同样的重要性。

10.93 在临界计算中不包括 γ 射线在内, 但它们与中子一样可以用输运方程的适当解法进行分析。高能光子具有很高的穿透能力, 它们在散射后也倾向于沿原方向附近向前运动 (§2.54)。因此, 扩散理论很少用于 γ 射线的屏蔽研究。

屏蔽分析的简化

10.94 求解屏蔽问题时往往可能有许多简化方法。如本章开始部分所示, 屏蔽层内高能粒子 (无论中子或 γ 射线) 的通量可以写成距离的指数函数。在计算模型中还可引入包含经验指数或等效截面的适当项。此外, 根据其相对重要程度, 低能辐射 (或大的截面) 往往可忽略不计 (但请参阅 §10.32), 因为它们很容易衰减。

10.95 当采用“射线追踪”技术进行一部分计算时, 在某些情况下可能获得相当大的简化。虽然这种简化带有近似性质。这种技术是点核法的一种形式, 它基于如下的假设, 即射线的衰减仅为材料性质以及源与探测器连线上穿过各层材料 (或空洞) 的路径长度的函数。以后将给出应用射线追踪技术的实例。

10.96 业已发现, 如无分界面存在, 则随着穿入屏蔽层的深度增加, 中子能量分布 (即能谱) 往往十分缓慢地变化。实际上, 所有能量的中子衰减程度大致相同。发生这种情况的原因在于, 虽然低能中子比高能中子易被分出, 但却可由高能中子慢化来补充一部分。当已知这种情况 (称为平衡中子谱) 存在时, 可通过分离空间与能量变量而使计算大为简化。

屏蔽分析的一般方法

10.97 屏蔽设计基本上包括两部分: (1) 找出辐射源以便确定射入屏蔽层的辐射特性, (2) 求出屏蔽层内射线的衰减以及整个屏蔽层内射线的特性。在直接分析方法中, 将源与屏蔽作为一个整体处理; 运用一个适当的程序进行一次 S_N 法、蒙特卡罗法或者其他输运计算, 就可以同时解出源和屏蔽穿透问题。这种方法可应用于中子及 γ 射线, 它可给出辐射在整个屏蔽层内的空间与能量分布。

10.98 直接分析方法十分复杂而且需要大量计算机时间, 特别是二维及三维问题更是如此。因此, 它不能用于初步的屏蔽设计阶段。只有当屏蔽系统及反应堆的设计均已确定, 采用直接分析方法校核设计的合理性才是值得的。即使如此, 也应尽量利用先前的屏蔽研究中已

获得的数据以简化此种计算。

10.99 屏蔽设计中常用的方法就是将问题分两步解决,如§10.97所述。这样就为快速比较各种不同的设计提供了很方便的手段,因为这类设计往往涉及几个参数的变化。当需要对某一反应堆的许多不同的屏蔽设计进行分析比较,或者研究屏蔽设计中的微小修改时,采用这种方法比上述直接分析方法节省很多计算机时间。

10.100 在这种方法中,首先由反应堆分析计算求出堆芯-反射层分界面上的中子谱及其角分布;如第四章所述,这种计算是以适当的输运方程解为基础的。或者,可由同样(或类似)的反应堆设计中取得计算或测量数据。这样就得到了中子(表面)源的数据,可用于计算其穿透反射层、热屏、反应堆容器和生物屏蔽的行为。需要分析的 γ 射线包括由裂变过程、裂变产物衰变和堆芯内外中子俘获及非弹性散射产生的辐射;而对屏蔽层内 γ 射线的剂量和发热的主要贡献一般来自堆芯外中子俘获产生的次级 γ 射线。在反应堆分析计算中并不给出中子俘获的数据,但由所算出的中子通量分布可以推导出堆芯所产生的 γ 射线强度。堆芯外的次级 γ 射线源则可按§10.104等节所述方法计算。

10.101 在确定了堆芯的中子与 γ 射线源之后,就可以进行穿透计算以决定堆芯之外的各种材料(包括屏蔽)之中的辐射分布。为此目的,可以采用一种适当的输运分析计算(例如在一维计算中用离散纵标 S_N 方法),往往还进行各种简化使计算机时间减到最少。利用由 S_N 法、蒙特·卡罗法或矩法研究中求出的平衡中子谱及其他公布的数据,或者屏蔽材料的实验测量结果,可以缩短计算过程。在决定 γ 射线的衰减时,可以采用点核法,其中的体积源可分为各具适当能谱的许多点源来处理。这一方法的主要缺点是其中所用的 γ 射线穿过复合介质的积累因子带有很大的不确定性(§10.60)。

10.102 采用分出-扩散方法^[28]可以简化中子穿透的输运计算;这种方法对初步参数分析有用,但也可用于最终屏蔽分析^[29]。这种方法所根据的原则已在§10.91之末提及。由堆芯逸出中子的向前输运过程采用指数点核法处理,其中取随能量变化的中子分出截面;后者与前面所讨论的分出截面不同,它不仅随所穿过的介质材料变化,还随中子能量变化。然后,再用多群扩散理论分析堆芯外慢化中子的能量与空间分布。

10.103 这种分出-扩散方法与 S_N 方法相比,其主要优点在于所需的计算机时间大为减少;这就使它非常适用于参数研究。另一方面,分出-扩散方法的结果取决于分出截面与能量的函数关系是否正确。但这种截面不像 S_N 法中所用俘获与散射截面那样,它不是一个基本常数;因此,只能依靠将计算结果与类似(或实际)的反应堆-屏蔽系统模型实验数据比较,进行调整,以获得可靠参数。因此,这种分出-扩散方法也可称为“半经验”方法。

次级 γ 射线

10.104 由各种能量的中子俘获与快中子非弹性散射产生的次级 γ 射线常常是反应堆屏蔽设计中的决定因素。在热中子堆屏蔽中,慢中子的辐射俘获反应是次级 γ 射线的主要来源;但在快中子堆内,非弹性散射可能也是重要的。决定屏蔽层内次级 γ 射线分布的步骤首先是要求出中子的空间与能量分布。然后,利用相应的反应(俘获与非弹性散射)截面就可求出所产生的 γ 射线空间分布。已有计算机程序可以同时完成上述两个计算步骤,在其中利用了“耦合截面”。在这种程序中将产生 γ 射线的核反应看作与中子由一群散射到另一群内相同的过程。换句话说,把次级 γ 射线的产生当作中子由 E_1 能群散射到 γ 射线的 E_2 能群的一种特

殊散射过程。最后，利用已知的衰减系数来计算 γ 射线穿过屏蔽层时的衰减。

10.105 在许多情况下，只需考虑一维几何，此时点核法就可作为计算 γ 射线的产生与衰减的简单手段。通过讨论一有限厚与无限宽的板状屏蔽可以说明这种处理方法；这种屏蔽是实际反应堆屏蔽的一种良好近似。假定由中子分布计算中求出屏蔽层内距离 a 处能量为 E 的中子通量为 $\phi_n(a)$ 。于是这些中子在 a 处的反应率为 $\Sigma \phi_n(a)$ ，其中 Σ 为生成 γ 射线的某种中子-核反应宏观截面。若 N_γ 为每次这种反应中产生的次级 γ 射线光子数，则在 a 处的次级 γ 射线源 $S(a)$ 以光子/ $m^3 \cdot s$ 表出为

$$S(a) = N_\gamma \Sigma \phi_n(a) \quad (10.25)$$

在热中子堆屏蔽中，除非遇到屏蔽材料在超热区有共振中子俘获这种罕见情况外，一般 $\phi_n(a)$ 可以取热中子通量而 Σ 取热中子俘获截面。在快中子堆内，必须考虑非弹性散射和所有能量的中子俘获。

10.106 考虑图10.10的板状屏蔽层内距左表面（反应堆中子射入此处）为 a 厚度为 da 的薄层。于是相当于§10.66内 S_a 的各向同性面源强度为 $S(a)da$ ，其中 $S(a)$ 由方程(10.25)定义。这样，在屏蔽层内 z 距离处一点 P 上的次级 γ 射线通量由方程(10.5)给出为

$$\phi_\gamma(a, z) = 2\pi S(a) da \int_{z-a}^{\infty} RG(R) dR, \quad (10.26)$$

其中 $G(R)$ 为 γ 射线运输穿过屏蔽层而衰减的相应点核。由于已假定屏蔽层在高度与宽度上均为无限大，在距屏蔽层表面为 z 的平面上 P 点的具体位置无关紧要。这样，方程(10.26)内的积分可由 P 与源平面的最短距离 $(z-a)$ 到 ∞ 之间进行。为了计入整个屏蔽层内全部的中子反应，在距离 z 处的次级 γ 射线通量 $\phi_\gamma(z)$ 可对全部 a 值由0到 z 积分求得，这样，

$$\phi_\gamma(z) = 2\pi \int_0^z S(a) da \int_{z-a}^{\infty} RG(R) dR. \quad (10.27)$$

严格而言，还必须计及由 P 点右方屏蔽层反射回来的 γ 射线，但这种贡献在 P 点靠近屏蔽层外表面时可以认为是次要的。因此，它对于计算屏蔽层外的 γ 剂量率影响很小。

10.107 可假定由方程(10.25)及中子输运计算已求得源强 $S(a)$ 与距离 a 的函数关系；因此，如有一个适宜的点核形式，就可算出方程(10.27)内的积分。然后可以计算穿过屏蔽层的次级 γ 射线分布。若令 z 等于屏蔽层的厚度 t ，则所得结果即为穿透到屏蔽层之外的通量。由后者可计算次级 γ 射线剂量 (§9.31)。在最简单的情况下，中子反应（如辐射俘获）只产生一个已知能量的光子。如果在反应中产生两个或更多能量不同的 γ 射线光子，则必须对每一能量分别进行计算，因为屏蔽材料的衰减系数随能量变化。

10.108 当热中子通量分布可表为指数形式即 $\phi_n(a) = \phi_n(0)e^{-ka}$ 时（情况经常如此），方程(10.27)内的积分可用解析方法算出，此时 $S(a)$ 可表为

$$S(a) = S_0 e^{-ka},$$

其中 S_0 及 k 可由屏蔽层内已知的热中子通量分布导出； k 相当于松弛长度的倒数 (§10.84)。此

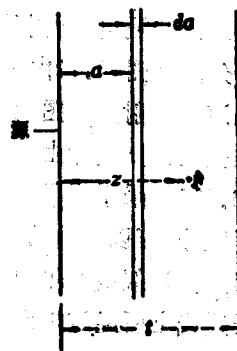


图10.10 板状屏蔽层内次级 γ 射线的计算

• 直径相当大的圆筒，例如热屏与反应堆容器，可按平板处理 (§10.55)。

外, $G(R)$ 可以满意地由一个指数项(对未经碰撞的通量)及一积累因子表出; 这样

$$G(R) = B(\mu R) \frac{e^{-\mu R}}{4\pi R^2}$$

其中与前面一样, μ 为相应能量的 γ 射线在屏蔽材料内的线性衰减系数。取 $B(\mu R)$ 等于 1.0, 则由方程 (10.27) 给出屏蔽层内 z 距离处的未经碰撞通量为

$$\begin{aligned} \phi_{\gamma}(z) &= 2\pi S_0 \int_0^z e^{-k a} da \int_{z-a}^{\infty} \frac{e^{-\mu R}}{4\pi R^2} dR \\ &= \frac{S_0}{2k} \left(E_1(\mu z) - e^{-\alpha \mu z} \left\{ E_1[(1+\alpha)\mu z] - \ln \left| \frac{1+\alpha}{1-\alpha} \right| \right\} \right), \quad (10.28) \end{aligned}$$

其中 $\alpha = k/\mu^*$ 。令 z 等于 t 可得出穿出屏蔽层的 γ 射线通量。若积累因子也可表为适当的解析形式 (§10.59), 则可在前述结果中将受碰撞(散射) γ 射线通量包括在内。若屏蔽包含几层不同材料, 则每层内的 k 值互异; 于是必须用上述方法逐层计算。

孔道和空腔

孔道

10.109 反应堆屏蔽层内不可避免地会包含许多通道, 一般称为孔道, 它们可能部分地或完全穿透屏蔽层。在这些孔道中装有工作流体进出反应堆容器的管道, 以及电线管和仪表电缆。辐射穿过这些孔道是屏蔽分析中的一个重要而难于解决的问题。

10.110 采用射线追踪技术可以处理直孔道问题而获得良好的近似。对于完全穿透屏蔽层的孔道, 其漏出的 γ 射线必须区分为两类: 视线分量, 即由源通过孔道直接抵达探测器的那一部分, 如图10.11内 I 所示; 以及在源与探测器连线上部分地穿过屏蔽材料而部分地穿过孔道的辐射, 如图内 II 所示。一般而言, 视线辐射是最主要的。虽然图10.11所画出的孔道是全空的, 实际上其中会有一些设备或材料, 必须加以考虑。

10.111 采用指数型点核并对可能达到探测器的全部源表面积分, 可以算出第 I 和第 II 两种情况下的探测器响应, 至少得到其近似值。如 §10.54 所见, 其中 μR 项应等于由源到探测器连线上所经过的所有材料内各自的 $\mu_i x_i$ 值之和。对于 γ 射线, 此点核内应当包含一积累因子, 而对于中子则在指数内采用分出截面以计入散射效应。对于部分地穿入屏蔽层的孔道也可用类似方法处理, 但此时没有不经过屏蔽材料而由源直接射入探测器的第 I 类射线。

10.112 除了可用射线追踪法处理的辐射之外, 还必须计及受孔道壁反射而到达探测器的那部分辐射。在直孔道内, 特别是细长孔道内, 这种反射的辐射并不重要; 但如果孔道是弯曲的, 有一处或多处转折, 则由壁面反射的辐射变成主要的来源(图10.12)。处理这种情况的常用方法是采用反射表面的所谓反照率。广义

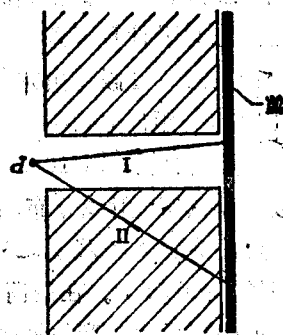


图10.11 穿过孔道的辐射传输

• 若 $\alpha > 1.37$ 从而 $1 - \alpha < -0.37$, 则 $E_1(1 - \alpha)$ 之值为负^[34]。

而言，反照率可以看作是沿某一角度投射到该表面上的粒子(中子或 γ 射线光子)中反射的份额。各种材料对中子及 γ 射线的反照率都已用蒙特·卡罗方法算出并用实验校核。由孔道壁反射的计算结果也已由直接测量所证实。

10.113 处理中子在孔道壁上反射的问题遇到一些困难，因为前者在壁上可能不被反射而被俘获并产生次级 γ 射线。已进行了一些蒙特·卡罗计算以确定每一中子投射到壁上后所产生的次级 γ 射线的反照率，其中考虑了相应的俘获截面数值。

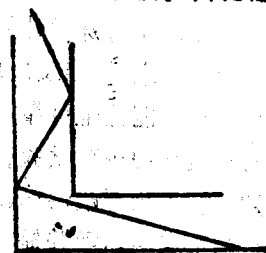


图10.12 孔道转弯处的辐射反射

空腔

10.114 空腔系指完全由屏蔽材料所包围的空间(只含空气)；即它没有任何通道与屏蔽层的外表面相通。空腔可能是屏蔽结构内的缝隙，也可能包含许多小空洞。如果已知一个较大空腔的位置与尺寸，则采用射线追踪方法可以确定其对于屏蔽效果减弱的影响。然而，如果空腔只是较均匀分布在屏蔽材料内的许多小空洞，则可按屏蔽材料平均(实际)密度降低的情况调整其线性衰减系数(或宏观截面)，然后再计算射线的衰减程度。当这些小空洞的尺寸不算太小时，上述算法将低估了辐射穿透效应；在这种情况下，已按照空腔的体积份额及空腔间的平均距离用统计方法求出了等效衰减系数^[30]。在建造混凝土屏蔽时必须特别注意确保其中不存在射线易于穿透到屏蔽层外的通道。

实验测量

10.115 实验测量对于屏蔽设计是非常重要的，因为它们能提供各种截面与有关的数据，而这些都是计算辐射输运与衰减的基础。此外，在设计过程的各阶段，计算结果必须用实验校核，特别是当所设计的屏蔽与过去建造的不同或具有某些特点时更属必要。屏蔽测量一般可分为三类，其间常常互有重叠：(1)测定与 γ 射线及中子输运有关材料性质，(2)研究难以计算的特殊几何或其他情况，(3)特定设计的模拟试验。

10.116 有一些反应堆设施专用于研究屏蔽材料^[31]；这些设施中可以提供典型的需要屏蔽的中子与 γ 射线源。在有些情况下，这种辐射源是一座专门设计为屏蔽研究用的中等或低功率试验反应堆；在其他情况下，采用由反应堆射出的热中子宽束照射一块浓集铀“转换板”，在后者中产生裂变。这种裂变源曾用于测定中子分出截面与穿过不同厚度屏蔽材料后的中子能谱。后一类测量有两个目的，它们既可用于校核输运计算，又可校核这些计算中所用的截面数据。这些截面经常需作调整以便使计算结果与射线衰减的实验数据相符。中子能谱随穿透距离的变化可以显示截面特别小的能区范围。如§10.92所述，后者对屏蔽计算非常重要。

10.117 从某些方面看，裂变源的缺点在于它只能提供复杂的中子与 γ 射线混合辐射。因此，在屏蔽研究中还采用加速器、中子发生器和特定的放射性核素源来提供单能中子(由加速器与中子发生器)或 γ 射线(由加速器或放射性核素)。用这种方式测定了输运计算所需用的各种能量辐射在屏蔽材料中的截面或衰减系数。各种材料的反照率也用单能辐射(或热中子)进行了测定。

10.118 屏蔽测量的第二个范畴涉及难于计算或计算不可靠的特殊情况，或计算方法必

须用实验校核。如前所述，对于反应堆屏蔽层内的孔道（或其他孔口）问题通常需进行实验研究。此时所用的辐射源一般是反应堆（热中子与快中子）或放射性核素（特定能量的 γ 射线）。还采用了特殊设计的反应堆或放射源研究空气和地表面对 neutron 及 γ 射线的散射问题。

10.119 最后，当反应堆屏蔽的一部分设计很奇特或非常复杂，以致即使用最好的截面数据计算也不能完全可靠，这时必须进行实验测量。在实际建造屏蔽层之前，先建造一个模型并用一裂变源进行试验。

10.120 当屏蔽层已建成而且反应堆开始运行后，在屏蔽层周围的关键部位应进行辐射测量。当反应堆启动并提升到满功率过程中，这种测量可分几个阶段进行。这时可以测知屏蔽设计或建造中的任何缺陷，并在开始正常运行之前进行补救。

屏蔽计算结果

10.121 图10.13及10.14中画出采用一维ANISN离散纵标程序并用二维DOT计算补充的一些计算结果^[32]。其中的 γ 射线与中子通量以距堆轴线的径向距离的函数表出，其数值按第9章所述的方法转换为剂量率当量（毫雷姆/小时）。图10.13的曲线给出了一座2900 MW（热）的压水堆水平中分面上的剂量率分布，而图10.14则给出2500 MW（热）沸水堆的相应值。可以注意到屏蔽层外的剂量率主要来自 γ 射线（初级和次级），中子的贡献在两种反应堆内都很小。在文献中经常刊载其他的计算结果与计算方法，读者应参看以便了解这方面的技术发展现状^[33]。

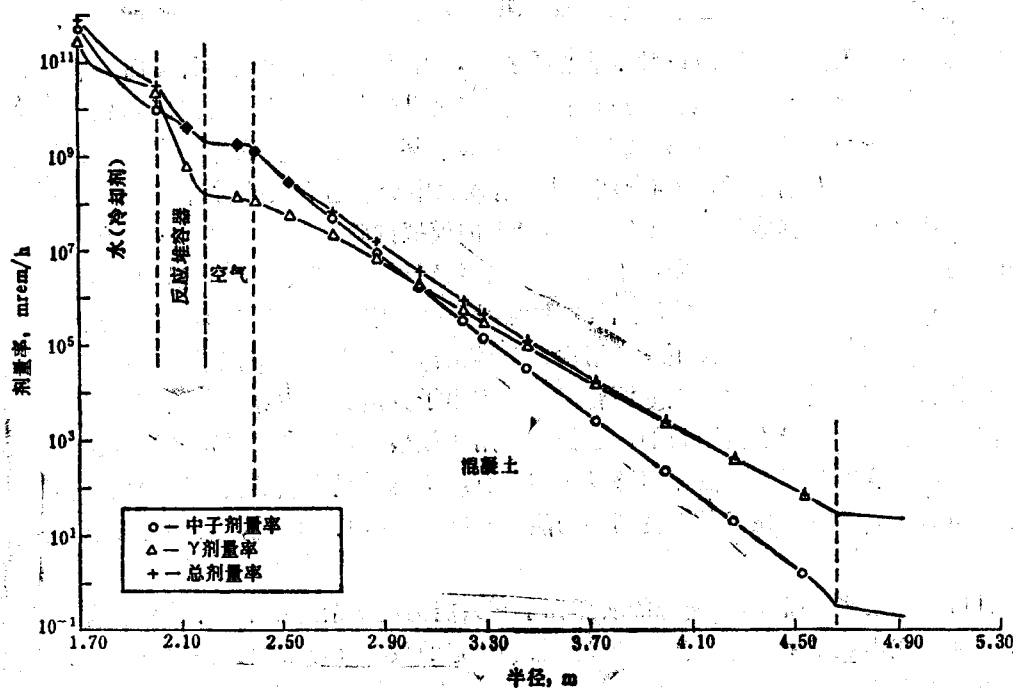


图10.13 压水堆水平中分面上算得的剂量率（Stone and Webster工程公司^[32]）

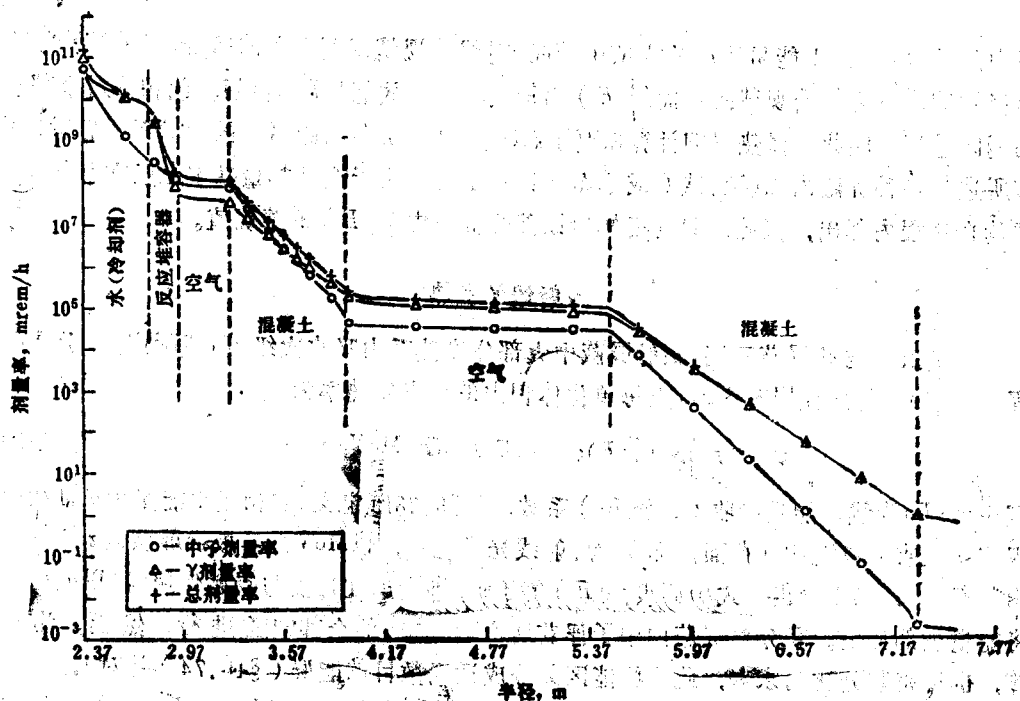


图10.14 沸水堆水平中分面上算得的剂量率 (Stone and Webster工程公司^[32])

屏蔽内的发热^[35]

引言

10.122 由反应堆进入屏蔽层内的快中子与 γ 射线的能量几乎全部以热能形式在其中释出。此外，全部中子基本上都在屏蔽层内慢化并被俘获，而其俘获 γ 射线能量(氢为2.2MeV/俘获，而其他元素为7—8MeV/俘获)也释放为热能。因此，在屏蔽材料内所产生的总热量非常可观。热应力可能很大，特别是由于绝大部分热量产生在最靠近反应堆的一薄层屏蔽之中 (§10.20)。因此，确定热分布也是屏蔽设计的一个重要方面。

10.123 如§10.21内所述，水冷却反应堆内采用热屏以保护压力容器及生物屏蔽不受中子与 γ 射线释放能量引起过热而破坏。大体说来，投射到压力容器内壁上的辐射能总通量不应超过 10^{15} MeV/m²·s。为达到这一要求，在堆芯与压力容器壁间应设置一层或几层钢筒结构作为热屏以减弱 γ 射线与中子。在热屏间循环的冷却水可将其中产生的热量载出。为了保持热屏内的热应力不超过允许极限 (§7.43)，受最大辐射通量照射的最内层热屏的厚度不得超过25mm。其后的各层热屏厚度可以递增。

10.124 在屏蔽层内 z 处的任意点上由吸收中子与 γ 射线而引起的体积释热(产生)率可以表为如下的普遍形式：

$$Q(z) = \int_V \Sigma(R)\phi(E)f(E)E dE \text{ MeV/m}^3 \cdot \text{s}, \quad (10.29)$$

其中 $\phi(E)$ 为 z 点上能量为 E MeV的中子或 γ 射线(视情况而定)的通量; $\Sigma(E)$ 为引起能量释放的核反应的宏观截面;而 $f(E)$ 为每次反应释放能量 E 的份额。此积分对全部有意义的能区进行。因此,释热率的计算需要了解 $\phi(E)$ 与屏蔽内距离的函数关系;后者可由前几节所述的各种屏蔽内辐射衰减(或分布)计算求出。由于全部热量基本上已在最初几个辐射平均自由程内释出,因此,只需要知道该部分屏蔽内 $\phi(E)$ 的精确值。

γ射线的发热

10.125 与热屏蔽不同,辐射屏蔽中大部分发热系由吸收次级 γ 射线所产生。于是可由方程(10.29)得出在屏蔽内 z 点上每单位体积内的相应发热率为

$$Q(z) = \int_E \mu_a(E) \phi_\gamma(z, E) E_\gamma dE \text{ MeV/m}^3 \cdot \text{s} \quad (10.30)$$

其中 $\mu_a(E)$ 为线性能量吸收(或沉积)系数,如§9.28所定义,它相当于能量为 E 的 γ 射线的宏观能量吸收(或沉积)截面,而 E_γ 为 γ 射线光子能量,以MeV计;板状屏蔽内 z 点的 $\phi_\gamma(z, E)$ 由方程(10.28)给出。式中假设 $f(E)$ 等于1,即光子在每次与物质作用时(以 $\mu_a(E)$ 表征)将能量全部释出。积分对屏蔽内中子俘获所产生次级 γ 的全部能区进行。然而,为便于计算,也可将积分化为求和,此时将能区划分成适当数目的能群(§10.74)并对 μ_a 、 ϕ_γ 及 E_γ 取适当的群平均值。所求出的释热率可用1MeV/s等于 1.6×10^{-13} W的因子由MeV/m³·s转换成W/m³单位。

10.126 涉及次级 γ 射线分布及其吸收释热的问题比较复杂,因为这种射线的发生与吸收均在屏蔽层以内。从这方面看,初级 γ 射线的情况比较简单,因为它们只在堆芯之内产生并由内表面上进入屏蔽层。这一点适用于热屏与辐射屏蔽两者。因此,可以认为初级 γ 射线系由一各向同性的面源所产生,从而可采用§10.66等节所述的方法处理。此时在屏蔽内 z 点的体积释热率可由普遍性方程(10.29)给出,其中 $\phi_\gamma(z, E)$ 由方程(10.5)导出,并假定其源近似为无限平面源;点核则由下式规定(参看§10.57):

$$G(R) = B_s(\mu R) \frac{e^{-\mu R}}{4\pi R^2}$$

其中 $B_s(\mu R)$ 为能量吸收(或沉积)的积累因子,它与前面所用的照射量积累因子不同,而则为线性衰减系数。对于各种材料与各种 γ 射线能量,都可取得以表格形式列出或解析形式的 $B_s(\mu R)$ 值。

10.127 由于初级 γ 射线中包括由裂变、裂变产物衰变、中子俘获及非弹性散射等各种来源的 γ 射线,因此其能谱非常复杂。从而计算其空间与能量分布及由此而产生的热分布都非常复杂。然而,在热屏及钢制压力容器内吸收热量的这两种最重要情况下,计算却可以大为简化。由于这两种屏蔽都较薄(与生物屏蔽相比)从而积累因子可取为1。此外,总能量释放率可以近似地表为指数形式,故有

$$Q(z) = Q_0 e^{-kz}$$

其中 k 为对整个 γ 射线能谱的有效线性衰减系数; Q_0 等于 $\mu_a \phi_\gamma(0) E_\gamma$,其中的 E_γ 为 γ 射线平均能量, μ_a 为此能量下的能量吸收系数,而 $\phi_\gamma(0)$ 为投射到屏蔽表面上的 γ 射线总通量。此式为§6.74内用于决定平板内有指数热源时的温度分布关系式的基础。

中子引起的发热

10.128 作为一般规律,弹性散射对屏蔽层内中子引起的发热的贡献比非弹性散射更大。在弹性散射中,中子所损失的能量传递给受撞核变为其动能,因此在作用点直接表现为热。若中子在弹性散射之前的能量为 E_1 而碰撞后能量为 E_2 ,则传递给受撞核的动能为 $E_1 - E_2$,或用 ΔE 表示;因此,由方程(3.48)

$$\Delta E = E_1 - E_2 = E_1 \left[\frac{2A}{(A+1)^2} (1 - \cos\theta) \right],$$

其中 A 为核的质量数而 θ 为散射角。于是,当能量为 E 的中子发生一次弹性散射后的平均转移能量,即如§10.124内所定义的 $f(E)E$ 可表为

$$f(E)E = \frac{\Delta E}{E} = E \frac{2A}{(A+1)^2} [1 - \mu_0(E)], \quad (10.31)$$

其中如§3.80内一样, $\mu_0(E)$ 为能量 E 的中子的平均散射角余弦。

10.129 若将方程(10.29)与(10.31)合并,则其结果可给出 z 点上中子弹性散射的体积发热率为

$$Q(z) = \frac{2A}{(A+1)^2} \int_E \Sigma_s(E) \phi_n(E) [1 - \mu_0(E)] E dE, \quad (10.32)$$

其中 $\Sigma_s(E)$ 为能量为 E 中子的弹性散射宏观截面,可认为是屏蔽材料的已知性质。各种材料和中子能量的 $\mu_0(E)$ 值可由§4.92所述散射函数展开式内第一个多项式的系数求得,这些数值均可由表中查出^[36]。在由方程(10.32)计算 $Q(z)$ 时,可以用对几个中子能群求和代替对能量的积分。

10.130 由方程(10.32)显然可见,因子 $2A/(A+1)^2$ 在决定中子弹性散射的能量释放率时起着重要的作用。随着屏蔽材料内元素质量数的增大,此因子的值迅速减小。这样,对氢($A=1$)而言,此因子等于0.5,而对混凝土内的重要成分钙($A=40$),此因子仅等于0.05左右。因此,随着元素质量数的增加,屏蔽内中子弹性散射对发热的贡献愈小。所以,弹性散射对于钢制热屏与压力容器内的发热实属次要。

10.131 当中子发生非弹性散射时,其损失的能量以 γ 辐射形式出现,而当 γ 射线在一段距离内被吸收时,热量也在这一范围内产生。虽然后者并不全部在碰撞地点释出,但其总热量仍可由方程(10.29)决定,但采用计算次级 γ 射线的方法来处理更为合适。然而,可能除钢以外,在大多数重要的屏蔽材料内,由非弹性散射所释出的能量都比弹性散射要小得多。

一般参考文献

E. P. Blizard and L. S. Abbott, Eds., "Reactor Handbook, Vol. III, Part B, Shielding," Interscience/John Wiley & Sons, 2nd Ed., 1962.

F. H. Clark, "Methods and Data for Reactor Shield Calculations," *Advan. Nucl. Sci. Tech.*, 5, 95 (1969).

H. Goldstein, "Fundamental Aspects of Reactor Shielding," Addison-Wesley

• 橡树岭国家实验室的辐射屏蔽情报中心为屏蔽情报(包括计算机程序)交流的一个中心。

- Publishing Co., 1959.
- R. G. Jaeger, Ed.-in-Chief, "Engineering Compendium on Radiation Shielding," Springer-Verlag New York, Vol. I, Shielding Fundamentals and Methods, 1968; Vol. II, Materials, 1975; Vol. III, Shield Design and Engineering, 1970.
- T. Rockwell III, Ed., "Reactor Shielding Design Manual," U.S. AEC Report TID-7004, 1956.
- N. M. Schaeffer, Ed., "Reactor Shielding for Nuclear Engineers," U.S. AEC Report TID-25951, 1973.

参考文献

1. G. G. Biro, *Consult. Eng.*, 43, No. 6, 55 (1974).
2. R. G. Jaeger, Ed.-in-Chief, "Engineering Compendium on Radiation Shielding, Vol. II, Materials," Springer-Verlag New York, 1975.
3. R. G. Jaeger, Ref. 2, p. 93.
4. R. G. Jaeger, Ref. 2, p. 136.
5. R. G. Jaeger, Ref. 2, p. 144.
6. R. G. Jaeger, Ref. 2, p. 152.
7. E. E. Morris, A. B. Chilton and A. F. Vetter, *Nucl. Sci. Eng.*, 56, 171 (1975).
8. H. Goldstein and J. E. Milkins, Jr., "Calculations of the Penetration of Gamma Rays," U.S. AEC Report NYO-3075, 1954.
9. J. J. Taylor, "Application of Gamma Ray Buildup Data to Shield Design," U.S. AEC Report WAPD-RM-217, 1954.
10. M. J. Berger, "Effects of Boundaries and Inhomogeneities on the Penetration of Gamma Radiation," U.S. National Bureau of Standards Report NBS-4942, 1956; see also, D. K. Trabey, "A Survey of Empirical Functions Used to Fit Gamma-Ray Buildup Factors," U.S. AEC Report ORNL-RSIC-10, 1966.
11. N. M. Schaeffer, Ed., "Reactor Shielding for Nuclear Engineers," U.S. AEC Report TID-25951, 1973, Appendix F, p. 628 et seq.
12. H. Goldstein, "Fundamental Aspects of Reactor Shielding," Addison-Wesley Publishing Co., 1959; see also, R. G. Jaeger, Ed.-in-Chief, "Engineering Compendium on Radiation Shielding, Vol. I, Shielding Fundamentals and Methods," Springer-Verlag New York, 1968, p. 232.
13. E. P. Blizard and L. S. Abbott, Eds., "Reactor Handbook, Vol. III, Part B, Shielding," Interscience/John Wiley & Sons, 1962, Chap. 11, Appendix 11A.
14. R. M. Sievert, *Acta Radiol.*, 1, 89 (1921).
15. R. G. Jaeger, Ref. 12, p. 414; T. Rockwell III, Ed., "Reactor Shielding Design Manual," U.S. AEC Report TID-7004, 1956.
16. N. M. Schaeffer, Ref. 11, Appendix G, p. 642 et seq.
17. E. P. Blizard and L. S. Abbott, Ref. 13, Chap. 11; see also, N. M. Schaeffer, Ref. 11.

p.643.

18. R.G.Jaeger, Ref.12, p.397.
19. E.P.Blizard and L.S.Abbott, Ref.13, p.144.
20. E.Troubetzkoy and H.Goldstein, *Nucleonics*, 18, No.11, 171(1960).
21. E.P.Blizard and L.S.Abbott, Ref.13, p.83.
22. N.M.Schaeffer, Ref.11, Chapter 6; R.G.Jaeger, Ref.12, Chapter 3.
23. D.K.Trubey, *Nucl.Eng.Design*, 13, 423(1970).
24. W.W.Engle, Jr., "User's Manual for ANISN, A One-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering", U.S.AEC Report K-1693, 1967. (Information concerning this and other codes may be obtained from the Reactor Shielding Information Center, Oak Ridge National Laboratory).
25. W.A.Rhoades and F.R.Mynatt, "The DOT-III Two-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code," U.S.AEC Report ORNL-TM-4280, 1973(available from RSIC, see Ref.24).
26. M.B.Emmett, "The MORSE Monte Carlo Radiation Transport Code System," U.S.ERDA Report ORNL-4972, 1975(available from RSIC, see Ref.24).
27. N.M.Schaeffer, Ref.11, pp.149 et seq.
28. N.M.Schaeffer, Ref.11, pp.181 et seq.
29. N.M.Schaeffer, Ref.11, p.562.
30. N.M.Schaeffer, Ref.11, p.412; see also, R.G.Jaeger, Ref.12, p.490 et seq.
31. N.M.Schaeffer, Ref.11, Chapter 9.
32. E.A.Warman and E.T.Boulette, Stone and Webster Engineering Co., personal communication, 1976.
33. See, for example, J.J.Sapyta and G.L.Simmons, *Nucl.Technol.*, 26, 508(1975); J.L.Rathbun, "FFTF Shielding Design and Analysis Summary Report," U.S.ERDA Report WARD-2171-54, 1975.
34. N.M.Schaeffer, Ref.11, p.650.
35. N.M.Schaeffer, Ref.11, p.419 et seq.; see also, R.G.Jaeger, Ref.12, Chapter 7.
36. R.G.Jaeger, Ref.12, p.440.

习 题

1. 考虑距水中一点源4个平均自由程处的4.0MeV γ 光子。试比较由表10.2(用内插法)查出的照射量积累因子与由泰勒及贝克关系式(其中 $A=0.5800$, $C=0.0024$)算出的数值。
2. 重温例题9.1(§9.33), 试用适当的积累因子改进其中的计算结果, 即当1毫居里 ^{60}Co 源放在铅罐内时, 求距源0.1m处的剂量率。
3. 运输 γ 源容器的规程规定, 在容器表面上的最大容许照射量率为200mrem/h. 而在距表面任何一点0.91m处的最大容许照射量率为10mrem/h. 考虑一个250毫居里的 ^{60}Co 点源。(a)问采用球形铅容器时所需壁厚为多少?(b)若采用钢容器, 其尺寸如何? 其重量

与铅容器相比如何?

4. 在一项强放废物管理计划中, 要求将由裂变产物分离出来的 ^{137}Cs 储存在3m长的钢筒内, 其中可装 ^{137}Cs 共1.5MCi, 后者的半衰期为30年, 且每次蜕变(由其子体 $^{137}\text{Ba}^m$)发射0.66MeV的 γ 射线。将此钢筒视作线源, 并在筒外置一混凝土板作为屏蔽。若要求在距钢筒轴线3m处使剂量率降低到10mrem/h, 试估算此混凝土板的厚度。

5. 一根长3m的垂直管道, 其中装有的放射性物质发射平均能量为1MeV的 γ 射线。现面向(a)管子的一端及(b)管子的中点处, 各在距管子1m以外有一层厚2m的混凝土屏蔽, 试比较其接受的剂量率。

6. 一个压水堆容器周围有一圈1.2m厚的普通混凝土屏蔽, 后者可视为一平板。在容器内的水俘获中子所产生的次级 γ 射线投射在混凝土内表面上的通量为 $2 \times 10^{14} \text{MeV/m}^2 \cdot \text{s}$ 。若忽略屏蔽内中子衰减时所产生的 γ 光子, 试估算在屏蔽层外表面上的次级 γ 通量。

7. 有一种压水堆的屏蔽设计在0.2m厚的钢制压力容器外设置了0.9m厚的水层。若投射到钢制容器内壁上的快中子通量为 $7 \times 10^{14} \text{n/m}^2 \cdot \text{s}$, 试估算穿透水层的快中子通量。

8. 一小型圆柱状试验堆直径为2m(包括反射层), 外面围以径向的混凝土屏蔽层, 后者与反应堆之间有空气隙。若屏蔽层紧靠反应堆则所需厚度较大, 若远离反应堆则等效的屏蔽层较薄。然而, 在后一情况下, 屏蔽层的径向尺寸较大。试对这两种不同情况进行半定量分析并指出所能得到的结论。

9. 一高2m及直径1m的圆罐内装有 γ 发射体, 在此体积源内材料的线性衰减系数为 4.0m^{-1} 。在离该罐1m外有厚度为1m的垂直屏蔽层, 其中 γ 射线的衰减系数为 10m^{-1} 。当(a)该罐直立时及(b)该罐平卧而屏蔽层距其一端为1m时, 试比较两种情况下距地面0.5m处的剂量率。

10. 一压水堆外的1.2m厚混凝土屏蔽层内表面处的体积释热率为 920W/m^3 。总 γ 通量按指数变化, 其衰减系数为 6.3m^{-1} (不用积累因子)。若混凝土的热导率为 $2.08 \text{W/m} \cdot \text{K}$, 且在屏蔽层的内外表面上保持同样温度, 试估算混凝土内部的温升。

11. 在水池底部有一直径为0.3m的薄圆盘状 ^{60}Co 源, 其强度为2000Ci。试求水中在圆盘轴线上距盘面1m处的剂量率, 以rad/h计。

第十一章 核反应堆安全

反应堆安全的一般原则

引言

11.1 考虑安全问题是工程设计中的一个重要方面，而且，如果事故的后果愈加严重，则设计中对安全问题愈应重视。核电厂在这一方面更有其特殊的问题：它在运行期间，其燃料内产生强放射性（并具有潜在危险性）的裂变产物。因此，在核反应堆装置的设计中采取了异常严格的措施，以确保核电厂工作人员及公众的安全（§9.2）。

11.2 一般地说，反应堆安全的目标在于减小导致放射性向核电厂外泄漏事故的概率，并在万一发生此种事故时限制放射性危害的扩展。为达到这一目标的主要途径如下：（1）反应堆设计中采用能现实地（或合理地）达到的“尽可能安全的原则，使之能适应运行过程中的各种干扰而不致损坏电厂或危及公众安全；（2）设置多层屏障以阻止放射性外泄；（3）对各种可能事故进行详尽的分析以便评价反应堆系统的安全性（由此种分析已演化出重要的安全措施）；（4）设置安全装置或系统，以保护公众及电厂不受人员失误、设备失效或误动作、自然灾害如旋风与地震等造成的损害。

11.3 反应堆安全的另一个方面是核电厂的审批程序，如本章后部所述。核电厂安全的最终责任在其厂主及运行单位，如电力公司。但在美国，由核管理委员会（NRC）承担审定该核电厂的设计、建造与运行不致危及公众健康与安全的法律责任。在1979年发生三里岛事件之后^{**}，对于必须保证设备动作正常与人员训练良好的问题引起了特别的重视。

纵深设防

11.4 核电厂的基本设计思想可形容为“纵深设防”，即设有三级安全防线。每一级安全考虑涉及许多因素，彼此常有交叉。因此，将某一安全措施归入那一级的问题多少带有一些随意性。然而，这种三级防线的概念有利于阐明核电厂安全设计逐步深入的各个阶段。

11.5 第一级安全防线是使反应堆及其他部件的设计具有极高的运行可靠性，使其发生故障的机会极小。为此目的，对于各部件的材料与加工工艺质量需特别重视。电厂的设计必须保证能对各部件和系统进行连续的或定期的监测，以探知其中磨损或初期失效的迹象。总而言之，最终目标在于使核电厂的设计十分健全而且偏于保守，同时按照严格的质量标准与工程惯例来进行建造、调试、运行与维修。

- “能现实地（或合理地）达到的”这一限制词意味着在增大安全裕度与技术可行及经济合理之间应取其折衷。
- • 1979年3月，在哈利斯堡(Harrisburg, PA)附近的三里岛压水堆发生蒸汽发生器主给水丧失事故。此非罕见事故本来并不难控制，但由于运行人员失误与设备失效的综合结果，转变为潜在严重事故。燃料包壳严重损坏，但泄漏到周围环境中的放射性的健康后果并不严重（见“三里岛事件总统委员会报告”，美国政府印刷局，1979）。

11.6 尽管精心设计与精心施工可以确保运行安全，但仍然必须预见在电厂整个寿命期内不能完全排除发生意外或故障的可能性。所以，设置第二级安全防线的目的在于预先准备好防止或应付这些意外事故的必要措施。为此设置了反应堆保护系统，使之能在各种可预见的异常工况下仍能安全无虞。保护系统内各部件的设计应使其能经常接受监测，以确保在需要时即能投入运行。

11.7 最后，由专设安全设施构成的第三级安全防线 (§11.30) 是前两级防线的补充，它可以在极不可能发生的事故万一发生后进一步保护公众免遭危害。曾设想了许多这类事故，它们构成一组所谓设计基准事故。然后按照保守的方式分析这些事故的可能后果，以便检验专设安全设施的效能。

反应堆的固有安全性

11.8 在选取某种安全的反应堆设计时，有一项最基本的要求就是该方案应具有内在稳定性，以便抑制反应性的上升。如果反应堆具有快速响应的反应性负温度（或功率）系数，则可以满足上述要求。在此情况下，如第五章所述，反应堆对于导致其温度（或功率）上升的干扰具有自动抑制的效能。这种特性是由燃料的多普勒效应引起的；虽然水冷反应堆内的慢化剂-冷却剂的膨胀也对总的负温度系数有影响。然而，后一种贡献是比较迟缓的，因为热量由燃料传入慢化剂需要一定时间 (§5.92)。

11.9 应当认识到，虽然负温度（或功率）系数是反应堆安全性的必要前提，但它并不足以保证其安全性。如果反应性有一骤增，如 §5.165 等节所述，则其功率上升将在一定时间后由于负温度系数而停止。但在此期间反应堆的热功率（从而其燃料温度）有可能已上升到足以使燃料损坏的程度。这一点是在反应堆系统设计中必须加以考虑的。

质量保证、法规与标准^[1]

11.10 就广义而言，质量保证一词应包括能保证某一部件、结构或系统在服役期间正常工作的一切必要措施在内。工程法规与标准是质量保证的一个重要方面，因为它们反映了保证材料及部件处于应有质量水平下的实践经验。为了满足核工业的要求，已将许多早已颁布的法规，例如 ASME 锅炉与压力容器法规 (§7.24)，进行了修改、补充或全部改写。

11.11 已经为核电厂部件与反应堆系统设计的若干方面建立了许多这样的法规与标准。其余的部分正在美国国家标准学会 (ANSI) 的协调与组织下由各技术学会、行业协会等制订之中。美国的这项活动又是世界范围内涉及反应堆安全计划的一个组成部分。

11.12 任何一个申请许可建造核电厂的申请人 (§11.162 等节) 必须在申请书内附上一份质量保证 (QA) 计划，其目的在于保证核电厂的设计是满意的，同时该电厂的建造与运行将按照公认的法规与标准的要求进行。这些法规与标准的一部分具体地包括在联邦法规法规的第十章第 50 部分 (10 CFR PART 50) 的 §50.55a 内，而该部分的附录 B 中刊载了对 QA 计划的详尽要求*。

* 美国 NRC 规程导则和特定的关于 QA 计划的 ANSI 标准中刊载了有关 QA 的进一步补充资料。

冗余度与多样化

11.13 所谓**冗余度**系指采用两个或多个平行工作的类似系统，使得其中任一系统的失效不致影响整个工厂的运行。在核电厂内通常采用冗余部件与冗余系统。这些冗余设施对于和安全有关的系统，如仪表、停堆控制和应急冷却系统等，特别重要。

11.14 所谓的**共同模式失效**（即同一原因引起各相似部件或系统同时失效）可以使所有的冗余系统的部件完全不能工作。例如，可以想象那些设计相同的重复部件在同样应力下将同时失效。可以预见到许多可能发生共模失效的潜在危险，从而采取适当措施加以防范。然而，在某些情况下无法预见这种危险所在，而只有当它们出现之后才被发觉。于是，最大限度减小共模失效的方法之一就是**多样化**，即采用两种或多种相互独立而且互不相同的方法来达到同一目的，例如反应堆的应急事故停堆。

11.15 核电厂的电力供应系统是冗余度与多样化的一例。其中仪表由两组相互独立的蓄电池组供以直流电。供给水泵、阀门和鼓风机运行所需的交流电源在正常情况下由电厂本身的发电机连接到两根分开的母线供电。除此以外，还有两路独立的外电源可在核电厂停转或发电机停转时供电。如果核电厂的厂电源与外电源同时被切断（“全厂断电”），则厂区内还有柴油发电机组提供交流电源。此情况下全厂可能有半分钟完全失去电力供应；这一事实必须在决定核电厂安全运行条件时考虑在内。

阻止放射性泄漏的屏障

11.16 所有核反应堆系统都设计有一系列的屏障以便在正常运行与发生异常的情况下阻止放射性裂变产物的泄漏。这类屏障在各种反应堆内其性质相似但细节可能不同。本节所述内容系指轻水（普通水）冷却的反应堆，即压水堆与沸水堆，因为这两种堆型是目前商业运行中最常用的。实际上本章以下部分也主要涉及轻水堆核电厂的安全问题；而不常用的其他各种反应堆的安全性则在第十二章内扼要介绍。

11.17 防止放射性泄漏的第一道屏障就是二氧化铀陶瓷燃料本身，它可以阻留固态裂变产物；后者包括了反应堆运行中所产生放射性的98%左右。挥发性的裂变产物，主要为惰性气体（氦和氩）与碘，则从陶瓷燃料内缓慢释出。充当第二道屏障的燃料棒锆包壳可以阻止这些挥发性裂变产物的逸出（§8.83）。然而，这种包壳虽然经过周密的检查，但仍不免有时产生微小的裂纹与针孔从而发生泄漏，特别是在燃料棒寿期末尾时更加如此。因此，仍有少量放射性将漏入水冷却剂中（§9.96）。

11.18 第三道屏障是一次冷却剂边界（§1.98, §1.102）；它可以阻留从燃料棒内逸出的裂变产物，防止进一步外泄。如果有异常大量的燃料棒包壳破裂，则此情况可以立即由辐射探测器测知。于是电厂将停止运行并更换破损的燃料棒。因此，冷却剂的放射性不容许超过某种可接受的水平。

11.19 一次冷却剂边界通常极少发生大的泄漏，虽然在阀杆和密封处可能产生很小的泄漏；这些漏出的水被收集并进行处理以降低其放射性水平（§9.106）。在一次冷却剂回路发生非常罕见的管道破裂的事故情况下，还有第四道屏障即安全壳可以阻止（或减少）放射性向周围环境的泄漏。这种安全壳将在以后详细描述，但此处可以说明，它一般包含一个能耐其中所产生的高压的钢筋混凝土厚壳和一层密封的钢衬里以便减少处于压力下的放射性

反应堆保护系统⁽²⁾

一 般 介 绍

11.20 核动力反应堆通常设计用于产生一定量的热能以满足透平发电机所需的蒸汽要求。当负荷变化时，由自动和手动的反应堆控制系统来保持反应堆的安全运行工况（§5.200等节）。由于反应堆系统的设计中备有过剩的冷却能力，容许其在额定功率的112%（压水堆）或120%（沸水堆）的超功率水平下运行而不致使燃料棒损坏（§6.170）。如果热功率超出此极限值，或发生足以危及此系统的其他异常工况，则反应堆保护系统将使反应堆作事故停堆（或“快速停堆”），正如第五章中所述。

11.21 在反应堆运行中，“瞬变”一词一般指有一个或多个重要运行参数显著偏离其正常数值的情况，例如，系统的温度与压力，热功率水平，冷却剂流率，透平停车，设备故障等等。如果瞬变不大，在系统的容许运行限值以内，则控制系统将进行自动调整以补偿此偏离。然而，严重的瞬变将触发反应堆保护系统动作。

11.22 保护系统的目的在于：当发生足以损坏堆芯的系统瞬变或故障的情况下，使反应堆关闭并保持在安全状态之中。堆芯的损坏通常因过热而引起。保护系统包括用于测量整个核电厂系统的运行参数与其他特性的各种仪器。如果控制系统不能立即改正仪表所指示的瞬变状态，则保护系统将立即关闭反应堆。此外，当遇有可能引起危险后果的迹象发生时，反应堆操纵员可以独立地进行手动事故停堆。

11.23 当压水堆控制系统接收到关闭反应堆的信号时，通向吸合控制棒的电磁离合器的电源自动切断，从而离合器释放。于是，控制棒落入堆芯。含硼水（硼酸溶液）可由化学容积控制系统（CVCS）手动注入反应堆，以便在必要时弥补控制棒的不足。在沸水堆内，利用水静压力将控制棒向上压入堆芯，使反应堆迅速停堆；同时，将再循环泵电源切断。还可以向沸水堆内注入五硼酸钠水溶液以减少其反应性。

11.24 反应堆保护系统的一项基本要求就是它在需用时决不应失效；另一方面，仪表的误差或系统的其它故障也不应导致不必要（“假”）的停堆。为了防止假停堆，往往要平行装备三个或更多的冗余通道，其中各有独立的探测器与执行机构，用于监测运行参数。只有当两个或更多的通道同时要求执行保护动作时才能关闭反应堆。备有几个相互独立的通道还可允许对它们进行逐个定期校验，而不致影响保护系统的正常工作。

反应堆事故停堆信号

11.25 第五章内已提到了能引起保护系统动作的某些信号。在本节内将更详细地列举各种事故停堆信号；除另加注明者外，所有这些信号同样适用于压水堆和沸水堆。

1. 起动时中子通量迅速上升，致使热功率上升过快（§5.287）。
2. 功率运行时的中子通量过高，表明功率超过容许水平。
3. 反应堆系统温度或压力异常。
4. 冷却剂失流（或部分失流），例如由泵的失效所引起的后果。
5. 蒸汽流率过高，例如由蒸汽管道破裂引起的后果。

6. 主蒸汽隔离阀关闭，特别是在沸水堆内（见第12项）。
7. 透平发电机关闭，例如由于失负荷。
8. 仪表（直流）或泵、阀等（交流）电源切断。
9. 稳压器内水位过高（压水堆）。
10. 反应堆容器内水位过低（沸水堆）。
11. 压水堆蒸汽发生器内给水流率过低或水位过低。
12. 沸水堆内蒸汽放射性过高。

停堆后的冷却

11.26 虽然一般并不认为反应堆停堆冷却系统是保护系统的一部分，但停堆后的冷却确是反应堆保护的一个重要方面。当反应堆正常地或由于严重瞬变而停堆后，自持裂变链式反应随即终止，但燃料棒内仍然保有相当数量的显热（或储热）。此外，由于裂变产物的衰变及（短期内）缓发中子所引起的裂变，新的热量还不断产生。因此，在停堆后许多天之内的，还必须保持堆芯的冷却。铀棒内的显热和缓发中子裂变热大约在半分钟之内散出，其后的冷却要求完全取决于衰变热。假定反应堆业已运行了很长一段时间，则此衰变热一开始约为停堆前功率的7%。此值在一小时后下降到大约1.3%，一天之后下降到大约0.4%，而一周之后约为0.2%（见图2.33）。

11.27 当反应堆事故停堆后，若正常的载热系统仍可运行，则冷却自当不成问题。在此情况下所产生的蒸汽（压水堆在蒸汽发生器内，沸水堆在压力容器内产生）可由透平旁路而直接通入冷凝器中。然后凝结水按通常方式回到蒸汽发生器（压水堆）或反应堆容器（沸水堆）内。当系统的温度与压力下降到一定程度之后，此种冷却功能就转由余热载出系统（或停堆冷却系统）承担，后者使一回路的水在堆芯与另外一组独立的热交换器之间循环，而将余热排入分设的辅助供水系统。这一辅助供水系统从所谓“最终热阱”内取水，后者一般也为冷凝器提供冷却水。由于要求该热阱保证反应堆的安全停堆及以后散出余热，此系统必须能在厂址发生最严重的自然灾害时至少运行30天以上*。

11.28 在某些情况下，反应堆事故停堆的同时也应关上蒸汽系统的隔离阀，以阻止可能带放射性的蒸汽泄漏到环境中去。此时不能利用正常的载热与冷凝系统来冷却燃料。在压水堆内，备有一个大的凝结水池，通过辅助给水系统向蒸汽发生器补水，可保证反应堆冷却8个小时左右。在此之后，余热已下降到可由余热冷却系统排出的程度。在沸水堆内，有一个卸压阀能够在有控制的情况下将蒸汽排入压力抑制水池并在其中凝结（§11.48）。反应堆容器内的水位则由反应堆堆芯隔离系统维持，后者从一个凝结水池内取水。最后，可以投入余热冷却系统。

11.29 如果反应堆事故停堆时电源也被切断，则各种泵都不能运行，此时可由安全阀排放蒸汽以保持燃料的冷却。这一方式的持续时间取决于辅助给水系统向压水堆蒸汽发生器或沸水堆一回路补水的的能力。与此同时，应急（柴油）发电机应当起动，使主要的泵得以运行，

*美国NRC推荐，除非另有一种可靠的、有保证的水源，如海洋、大河、或大湖，最终热阱应由两个独立的部分构成，例如两个独立的冷却塔或喷水池，或一座冷却塔与一个喷水池，或两者之一再加上另一处水源。

以等待外电源恢复供电。

专设安全设施^[3]

引 言

11.30 专设安全设施的任务是：万一发生极罕见的严重瞬变或事故而不能单靠反应堆保护系统保证环境安全时，采用此设施以阻止或限制放射性泄漏到环境之中。主要的专设安全设施有：（1）应急堆芯冷却系统，在反应堆失水事故时向堆芯补水；（2）安全壳（或结构），用以阻挡由堆芯漏出的放射性泄漏到环境之中；（3）净化系统，用于排除漏入安全壳的部分放射性及热量；（4）氢气探测系统，用于防止在安全壳内生成爆炸性的氢氧（空气）混合物。

应急堆芯冷却系统^[4]

11.31 如果水冷反应堆的一次冷却剂回路产生一处大的破裂，系统压力骤降就会使应急堆芯冷却系统（ECCS）投入运行。这一系统由许多独立的子系统组成，后者按失压的进程而逐一投入。这些子系统可在一次冷却剂流率减小甚至完全失流的情况下将水注入堆芯以保证其冷却。系统从不同的水源取水，其容量甚大，足以在堆芯失压的后期保证淹没堆芯。该系统还备有冗余的设备与流道以保证其运行的可靠性。由于压水堆和沸水堆的一次冷却系统不同，因此其ECCS也各异。不同的压水堆制造厂商以及不同的沸水堆设计中的ECCS也各不相同。不过，以下所描述的系统可认为是目前实际应用中带有典型性的系统。

压 水 堆

11.32 当反应堆系统的压力下降不多，即由正常运行的15.5 MPa降到大约11 MPa时，高压注水系统（HPIS）投入运行。这种程度的压力下降发生在压水堆一次冷却剂回路出现小破口时，或由于超压使卸压阀打开而当恢复正常压力后该阀不能回座的情况下（§12.17）。此时，HPIS可以迅速补充所丧失的冷却剂（水或蒸汽漏失）。ECCS的这一子系统内采用与CVCS内相同的泵，将含硼水注入反应堆冷却剂进堆的管道中（冷端）。还可设置一套动作较慢的备用系统将含硼水注入堆容器的出口管道（热端）。

11.33 当一回路发生大破口事件时，系统压力迅速下降，此时将触发另一个ECCS子系统，即蓄水箱注射系统*。这些蓄水箱就是两个或更多的独立水箱，其中装有含硼水，并用氮气加压到1.4—4.1 MPa，其压力随系统的设计而异。这些水箱通过逆止阀接到反应堆冷端管道上，有时直接接入反应堆压力容器内下降段系统的上端（见图1.5）。当一回路压力下降到低于水箱内的压力时（大约在大破口出现后的20—25秒左右），逆止阀自动打开，使含硼水迅速注入反应堆压力容器内。每条冷却剂环路上接有一个蓄水箱，这就构成所谓“被动式”系统，因为这种系统的动作不依靠由电力驱动的泵。

11.34 当系统压力进一步减小时，低压注水系统（LPIS）投入，该系统利用辅助冷却（余热冷却）系统的泵与热交换器。这种系统与高压注水系统同样是“主动式”的系统，即

* 或称安注箱注射系统。——译者

需要电动泵的运行。如果外电源也同时被切断，则仍有充分时间（冷却剂管道大破口发生后30s左右）使应急柴油发电机起动。此系统的具体设计随制造厂商而不同，但在开始时一般均从换料储存水池*取水，然后遇有必要可从安全壳内的排水坑内取水。

11.35 图11-1内画出压水堆的ECCS各部件的典型流程简图。在此具体情况下，HPIS回路内包括一个浓硼酸溶液水箱。当CVCS的泵将水唧送入此水箱时，硼酸溶液就被压出箱外，并注入反应堆压力容器。安全注射泵为HPIS备用系统内的一个部件。

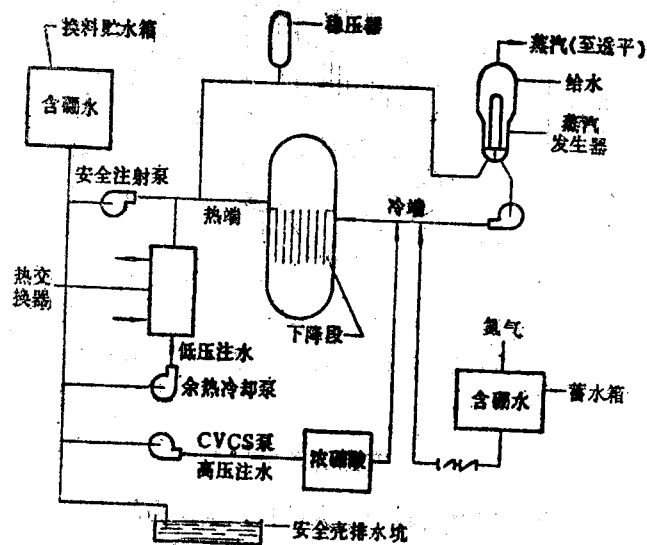


图11.1 压水堆的应急堆芯冷却系统

11.36 压水堆最严重的设计基准事故（§11.7）就是一次冷却剂系统冷端的一根管道断裂。为了使ECCS的设计偏于保守，通常假设注入断裂管道的含硼水全部都由破口漏出，而仅依靠由其他管道注入的水冷却堆芯。

沸水堆^[5]

11.37 沸水堆内假定的设计基准失水事故取为一台再循环泵的进水管断裂，即大破口位于反应堆压力容器与泵之间的管线上（见图1.6）。水与蒸汽由破口喷出，从而系统的压力下降。不过，此时的失压率低于压水堆的设计基准事故（参看§11.90）。

11.38 在较新型的沸水堆内，ECCS包含三个子系统，以适应各种可能的管道破裂尺寸。冗余部件可以保证高度的运行可靠性。利用单泵驱动的高压堆芯喷淋系统（HPCS）将水由喷嘴喷洒在堆芯之上及其四周。这一系统可在正常运行压力（7.24MPa）及低于此压力时运行。另一个利用单泵驱动的低压堆芯喷淋系统（LPCS）可在发生大破口从而使堆容器迅速失压时保护堆芯。最后，还有一个包含三个独立子系统的低压注水系统（LPIS），它们可以在堆容器失压后大量注水以充满容器。

11.39 上述各种ECCS子系统都在接到系统的压力信号后动作。所有各系统都可以从

* 此含硼水池系供换料操作中临时储存乏燃料元件之用。

压力抑制水池 (§11.48) 取得基本上连续不断的水源供应。这一水池同时也回收由反应堆容器通过破口漏出的水与蒸汽。另一个附加的安全保证措施是一个自动卸压阀, 它可将蒸汽排入抑压水池。这一措施可在小破口情况下使系统压力下降, 以便LPCS及LPIS得以投入。沸水堆的ECCS子系统流程简图画在图11.2内。

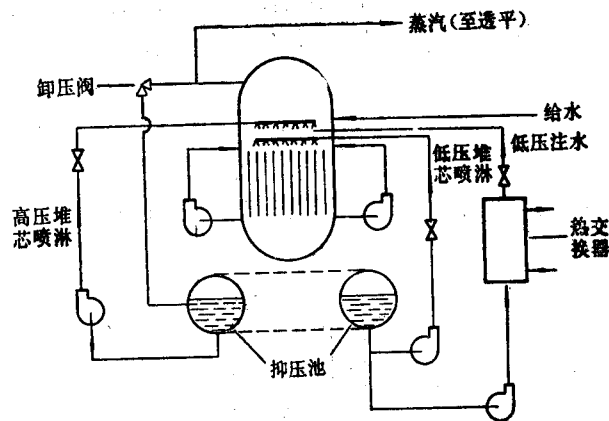


图11.2 沸水堆的应急堆芯冷却系统

安全壳系统^[6]

11.40 如果一次冷却剂回路出现一个大破口, 则压力的骤然下降将使反应堆容器内几乎全部的水都“闪蒸”为蒸汽。这种失水的结果, 会使部分燃料棒损坏并释放出放射性裂变产物。安全壳系统就是这样一个容器(或结构), 它可用在失水事故下包容由反应堆容器内泄漏的几乎全部蒸汽和放射性, 但此时仍假定ECCS能按设计规范工作^{*}。压水堆与沸水堆的安全壳结构和其中气体的处理方法有相当显著的不同。

压水堆

11.41 压水堆的安全壳结构随不同的核电厂而稍有不同, 但一般均为圆柱形(直径约37m), 其上有一拱形顶(总高度约61m)。安全壳通常用钢筋混凝土建造, 厚约1.07m, 内有一层厚约38mm的钢衬。整个一次冷却剂系统, 即反应堆容器、稳压器、蒸汽发生器、泵以及ECCS蓄水箱(安注箱)都安装在安全壳之内(图11.3)。

11.42 如果发生了全部冷却剂丧失事故, 则事故发生前在冷却剂和燃料内含有的全部热量都将释放到安全壳的气空间内。安全壳结构的体积和强度足以承受一回路内全部水闪蒸以及ECCS的作用所产生的安全壳内的最高温度与压力。安全壳内典型的最高内压的计算值约为280 kPa(g); 因此, 安全壳结构的设计应能承受310 kPa(g)的内压, 并需在350 kPa(g)下进行试压。在设计压力下, 安全壳每天的泄漏率应低于0.1%的安全壳体积。

11.43 为了冷却安全壳内的气体, 并在失水事故后使部分蒸汽冷凝以降低压力, 采用了由顶部喷嘴淋水的方法。这些水流入安全壳排水坑内, 可循环流入余热冷却系统 (§11.27) 的热交换器内, 以连续冷却安全壳内的气体。

^{*} 不过, 安全壳的设计中也容许ECCS有某种程度的失效。

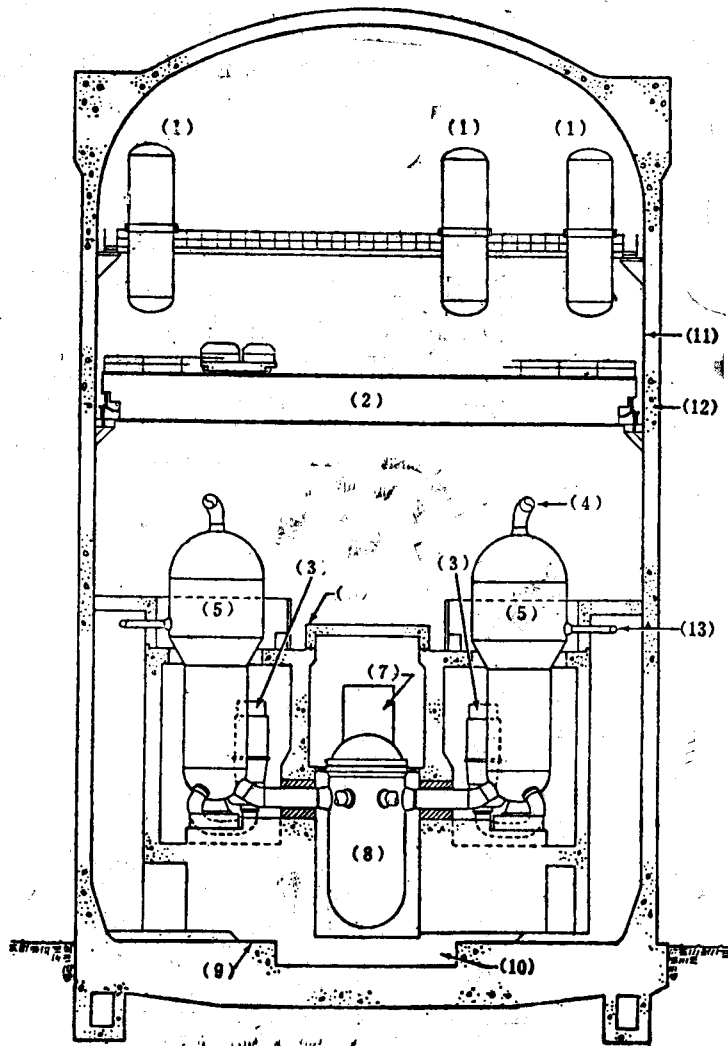


图11.3 典型的压水堆安全壳结构

- | | | | |
|------------|----------------|-------------|----------|
| (1) 安全注射水箱 | (2) 吊车 | (3) 主泵 | (4) 主蒸汽管 |
| (5) 蒸汽发生器 | (6) 可移动的飞射物屏蔽体 | (7) 控制棒驱动机构 | |
| (8) 反应堆容器 | (9) 安全壳内衬 | (10) 排水坑 | |
| (11) 钢衬 | (12) 混凝土 | (13) 给水 | |

11.44 安全壳的喷淋水也可用来部分地除去气体内的放射性。溶在水中的氢氧化钠或碱性硫酸钠有助于去除放射性碘，后者通常是在大量放射性泄漏事故下对环境危害的稳定性因素 (§11.115 等节)。在某些压水堆装置内，采用鼓风机使安全壳内气体循环通过除碘装置和粒子过滤器，以降低其中的放射性水平 (§9.115)。

11.45 在一种特殊的压水堆安全壳系统内利用冰冷凝器降低其内压。这种安全壳结构与通常的钢衬里的混凝土结构不同，其钢衬（或壳）与混凝土外壳（或屏蔽层）分开。两者之间的环缝中，在高于反应堆容器的位置处设置了装有冷冻含硼冰块的小室。当发生失水事故后，由一次回路释放的蒸汽被冰块所冷凝从而抑制了安全壳内压力的升高。结果，安全壳的设

计压力仅为69kPa(g),而且其体积也可以比常规的压水堆安全壳为小。在凝结水内也可带走一部分裂变产物。不仅如此,如冰溶解所产生的含硼冷水还可以收集在安全壳排水坑内用于冷却堆芯^[7]。

沸水堆^[8]

11.46 沸水堆具有一次与二次安全壳结构。一次安全壳容器由一个干井与一个湿井组成。在七十年代运行的大多数沸水堆内,干井是一个电灯泡状的钢制压力容器(图11.4);其设计压力为350kPa(g)并在420kPa(g)下试压。钢容器周围为一层厚的钢筋混凝土结构,后者有一定强度并作为屏蔽层。干井将反应堆及冷却剂再循环泵都包容在内。在干井之下是一个环状盛水的湿井,两者之间用许多粗管相连。二次安全壳容器(屏蔽壳)为一壁厚约1.07m的长方形建筑。在设计压力下由一次安全壳向二次安全壳的典型泄漏率数值为每天小于0.5%的安全壳体积。

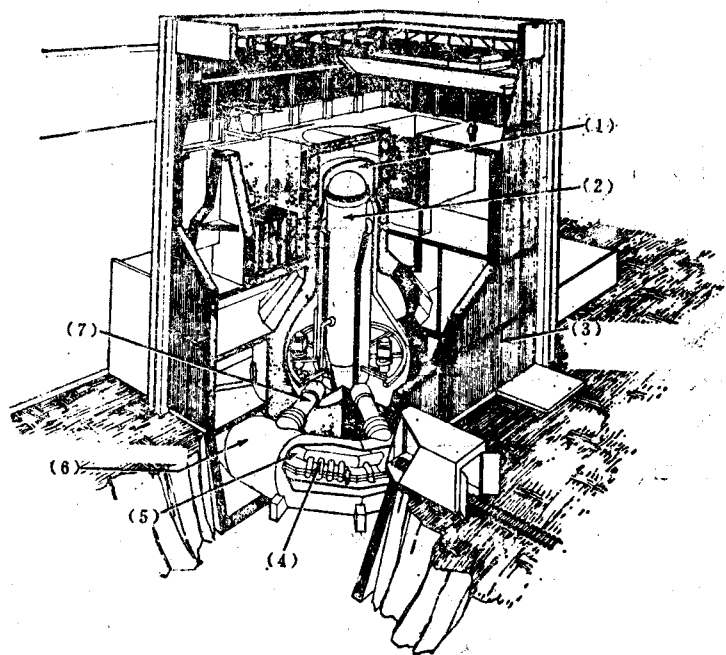


图11.4 旧式沸水堆安全壳结构的剖视图

- | | |
|------------------|-----------|
| (1) 干井(一次安全壳) | (2) 反应堆容器 |
| (3) 反应堆厂房(二次安全壳) | (4) 下降段管系 |
| (5) 环形联箱 | (6) 抑压室 |
| (7) 排气管 | |

11.47 在较新的(Mark III)沸水堆内,干井是一个带拱顶的混凝土圆柱形结构物。湿井是一个环状空间,其中的水盛在一个内部环形围堰与外部一次安全壳钢结构之间(图11.5)。干井与湿井之间有许多水平的圆柱形孔相通。二次安全壳由钢筋混凝土建筑物构成。在设计压力下,每天的总泄漏率不超过其体积的0.1%。

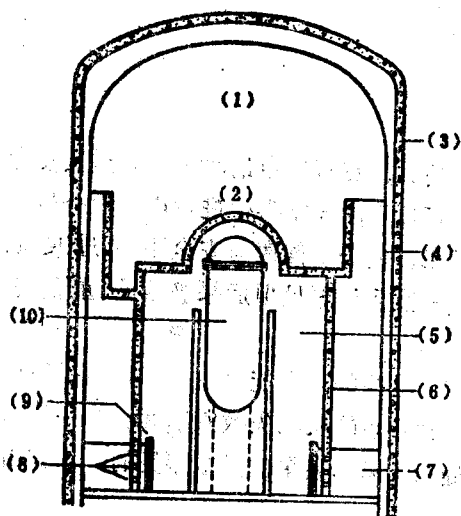


图11.5 新型(Mark III)沸水堆的安全壳结构示意图

- | | |
|------------|--------------|
| (1) 安全壳空间 | (2) 水池 |
| (3) 混凝土屏蔽 | (4) 安全壳(钢) |
| (5) 干井空间 | (6) 干井壁(混凝土) |
| (7) 抑压池(水) | (8) 水平孔 |
| (9) 围堰壁 | (10) 反应堆容器 |

11.48 如果沸水堆发生失水事故,由冷却水闪蒸产生的蒸汽进入湿井的水内并被冷凝,从而降低了干井内气体的温度与压力。因此,湿井通常又称为压力抑制水池(或室)。按一般规定,如果在一次事故中全部冷却水都汽化,则抑压水池必须将其中的90%冷凝,才能保持干井内的压力不超过设计规范值。由卸压阀排出的蒸汽也直接通入水池内(参看图11.2)。

11.49 湿井除了起抑制压力的作用外,还向ECCS的堆芯喷淋和注水子系统提供大部分水源。其余的水源可由给水(凝结水)水箱提供。在Mark III沸水堆内,干井之上还有一水池可作为附加的水源(参看图11.5)。在失水事故后,湿井内的水循环通过余热冷却换热器进行冷却。

11.50 当干井内的气体通过湿井内的水后,其中原含的放射性碘有一部分被去除。通过除碘装置与粒子过滤器可以进一步降低剩余的气体放射性。安全壳建筑将使气体延迟一段时间才泄漏到环境中去,这可以使放射性惰性气体中的短半衰期同位素衰变到相当低的水平。

氢浓度控制

11.51 由于失水事故的结果,氢气可能通过三种主要途径产生。(1)蒸汽与高温下锆合金内的锆发生反应;此反应产物为氢气与二氧化锆(§7.122)。(2)安全壳喷淋水,特别是含有除碘用的氢氧化钠时,与壳内某些金属(如铝)作用而产生氢;这可以在这些活泼金属的表面上涂漆加以防止。(3)裂变产物的辐射(特别是γ射线)会使水分解为氢与氧(§7.148等节)。

11.52 空气中的氢气积累到超过4%体积浓度时就形成了很容易点火的混合物。然而,一般而言,安全壳内的氢气积累到这种危险的浓度往往需要好几天时间。此时安全壳内的放射性水平可能已经低到这种程度,以致可以允许通过过滤器排放一部分壳内空气而代之以新鲜空气。在老式的沸水堆内,一般采用氮气使安全壳内气体惰性化。在以后的沸水堆内,干井与其周围及其上方空间可以相通,从而可使空气在其间循环以降低氢的浓度。然而,控制安全壳内气体中氢浓度的更可取方法是在氢-氧(空气)复合装置内将氢去除;为此目的,已建议采用催化或火焰复合器。

反应堆安全分析⁽⁹⁾

异常事件分类

11.53 凡申请核电厂建造许可证和运行执照的申请人，在每次申请时都必须递交安全分析报告 (§11.164 等节)。在此报告内有一节包含对各种可预见的异常事件进行广泛的分析；其目的在于表明该设计足以控制此类事件或可减轻其后果，使公众健康与安全不受过度危害。所分析的范围由较频繁发生而危害很小的次要瞬变一直到极罕见但后果极其严重事故，后者要求采取各种措施以保护公众安全。

11.54 安全分析涉及所有可预见瞬变的潜在效应；这些瞬变可能是由于 (1) 运行失误 (例如人为错误或仪表及其他设备的小事故) 和 (2) 各种严重的机械失效所引起。第一类瞬变经常会发生，但可通过反应堆控制或保护系统进行处理。第二类事故是很罕见的，它需由一种或多种专设安全设施来减轻其后果。

11.55 为了编写安全分析报告，可将预期的异常事件分为下列三大类*：

1. 中等频率事件，通常由运行事故引起；所导致的放射性向环境释放应满足正常运行的准则规定 (第九章)。
2. 低概率事件，可能有少量放射性泄漏到厂区之外。一般说来，这些事故是由机械失效而引起的。有些情况下也可能由于人为的错误。
3. 极低概率的潜在严重后果事件。这些就是 §11.7 内所述的设计基准事故；它们只能由严重的设备失效或可能由于旋风、洪水或飓风所引起。

中等频率事件

11.56 由于运行 (或其他) 事故而引起的瞬变可能导致燃料内释热率 (或热功率) 与冷却剂载热率之间的失调。如果前者超过后者，则燃料有过热而导致包壳损坏的危险。在多数情况下，反应堆控制系统可以自动恢复平衡而不中断正常运行。当这种失调过于严重以致控制系统已无法矫正，则由反应堆保护系统关闭反应堆。控制与保护系统内有效的冗余度与多样化措施使得这些系统基本上不可能完全失效。

11.57 通过分析冷却剂通道内的最大热流密度 (或释热率) 以及可能导致燃料包壳破坏的临界热流密度 (§6.129)，可以找出释热率与载热率之间的关系。为了防止包壳损坏，最大实际热流密度必须远小于临界热流密度，如图 6.23 所示。反应堆热功率的提高将使实际热流密度增大，而冷却剂效能的降低将使临界热流密度减小。因此，足以引起上述任一种 (或两种) 效应的瞬变都将增大包壳破损的可能性。

热功率提高

11.58 冷却剂温度下降：进入反应堆的冷却剂温度下降将使反应性增加，从而使中子通量及热功率加大，这是由于负温度系数所引起的。在压水堆内，有几个系统其中任一失效

* 在申请人的环境报告中，假想的异常事件 (或事故) 共分为九级 (§11.166)；

都会引起这种瞬变。例如，某一阀门的损坏可能使蒸汽发生器的给水流率增大，或某一给水预热器失效会使给水温度降低。然而，压水堆蒸汽发生器内的这类效应只会引起一次冷却剂温度的缓慢变化。由于沸水堆内的补给水（透平凝结水）直接泵入反应堆容器，上述同样故障所引起的响应可能会快得多。但在两种情况下，中子通量上升的信号都将触发反应堆事故停堆，从而可以防止燃料包壳损坏。

11.59 在压水堆内，若一条已停止运行的冷却剂环路的循环泵误投入，也会引起反应性的上升从而加大热功率。同样，沸水堆内再循环泵的转速意外地提高也会使功率增大。反应堆控制系统将会自动校正这类瞬变，否则就将引起事故停堆。

11.60 **移出控制材料**：使反应堆热功率提高的另一原因可能是错误地减少了堆芯内的控制材料（核毒物）。虽然在反应堆设计中限制了提升控制元件的速度，但在安全分析内仍应考虑由于误动作使吸收体提升失去控制而引起的后果。后果的大小取决于吸收体抽出的速率、控制元件的反应性价值（§5.184）和反应堆的运行状态（例如正在起动或已达满功率）等。在起动过程中，必须特别注意防止反应性增长过快，因为后者将导致潜在的危险工况（§5.288）。在这类情况下，不论反应堆处于何种运行状态，只要控制材料的移出速率超过某一限度，保护系统将使反应堆关闭。

11.61 在采用化学补偿的压水堆内（§5.202），硼浓度的意外减少将导致功率增加。然而，反应堆功率对硼浓度稀释的响应相当缓慢，而在人为地使硼浓度减少的误操作过程中有许多警告信号或其他的指示可以提醒运行人员采取改正的动作。

11.62 **系统压力增加**：沸水堆内当主蒸汽阀门由于透平甩负荷等原因（亦见§11.65）自动关闭时，系统的压力将上升。压力增大将使堆芯内蒸汽汽泡体积减小，从而使反应性加大。由此引起的热功率增加，又趋于进一步使系统压力上升。于是反应堆卸压阀将开启，将多余的蒸汽排入压力抑制水池，而且反应堆将迅速停堆，以防止发生任何损坏。随蒸汽而排出的放射性将经过池水清洗掉一部分，其余的由于井内的空气循环系统清除。

冷却效能降低

11.63 有许多原因会使冷却剂效能降低以及临界热流密度减小，其中包括流经堆芯的冷却剂平均流率下降，给水与蒸汽流率失调，蒸汽需要量减少，或压水堆一回路系统压力下降。

11.64 压水堆内一回路的一台水泵转速下降将使堆芯温度上升；然后由于负温度系数的作用使反应堆功率趋于下降。为了恢复功率水平，控制棒将自动上升，从而进一步使冷却剂温度上升而使情况恶化。因此，若冷却剂流率下降到某一规定数值以下，或冷却剂温度上升过高，保护系统应将反应堆关闭。另一方面，沸水堆内再循环流率的下降却将使堆芯内蒸汽汽泡体积增大，从而使热功率与蒸汽产率减小。于是，通过压力调节系统的作用，可使沸水堆功率稳定在新的较低功率水平。

11.65 水冷反应堆的控制系统必须按照蒸汽需要量（或透平负荷）调节给水流量，后者在压水堆内进入蒸汽发生器，而在沸水堆内直接进入反应堆容器。否则，将引起水位的不正常变化从而使反应堆关闭。如果蒸汽需要量急速下降，则可使一部分过剩蒸汽旁路，不经过透平而直接流入冷凝器。如果沸水堆内主蒸汽阀自动关闭，则系统压力将上升而导致如§11.62所描述的现象。在压水堆内，蒸汽需要量的减少将导致一回路冷却剂水温度上升，从

而使系统压力增高。于是，稳压器的卸压阀自动开启，使压力下降（§12.17）。

低概率事件

11.66 由于执行了反应堆部件的质量保证计划与在役检查制度，各部件的机械失效概率很低。尽管如此，在安全分析中仍必须考虑可能的失效后果。在核蒸汽供应系统内，可能导致部分燃料包壳破损的最重要低概率事件是：（1）反应堆冷却剂回路、蒸汽发生器给水管道或蒸汽管道上的小破口，（2）交流电源全部停电并导致反应堆冷却剂丧失正常流率。

管道小破口

11.67 压水堆：最严重的情况是小破口发生在压水堆一次冷却剂环路的某一进堆管道上。此时反应堆虽然关闭，但仍有一部分水漏出，其中大部分在安全壳内闪蒸为蒸汽。为了防止燃料包壳破损，必须在正常停堆冷却的同时，始终保持堆芯淹没在水中。如果破口非常小，则可通过未破损环路内水泵的全流量运行保持堆内水位。为补偿由破口漏出的水量，可由CVCS向反应堆补水。

11.68 如果压水堆进堆水管上的破口较大，则反应堆容器内水位在短时间内会下降到足使部分燃料包壳因过热而破损的程度。由于漏水而使系统压力下降，ECCS的高压注水子系统将投入运行并保持淹没堆芯。然后可利用反应堆停堆冷却系统进行冷却以降低堆芯的温度与压力。如果有一部分燃料元件已经破损，则泄漏的水（及蒸汽）带有强放射性，但安全壳的隔离阀关闭后可以阻止放射性泄漏到环境之中。

11.69 压水堆安全壳内给水管道的破口，或安全壳内外蒸汽管道的破裂，都足以使蒸汽发生器内的水全部漏失。此时反应堆立即关闭，而另一蒸汽发生器的运行可保证安全停堆所需的冷却能力。由于压水堆所产生蒸汽的放射性很低，因此蒸汽管道在安全壳外破裂也不致对环境产生严重的危害。

11.70 沸水堆：在沸水堆内，反应堆冷却剂的进堆管道同时也是补给水管道。如果这条管道上的破口很小，则任一辅助冷却系统〔如反应堆堆芯隔离冷却系统（§11.28）〕可向堆容器供水而保持水位不变。此时反应堆自动关闭，然后按正常程序减压与冷却。若破口较大或有必要关闭主蒸汽隔离阀时，则应由抑压水池或凝结水箱向堆容器补水。

11.71 沸水堆主蒸汽管道破裂将使反应堆自动关闭并同时关上蒸汽隔离阀以免放射性蒸汽泄漏到安全壳以外。堆芯应按上述方式保持于淹没状态，然后按正常停堆方式降低系统的温度与压力。

失流事故

11.72 如果厂区内外的全部电源完全切断，则所有的水泵都将逐渐停转从而导致所谓失流事故。然而，大约在30秒钟左右，由柴油发电机组提供的应急电源可以投入并启动主要的水泵。与此同时，反应堆在接到失流信号后立即关闭，而蒸汽则自动由透平排空。由于在排空过程中发电机仍将产生一些电力，因此通常在停堆后30秒间仍将主循环泵接在主发电机母线上。循环泵逐渐停转过程中的流量以及冷却剂的一部分自然循环一般足以防止在停堆后出现堆芯内某点上达到临界热流密度的情况。

设计基准事故

11.73 设计基准事故是概率极低的事故，甚至在整个反应堆平均寿命期内一次也不应当发生。但如不加以控制，则其后果极为严重。这些事故必须加以分析，以便确保专设安全设施的有效性与评价所建议厂址是否可被接受。最严重的设计基准事故就是压水堆一次回路中0.61至1.07米直径的大管道和沸水堆再循环泵进口管道双端完全断裂。这种事故通常称为失水事故；在以后将详加讨论。以下首先扼要考察一下其余的设计基准事故。

地震旋风和洪水

11.74 商用核电厂的设计应足以承受可能发生的最严重地震所引起的地面运动。根据厂址周围地区地震的历史记录，预测该厂址处可能引起地面最大运动的地震烈度。这种地震称为“安全停堆地震”。安全分析必须证明在发生这样强烈地震的情况下，反应堆仍能安全地关闭，同时专设安全设施也能正常动作。此外，在发生所规定的“运行基准地震”时，核电厂应保证仍能照常满功率运行^[10]。

11.75 在设计过程中，为满足以上要求，必须对于安全停堆最为关键的部件与建筑物（称为第一类部件）进行动力学分析，此时应将预测的最大地面加速度谱施加在这一类设备上。必须保证在此情况下所引起的应力符合通用的法规。此外，在发生地震的条件下必须特别注意防止发生共模失效（§11.4）。若核电厂设计的安全停堆地震条件取为0.3g最大水平加速度，则该设计对美国的多数厂址满足要求^[11]。

11.76 核电厂的设施还必须能承受强烈旋风所产生的巨大风压载荷。必须防止对电厂安全有重大影响系统遭受旋风所卷起的飞行物的破坏。位于河流附近的电厂必须能防止所谓“最可几洪水”的侵犯。还必须考虑到由于飓风或上游水坝溃决所引起的洪水灾害。

控制元件弹出

11.77 由于机械失效而使控制元件（或控制棒束）突然弹出的事故是可信的但十分罕见。在多数情况下，反应性（与热功率）的增加很小，并能由反应堆保护系统加以控制。例如，当反应堆于满功率下运行时，所有的控制元件都处于部分或全部抽出位置。因此，突然抽出任何一根元件，最多也不过能引起较小的反应性上升。另一方面，如果反应堆处于停堆状态，则其负反应性足以抵偿任何一根控制元件弹出的反应性变化。

11.78 设计基准事故之一就是在一个正运行的反应堆内弹出一根控制元件而引起较大的功率骤增致使部分燃料包壳破损。对试验反应堆的观察表明，由弹出控制元件所产生的破坏程度主要取决于功率骤增所产生的总能量^[12]。后者又取决于所弹出元件的反应性价值和其余控制元件布置所决定的功率分布。这些试验数据用于评价控制元件弹出事故的后果。由于弹棒事故的概率极低，一般认为燃料包壳所发生的有限破损属于可以容许的后果。为使电厂设计获得批准，在分析中必须证明该设计能满足若干指标，以保证基本上不可能发生燃料散入冷却剂、堆芯栅格整体变形、或产生严重冲击波的事故。

乏燃料操作事故

11.79 在大约每年一次的换料操作中，反应堆容器在安全壳内开盖。此时必须注意保

护乏燃料棒不受损坏，以免积存在燃料芯块与包壳之间间隙内和芯块上端气腔内的碘蒸气与惰性气体以及其他裂变产物释放出来 (§8.83)；由于意外地达到临界形成过热，或由于散出衰变热的能力受到严重障碍，都会导致这种损坏。通过仔细安排提出控制元件的管理程序可以防止堆芯达到临界，而适当地保持乏燃料在储存架上的间距可以避免构成临界几何。使乏燃料组件在任何时刻都浸泡在水中可以保证其中的衰变热得到适当的冷却与辐射得到屏蔽。此外，在反应堆水内还加入硼酸以保证堆芯处于次临界状态。

11.80 乏燃料组件跌落也会受到损坏。采用特别的抓取与操作装置可使这种情况极难发生。然而，仍要求安全分析报告中列入在安全壳内一燃料棒组件遭受严重的机械破坏后可能释放到环境中的放射性计算值。乏燃料组件跌落在安全壳外的储存区地板上也会遭到损坏。但这一情况几乎不可能发生，因为乏燃料由水下转运到储存池内，根本不提出池外。

失水事故

11.81 按照所假设的一回路破口大小之不同，失水事故可分为几类。小破口在最坏的情况下也只会导致轻度的燃料包壳破损，这已在前面讨论过。然而，作为设计基准事故，我们假定在压水堆一回路冷端管道上或沸水堆再循环泵进口管道上发生一处“切断”（或双端）破口 (§11.73)。由于这样大的破口，一回路压力骤降，而且反应堆内的水几乎全部都喷入安全壳内。这种失水事故 (LOCA) 所引起的压力骤降将触发保护系统并使反应堆关闭。堆芯内的裂变链式反应因失去慢化剂而终止，无论其他措施是否有效。然而，由于 §11.26 所述的各种来源，燃料元件内继续产生极大的发热率。因此 ECCS 的各个子系统必须及时提供足够的冷却以尽可能减少燃料包壳的过热与破损。设置在安全壳内外的蒸汽限流器与隔离阀均自动关闭，以阻止可能受放射性沾污的蒸汽外泄。

11.82 上述事故中的热工-水力(及其他)现象十分复杂，正对此进行研究以便更深入地了解其机制从而为计算机提供模型 (§11.98等节)。由于压水堆与沸水堆内这些现象有所差别，下面将分别加以讨论。

压水堆

11.83 压水堆在发生设计基准LOCA时的第一、二分钟内所出现的现象大体可分为三个阶段：(1)喷放阶段，此时冷却剂由反应堆容器内大量喷出；(2)再充水阶段，此时应急冷却水开始注入堆容器内但水位不超过堆芯的底部；(3)再淹没阶段，此时水位上升到足够高度以冷却堆芯^[13]。

11.84 喷放。喷放分两阶段进行，即欠热喷放与饱和喷放。在开始的欠热喷放阶段中 (§6.124)，一回路压力迅速下降到与当前水温相应的蒸汽(饱和)压力(图11.6)。在此阶段，失压同时伴随着压力波的传播；因此，安全分析必须证明由这些压力波引起的机械负荷不致使系统损坏到构成对公众危险的程度。

11.85 在此后较长的饱和喷放阶段，冷却剂内生成蒸汽汽泡，同时水与蒸汽的混合物由破口喷出；这一阶段大体将持续15—20秒，直到系统压力大体等于安全壳内的压力。这种两相流相当于蒸汽与水混合物在管内的流动 (§6.150)，称为“壅塞”流。它将持续一段时间，其中汽水混合物以最大音速喷出。蒸汽-水混合物流动时使燃料棒得到一定程度的冷却，故包壳温度短时间下降。然后，由于流体的热焓增加，临界热流密度下降到最大(热通道)

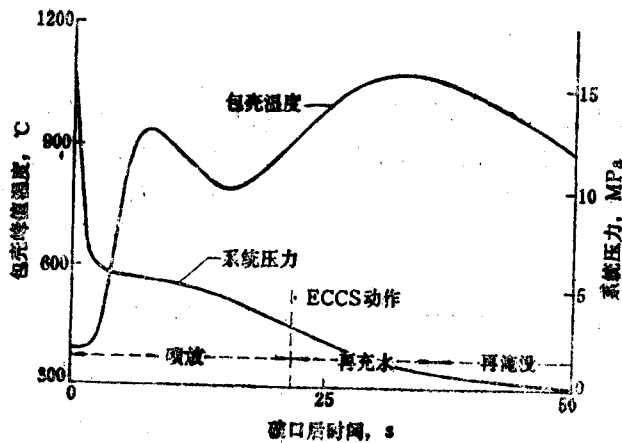


图11.6 压水堆的失水事故
(温度、压力与时间均为近似值)

热流密度以下；于是如图11.6所示，传热系数显著减小，同时包壳温度相应地升高。

11.86 当饱和喷放进行时，冷却剂内液相份额不断减少直至剩余的部分变为水与蒸汽的泡沫状混合物为止。泡沫的液位下降，使堆芯的上部裸露烧干。这时堆芯只能通过向四周结构辐射散热。于是包壳温度可能上升到使某些较热燃料棒因包壳过热失去强度而导致破损的程度（超过980°C）。此时由锆水反应而产生的热能也助长了温度的进一步升高。

11.87 再充水：在喷放过程中压水堆一回路压力降低信号将触发ECCS动作。蓄水箱将通过未破裂的冷端或直接经由下降段向堆容器内注入含硼水；这将为燃料提供部分冷却手段，但在初期仍有大量的水变为蒸汽-水混合物由破口喷出。当喷放结束后，一部分硼水开始聚集在反应堆容器底部并进行再充水。如果外电源没有丧失，ECCS的低压注水子系统将开始向反应堆容器注入含硼水。但若外电源也已切断，而起动应急发电机总要滞后一段时间，故低压注水系统只能在再充水阶段的末期才开始动作。无论属于哪一种情况，燃料在再充水期间得不到充分冷却；只有汽水混合物的对流可以带出一些热量。

11.88 再淹没：当水位上升到燃料棒下端后，就开始了再淹没过程。当冷却水再上升时，它就与赤热的燃料包壳相接触；结果在后者表面上形成一层蒸汽膜，冷却水不易穿透。于是发生了池内膜态沸腾的工况（§6.120）。然而，堆芯底部的温度很快下降到冷水能够穿透蒸汽膜的程度，从而发生泡核沸腾。然后这部分包壳的温度迅速下降。在压水堆发生管道断裂事故后，其蓄水箱大约在一分钟内就全部排空，但从ECCS的其他水源取得的补充水可以在大约两分钟左右将堆芯全部淹没。

11.89 再淹没过程中存在的一个问题就是向外泄漏的蒸汽压力趋向于阻止再淹没水的注入。这种现象称为“蒸汽堵塞”，它使堆芯内水位上升的速率显著减小。实际上，由于注入水的惯性和堆芯内剩余蒸汽的可压缩性相互作用的结果，可能出现流量的振荡^[14]。在估计再淹没所需时间时应将此因素考虑在内。

• 在冷端断裂事故中，希望注入的水沿下降段下降再通过堆芯上升，但这一运动受到沿相反方向进行喷放的液流阻挡。如果阻力很大，可能发生“ECC水旁路”现象，即注入的水沿下降段环状空间流动并从管道上的破口喷出。

沸水堆^[15]

11.90 当沸水堆发生设计基准LOCA时,即使外电源同时切断,未破裂环路的再循环泵在逐渐停转过程中仍能继续供水。一部分水继续流过堆芯,泡核沸腾工况仍能维持;此时系统压力与燃料包壳温度均无甚变化(图11.7)。在5—8秒左右,堆芯内冷却水流率下降,温度开始上升。

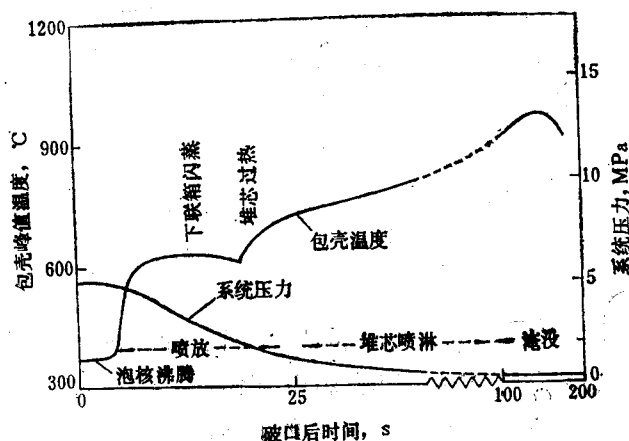


图11.7 沸水堆内的失水事故
(温度、压力与时间均为近似值。)

11.91 此时冷却水由破口喷出,故反应堆容器内水位下降。假定破口发生在堆芯底部下方的再循环泵进口管道上,则大约在破裂后10秒左右,堆芯围板(见图1.6)外的水位降到破口位置。于是蒸汽开始由破口喷放从而压力迅速下降。结果,在堆芯以下的压力容器下联腔中的水发生猛烈沸腾(闪蒸)。一部分汽水混合物向上通过堆芯,可使燃料包壳温度略为降低。其后有一个短暂的堆芯过热阶段。

11.92 当喷放与下联箱闪蒸阶段结束后,反应堆容器水位过低以及干井压力上升的信号将触发ECCS动作。堆芯喷淋子系统之一可能首先投入,继之以LPIS子系统。冷却水首先在反应堆容器下联箱内聚集,然后再淹没堆芯并提供有效的冷却手段。当水位上升到堆芯底部后,水骤然受热并产生泡沫状的汽-水混合物。后者上升通过堆芯,使燃料棒得到充分的对流换热冷却。最后,堆芯内水位上升到喷射泵入口的高度。

应急堆芯冷却设计准则

11.93 为保证ECCS的设计能有效地防止大量放射性进入环境中,美国NRC要求轻水堆(包括压水堆与沸水堆)在假想的设计基准LOCA中满足如下的设计准则:

- (1) 事故发生后燃料包壳的计算最高温度不超过 2200°F (1204°C)。
- (2) 由于高温锆合金与蒸汽作用的结果,燃料包壳总氧化量的计算值不应超过氧化前包壳厚度的17%。(总氧化量定义为转变为氧化物的包壳厚度,按化学当量 ZrO_2 计算。当计

算结果表明包壳有可能肿胀或破裂时,采用修正后的定义。)

(3) 包壳内的锆与水及蒸汽发生化学反应而产生的氢气总量计算值不应超过假定堆芯活性段内全部包壳材料发生反应所产生氢气量的1%。

(4) 计算的堆内几何变化,如燃料棒直径与间距的变化,应不致使堆芯冷却受阻碍。

(5) 当ECCS有效地投入运行后,应保证在堆芯内长寿命放射性同位素衰变的整个期间,堆芯的计算温度都保持在可接受的低水平下。

下面将讨论这些准则的重要意义。

11.94 在LOCA后的再淹没阶段,燃料包壳温度将上升到最高值。当赤热的燃料棒被水骤冷时,所产生的热应力不应使包壳破碎而应保持其密封性。引起破碎的锆合金脆化现象,取决于温度及氧化程度。第(1)及第(2)两项准则就是为了排除包壳脆化与熔化可能性而制订的。

11.95 准则(3)中限制锆-蒸汽(或水)反应产生氢气总量的目的在于使安全壳内氢气浓度保持在远低于氢-空气混合物能点火的浓度值以下(§ 11.52)。

11.96 由于铀棒内裂变气体膨胀而产生的包壳局部肿胀(或鼓胀)可能影响冷却水在堆芯内的流动。按第(4)项准则规定,安全计算必须证明堆芯在几何形状发生变化之后仍可在再淹没过程中得到冷却。第(5)项准则的目的不言自明,无需再加讨论。

11.97 上述准则的保守程度可以使在发生设计基准LOCA时ECCS的性能具有充分的裕度。这种裕度不仅来自准则本身,而且来自计算模型的保守性(§ 11.98等节),后者包括如下一些方面:

(1) 计算燃料内积蓄的显热时根据如下假设条件:事故前反应堆在102%最大功率水平下运行,峰值因子取最大容许值(§ 6.200),而燃料芯块与包壳间的热导率则取最小值(§ 6.72)。

(2) 目前还不可能准确计算喷放期间的传热过程;因此采用了保守的算法。

(3) 选取比ANS标准高20%的裂变产物衰变热数值(§ 2.216)。计算锆-水反应的释热率时所采用的贝克-贾斯特关系式(§ 7.126)也偏于保守。

(4) 准则中规定的燃料包壳最高峰值温度2200°F(1204°C)系最热区内最热一根元件上的数值。这一准则可保证堆芯基本上不被损坏。

热工-水力计算

评价模型

11.98 美国NRC规程^[44]要求反应堆供应商提供一种“评价模型”,用以确定所提出的反应堆系统设计能够满足§ 11.93内所述的准则。这些模型基本上就是一套很复杂的热工-水力计算机程序(见第六章),专用于计算在发生LOCA并投入ECCS后的喷放、再充水和再淹没阶段中燃料及包壳的温度(以及其它的堆芯行为,如锆-水反应等)。该计算机程序首先必须包括计算下列参数的手段,即设想事故的各个阶段内的(1)能源、(2)水力参数和(3)传热机制。根据这些参数就可以计算堆芯其他重要特性与时间的函数关系。由于这些计算所涉及的过程非常复杂,而且其解析方法还正在发展之中,此处只能侧重对压水堆系统进行一般性的讨论。

11.99 在能源项内必须包括反应堆因失水而停堆前在燃料内储存的能量、停堆后继续产生的裂变热、燃料棒内裂变(和中子俘获)产物的放射性衰变热以及锆-水(-蒸汽)反应

所产生的热量。还必须考虑到储存在反应堆容器壁、堆内构件和管道中的能量。在压水堆内，还需计入由蒸汽发生器排出的热量。

11.100 在水力学参数中，应该包括喷放、再充水和再淹没各阶段内通过一次冷却剂回路中假想的管道破口处喷出的水的流率，流经堆芯和其他系统部件的流率，以及反应堆容器中的压力和水位。必须分别计算下列两个阶段中通过压水堆管道破口的喷放流量：(1) 破口初期喷放，此时冷却剂水尚处于单相欠热状态；(2) 两相流（液体水和蒸汽）喷放。

11.101 计算中必须考虑在喷放过程中及喷放后的燃料-冷却剂间的各种传热工况。在喷放阶段将达到临界热流密度(CHF)；在达到CHF之前及之后必须采用不同的传热关系式。在喷放阶段之后，特别是再淹没阶段，传热系数（或关系式）由实验数据取得，但需进行修正以保证其偏于保守。NRC规程还要求在再充水阶段假设不发生传热。

计算程序的类型

11.102 已发展（并继续改进）了许多热工-水力计算机程序，用于计算稳态和瞬态（事故）工况下的以下特征参数，如冷却剂流率及焓，冷却剂、燃料及包壳温度，和系统的压力。模拟热工-水力行为所用的模型类型取决于计算的目的。如果需要考虑整个一次冷却剂系统的问题，可采用系统（或宏观）程序。当需要详细数据（如堆芯内）时，可采用类似于§6.184所述子通道模型那样的微观模型。在许多情况下，需要决定全系统变化所引起的某些局部响应，已建议采用混合（或宏观-微观）计算程序。

系统程序

11.103 由于LOCA涉及整个一回路系统；因此，至少作为分析的第一步，采用系统程序以描述其瞬态行为。反应堆供应商所发展的程序属于其专利，故其中详情并未发表。在目前我们感兴趣的领域内，已发表的包含喷放及再充水阶段最综合性的计算机程序称为RELAP⁴。这一程序自首次公布后已作过几次改进，其目的在于描述水冷反应堆在假想瞬变过程（如失水、停泵或功率骤增）中的热工-水力行为。RELAP程序包含燃料释热模型（以反应堆动力学、放射性衰变和锆-水反应为基础）和蒸汽发生器（或其他部件）与堆芯的传热与导热模型。在堆芯内，要计算CHF，并采用适当的CHF前与CHF后传热关系式来决定由燃料向冷却剂的传热。

11.104 在RELAP及其他系统程序中，将一回路划分为许多单元，后者在不同场合下可称为流体单元、控制单元或节点单元。这些单元原则上与§6.81所述的单位栅元相类似，由每一节点上的温度、压力、焓和内能等参数代表单元的平均特性。各流体单元之间由“接管”相连接，在该处上述特性发生变化。一般有三类接管，即正常接管、泄漏接管和注入接管，通过它们将流体输入与输出流体单元。对于传热计算，在每一流体单元中采用适当的热传导模型。

11.105 图11.8的上半部画出一个单环路压水堆在冷端管道上发生大破口的简化示意图；下半部是等效的流体单元模块图。在实际的计算模块图中，还要将未破损的环路包括在内，但本文图中并未画出。系统划分的单元数目愈多，则计算精度愈高，但所需计算机时间也更长，故需取其折衷数值。例如，采用RELAP程序进行压水堆LOCA分析的一个典型算例中

• 在RELAP4-FLOOD版本内包括堆芯再淹没阶段在内。

取36个流体单元与45个接管；此时在高速计算机上需用几小时的计算时间。为了取得可靠的数据，将堆芯分为五个流体单元而将每一蒸汽发生器分为七个单元，因为正是在这些部件内绝大部分热量传入冷却剂或由其内散出。

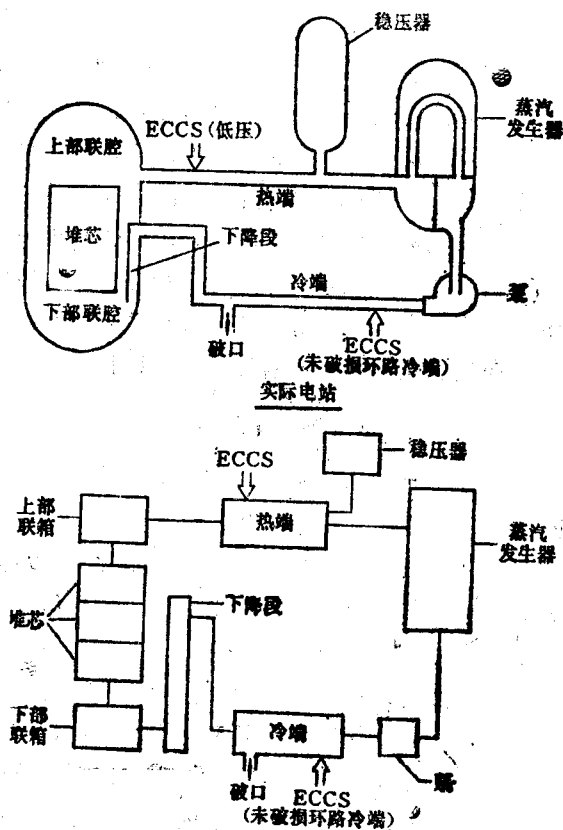


图11.8 为LOCA计算用的实际压水堆与流体单元与模型示意图
(未画出未破损环路, 但计算时应将其包括在内)

11.106 在§6.78等节所述的简单瞬态传热问题内, 只处理了能量守恒方程。然而, 在流体由一个流体单元流入另一单元时, 除了能量守恒以外还要考虑质量和动量的守恒。例如, 某一流体单元的质量守恒方程表示通过各接管流入与流出该单元的质量变化率。同样, 该流体单元内的能量守恒方程内考虑了热能、动能、势能和流体焓的增减。动量守恒主要涉及流体流动时的压力变化, 例如由流体摩擦及冷却剂速度变化所引起的压差。当LOCA过程中产生两相流时, 所需水的热力学数据可由RELAP程序内包含的蒸汽表取得。

11.107 然后, 将表示系统内每一控制单元中质量、动量与能量守恒的(对时间的)线性微分方程组联立求解, 此时采用将方程化为有限差分形式然后进行积分。用数学语言说, 微分方程的解构成所谓“初值”问题。在管道断裂引起LOCA之前的稳态(初始)特性可由反应堆设计规范或由热工-水力主程序的一个子程序求得。然后假定发生管道断裂并导致冷却剂以特定速率漏失并求解微分方程, 就可以决定第一步长的流体单元(或节点)特性。然后, 下一时间步长的计算可根据具体条件(§6.83, §6.86)采用显式或隐式方法进

行积分。通过考察每一时间步长内的流体性质，自动选取适当的燃料-冷却剂间的传热关系式。该程序除了计算燃料棒与包壳的中心与表面温度外，还可算出每一时间步长内锆包壳与水发生反应的深度。

微观或子通道分析

11.108 在一个如RELAP形式的系统（宏观）程序内，堆芯流动模型中常采用几个平行的子通道，其间以节点单元的接管相连接。这样就可以描述径向功率分布与不同通道中的流率。于是，用节点矩阵可表示二维与三维模型。然而，当需要描述堆芯的瞬态行为细节时，常采用微观或子通道分析（§6.184）程序，并与系统程序相连接。这种子通道程序与上述系统程序同样采用节点控制单元构成的矩阵，表示沿堆芯燃料棒束的流动情况，并根据需要解出质量、能量与动量守恒方程。二维表达式的固有特点之一是可以求出冷却剂的径向流率（或交叉流率）。在子通道分析中广泛采用COBRA程序系列^[18]。这些程序非常灵活，并可以表达沸腾、两相流、反向流以及流道几何的细节，如燃料棒定位格架的效应等。

厂址选择的辐射标准

11.109 在评价核电厂可能厂址的诸因素中，某些辐射标准应作为选址的准则。如10CFR Part 100内所述，这些准则就是某种假想事故情况下不同人群所受辐射剂量的计算值。在这种假想事故中，堆芯释放出大量裂变产物，然后由安全壳泄漏到环境中。在选择厂址所进行的计算中（§11.113），作了极不可能发生的事故情况假设，即在发生严重LOCA的同时，ECCS内全部设备同时失效。

11.110 在进行辐射剂量计算时，按离厂址的不同距离作三种考虑，即：（1）隔离区，（2）人口低密度区，（3）离人口中心区的距离。隔离区为紧靠核电厂四周的区域，在其中电厂主与运行者有权决定一切措施，包括迁出所有居民及其财产。在核电厂发生放射性泄漏事故后，位于隔离区外缘上任何地点的个人在两小时以内由所有辐射源接受的全身剂量计算值不得超过25雷姆，或由放射性碘引起的甲状腺剂量计算值不得超过200雷姆。^{*}

11.111 低人口密度区是紧接隔离区之外的区域；其中若有居民，则其总数与密度应足够低，以便在发生重大事故后有可能采取适当的保护措施，例如进入掩蔽体或撤离该区。低人口密度区的要求之一就是在事故所引起的放射性云通过的整个期间，在该区边界上的人所受的全身剂量不超过25雷姆，或甲状腺剂量不超过300雷姆。

11.112 离人口中心区的距离系指核反应堆距人口超过25,000人的居民区边界的最近距离。在此定义中，所谓边界系实际居住区的边界，而非行政区划的边界。离人口中心区距离应为低人口密度区半径的 $1\frac{1}{3}$ 倍以上。当人口中心系大城市时，该距离还应大于此数。此时群体剂量（以人-雷姆计）为决定性因素，该量可由人口总数乘以算得的每人所受平均剂量求得。^{**}

^{*} 为考虑计算中的不确定性，在建造许可证申请阶段（§11.164等节）中所采用的辐照准则为：在隔离区边界上两小时内所接受的全身剂量不超过20雷姆，或甲状腺剂量不超过150雷姆。

^{**} 1979年美国NRC的厂址政策研究组提出对10 CFR Part 100的修改意见如下：（1）固定隔离区的最小半径（可为0.8公里左右），（2）固定应急计划区域的最短距离（16公里左右），代替原定的低人口密度区，此应急撤离计划必须事先经过批准，（3）规定约32公里处的人口密度及其分布的上限，代替原定的离居民中心的距离

11.113 虽然在进行厂址评价计算时各种反应堆所取的假设条件不同，但下列假设是美国NRC认可的条件。在设计基准LOCA事故发生后，反应堆满功率运行条件下所产生的放射性碘平衡量的25%和放射性惰性气体平衡量的100%立即从反应堆安全壳容器中开始向外泄漏，计算中应考虑裂变产物在安全壳内停留期间的衰变以及由喷淋系统与气体循环过滤系统去除的部分，但存留在沸水堆压力抑制水池内的碘则不应视为已去除。一次安全壳的泄漏率应按设计规范中的最大值计算。

11.114 上述最保守（或最坏）情况只可能在堆芯大部分熔化而且所有元件的包壳全部破损时才发生。这些条件只用于厂址评价的目的。在安全分析报告中所需的LOCA计算较为现实，其中假定按§11.93所述ECCS动作后的各项准则计算。该节中假定有一部分燃料棒的包壳破损，因而有限数量的惰性气体与碘进入安全壳内。但由此算出的隔离区与低人口密度区边界上的辐射剂量如此之低，以致不可能对公众构成重大危害。

辐射剂量计算

11.115 在计算由反应堆安全壳结构泄漏的气体带有的放射性所造成的辐射剂量时，假定带放射性的气体形成一个类似于烟囱排放的烟柱，但比较靠近地面。当烟柱被风吹送时，由于扩散作用，它沿两个相互垂直的方向（即侧向与上下）扩展。对小型烟柱的观察表明，当放射性物质扩散后，其浓度对中心线呈高斯型分布（§6.198）。按照高斯烟柱模型，假设安全壳是一个连续发射的点源，则给定放射性核素在地面上的放射性分布可表为

$$\chi(x, y) = \frac{Q}{\pi u \sigma_y \sigma_z} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{h^2}{\sigma_z^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} \right) \right], \quad (11.1)$$

其中 $\chi(x, y)$ Bq/m³为地面一点 (x, y) 处的放射性强度； Q Bq/s为给定核素的源强度， u m/s为风速，并假定其沿 x 方向均匀分布， h m为放射性释放的有效高度， y m为受照射人距烟柱中心线的横向距离， σ_y 及 σ_z 分别为烟柱在 y （横向）与 z （上下）方向上分布的标准偏差。

11.116 σ_y 与 σ_z 为受照射人距放射源距离 x 的函数，它们的数值已由实验测出；图11.9与11.10内画出不同气候条件下的这些数值的曲线，其中的气候条件按帕斯基尔（Pasquill）分类法划分为A到F六类^[19]。帕斯基尔A代表一种极不稳定的气候条件，而帕斯基尔F代表较稳定的气候条件。这样，如果 Q 、 u 与 h 为已知，则 $\chi(x, y)$ 可根据不同气候条件由方程（11.1）求出。

11.117 某一具体放射性核素的源强 Q 可按下述方式求得。首先按§2.122内的方法算出在规定热功率下运行的反应堆内的饱和（或平衡）活度。按此法求出的放射性碘的数值列于表11.1内。由某一具体放射性核素的平衡活度，假设的释放份额，安全壳结构的尺寸和安全壳的设计最大泄漏率，很容易算出源强 Q ，以Bq/s计。

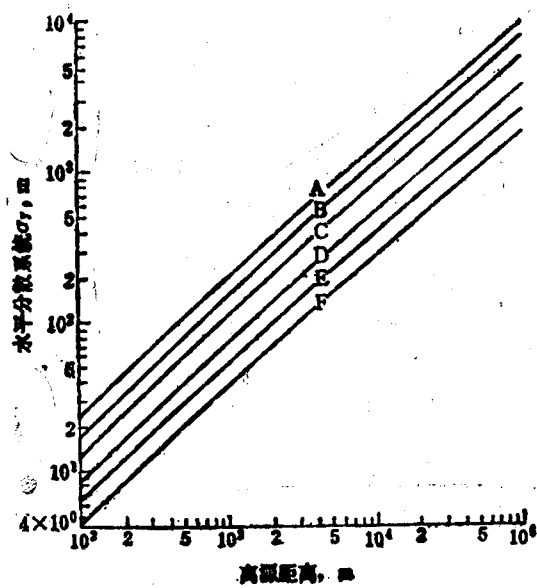


图11.9 不同气候条件下的横向(水平)分散系数^[19]

A 极不稳定 B 中等不稳定 C 轻度不稳定
D 中性 E 轻度稳定 F 中等稳定

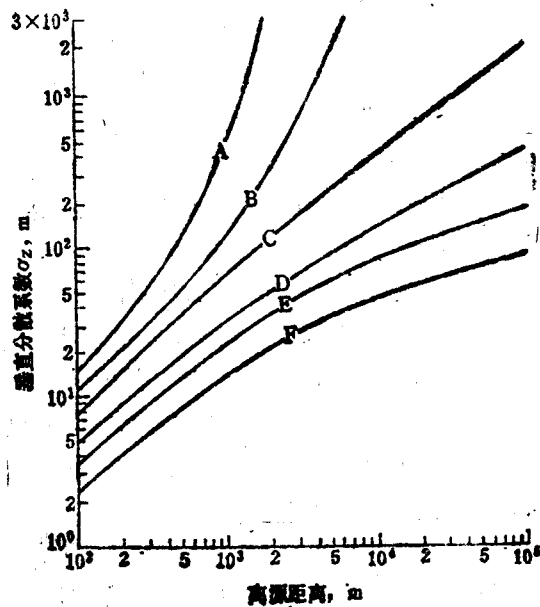


图11.10 不同气候条件下的垂直分散系数^[19]

A 极不稳定 B 中等不稳定 C 轻度不稳定
D 中性 E 轻度稳定 F 中等稳定

表11.1 裂变产物放射性碘的平衡活度

核素	半衰期	裂变产额	平衡活度, 10^{16} Bq/MWt
碘-131	8.05 天	0.028	89
碘-132	2.3 小时	0.041	130
碘-133	21 小时	0.068	211
碘-134	62 分	0.072	226
碘-135	6.7 小时	0.064	200

11.118 在进行放射性剂量计算时,令方程(11.1)内的 y 等于零;结果得

$$\chi(x) = \frac{Q}{\pi u \sigma_y \sigma_z} \exp\left(-\frac{h^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad (11.2)$$

此即地面上给定 x 值处沿烟柱中心线的放射性强度最大值。假定在发生LOCA造成放射性外泄后的最初8小时内此式适用。在8小时之后,假定风向有些变化,因而烟柱在 22.5° 的扇形内均匀分散;于是方程变为

$$\chi(x) = \frac{2.302Q}{\pi u \sigma_x} \exp\left(-\frac{h^2}{2\sigma_x^2}\right). \quad (11.3)$$

11.119 对于由安全壳泄漏的放射性,其释放点贴近地面;因此方程(11.2)及(11.3)内的 h 可取为零从而指数项等于1.0。在泄漏开始后的24小时之内,假定气候条件相当于帕斯基尔F型,且风速为 1m/s (约2.2英里/小时);在如此保守的条件下算出的剂量比一般预期的数值大得多,故在以后的计算中采用了更切合实际的气候条件假设。

11.120 在释放点接近地面的情况下,必须将反应堆建筑物造成的湍动尾流影响考虑在内。这种尾流将使放射性气体飘散,从而降低地面所受的放射性照射强度。当 $h=0$ 时,在

放射性释放开始后的头8小时内, 方程(11.2)的分母项中应添加一分散因子, 其值小于3; 这一因子随建筑物的(最小)断面积一起减小, 亦随距离的增大而减小。在8小时之后, 建筑物的尾流影响可以忽略不计, 即分散因子等于1.0。

11.121 考察方程(11.2)与(11.3)可见, 对于给定的释放点高度 h (或为零), 量 $\chi(x)u/Q$ 仅为离释放点的 x 方向上距离以及帕斯基尔准则的函数。已经发表了各种释放点高度与不同气候条件下 $\chi(x)u/Q$ 值关于 x 的变化曲线^[20]。利用这些曲线大大有助于由已知源强计算 $\chi(x)$ 的值。

全身剂量

11.122 对于放射性云(或烟柱)尺寸远小于其中 γ 射线有效射程的情况, 地面某一点的剂量应包含来自云内各点放射性的贡献。此时剂量率(或剂量)的计算非常复杂。但若放射云的尺寸很大而且很均匀, 则其中每单位体积空气的能量吸收率将等于其释放率, 从而达到一种平衡状态。假设某一放射性核素在很大而均匀的放射性云内的浓度为 $\chi \text{Bq/m}^3$, 即 χ 衰变 $/\text{s}\cdot\text{m}^3$, 而每次衰变的 γ 射线平均能量为 $\bar{E}_\gamma \text{MeV}$, 即 $1.60 \times 10^{-13} \bar{E}_\gamma \text{J/衰变}$, 则

$$\text{空气中的能量释放(或吸收)率} = 1.6 \times 10^{-13} \frac{\chi \bar{E}_\gamma}{\rho} \text{ J/kg}\cdot\text{s},$$

其中 ρ 为空气的密度, 以 kg/m^3 计。在人体软组织内, 能量吸收率为空气中的1.1倍; 因此, 若取 ρ 等于 1.3kg/m^3 左右, 并记住 1rad 相当于能量吸收率 10^{-2}J/kg , 于是有

$$\text{人体组织的吸收剂量率} \approx 1.2 \times 10^{-11} \chi \bar{E}_\gamma \text{ rad/s}. \quad (11.4)$$

11.123 由方程(11.2)或(11.3)求得的 χ 值系指地面上剂量接受者的数值。因此位于一个无限大烟云中心地面上的人所受的 γ 剂量约为方程(11.4)求出数值的一半, 因为此时放射源受地面的限制, 只能在 2π 立体角内对地面上的人产生剂量。于是, 在人体组织(或全身)内的剂量率为

$$\text{全身剂量率} \approx 0.6 \times 10^{-11} \chi \bar{E}_\gamma \text{ rem/s},$$

其中用rem代替rad作单位, 因为两者对 γ 射线基本等效(§9.43)。若在整个照射期 t 秒内的放射性核素浓度相同, 则在此期间接受的 γ 射线总剂量为

$$D_\gamma \approx 0.6 \times 10^{-11} \chi \bar{E}_\gamma t \text{ rem}.$$

鉴于所作的各种假设与近似偏于保守, 由这一公式求出的剂量远大于实际上预期的数值。

甲状腺剂量

11.124 甲状腺的剂量主要由吸入含放射性碘的空气而引起(见表11.1)。若 $\chi_i \text{Bq/m}^3$ 为空气内放射性碘的平均浓度, $B \text{m}^3/\text{s}$ 为吸收率, 而 t_i 为吸入含碘空气的持续时间, 则吸入肺部的放射性碘初始量为

$$C_{0(i)} = \chi_i B t_i \text{ Bq}.$$

作为保守的估算, 式中不考虑由于碘沉积到地面以及由反应堆到达 $C_{0(i)}$ 测量地点过程中放射性衰变所引起的烟云放射性减弱。然而, 在更为现实的计算中, 必须考虑这些因素。

11.125 因此, 在保守的计算中, χ_i 由方程(11.1)等求得, 其中 $Q_i \text{Bq/s}$ 等于碘由安

• 按照表9.1的数据, 在很宽广的能量范围内, 人体软组织内的 γ 射线质能吸收系数约为空气中的1.1倍。

全壳的泄漏率(参看§11.113)。在假想事故发生后的最初8小时,可假定 B 等于 $3.47 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$,而在8至24小时,其值可取为 $1.75 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ 。由此往后,在烟柱消散以前, B 值通常可取为 $2.32 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ 。由以上数据可以决定某种放射性碘同位素的 $C_{p,i,t}$ 值。对于碘-131,此值与方程(9.8)定义的甲状腺剂量之间关系由下式给出:

$$D_{\infty}(\text{rem}) = C_{p,i,t}(\text{Bq}) \times 4.1 \times 10^{-5},$$

其中用rem代替rad,由于在此情况下两者等价。对其余的碘同位素也可用类似方法处理,或者,更简单的方法是,将碘-131的剂量乘以1.9可得出碘的总剂量。此因子1.9内已计入碘的各种同位素的平衡含量(表11.1)以及其各自的每Bq源强造成的剂量当量。

可靠性与风险评价⁽²¹⁾

故障树分析

11.126 在安全分析报告中尚不要求作可靠性与风险评价。然而,这种处理方法在指明安全有关的系统在哪些地方可能需加以特别注意方面十分有用,该方法也为估计各种反应堆事故发生的概率提供了手段。这种方法是以前所谓“故障树”及“事件树”的分析为基础的。

11.127 1960年代初期为评价火箭发射控制系统安全性而发展的故障树分析,现已广泛用于各种可靠性研究之中。一个故障树系统就是描述引起系统失效的一系列部件失效模式(或统称故障*)的逻辑图。首先,假设系统发生某一意外事件或失效状态;这就是所谓“顶端事件”然后由此反推,逐步追溯导致此顶端事件的各种其他事件(或失效)的组合序列。在这样倒推许多(一般需几十)步后,可以找出一组初级失效事件,后者不可能(或不必要)再进一步追溯其原因。在许多情况下,一个复杂系统发生失效往往由于若干子系统的失效而引起。这时可以对各个子系统分别进行故障树分析,然后将这些结果作为总系统故障树的“初级”部分输入。

11.128 图11.11内画出了一个故障树的头几级,图内所示的顶端事件为压水堆安全壳内空间的冷却喷淋水流量不足(§11.43)。该堆设置了两个冗余系统A及B,其中每一系统都可以单独提供全部喷淋用水。因此,发生上述顶端事件的前提为两个系统必须同时失效;这一情况用逻辑符号“与门”(带圆顶的框)表示,它将次级事件与顶端事件相连接。喷淋系统失效的最直接原因为连接到喷头的联箱流量不足;因此,以此作为故障树的第二级事件。

11.129 在第三级中找到四种事件,每种都足以导致上述第二级事件。因此第三级的诸事件用一“或门”(带尖顶的框)与第二级相连接。用圆圈或菱形框表示的事件不需要进一步追溯其原因。圆圈内的事件属于可以取得或求出失效概率的事件;而菱形框内的事件则属于一般性故障,由于其不太重要或缺乏资料而停止追溯原因。在长方框内的事件则属于必须向下追溯的事件。图11.11内没有画出第三级以后的故障树,而实际上在某些情况下曾经追溯到二十级以上。

11.130 故障树分析包括定性与定量两个方面。由定性观点看,这种分析往往能找出某一关键性的子系统或部件,后者的失效对于全系统的失效具有决定性影响。同样,在一个复杂的网络中,可以找出控制全局的某一条事件链。在这类情况下,就有必要添加冗余元件。

* 此处“故障”一词除指机械失效或失灵外,还泛指各种异常工况,如偏离运行程序。

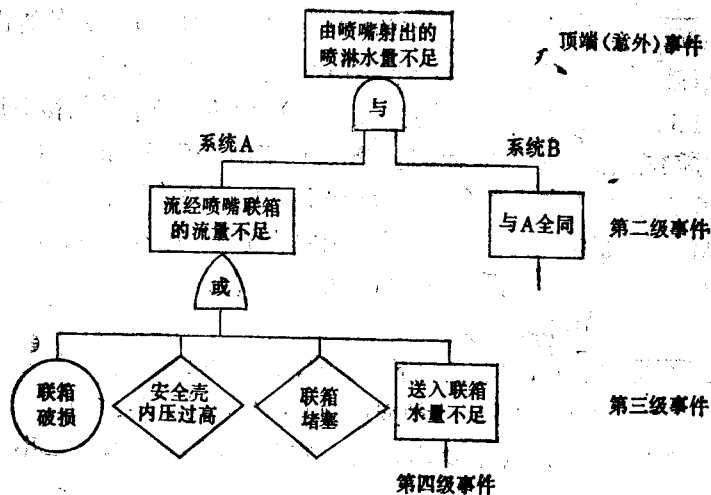


图11.11 简化的故障树

故障树的定量分析

11.131 根据子系统的失效数据或估计值，可以通过故障树分析预测全系统的失效概率。为此目的，首先应建造类似于图11.11所示的故障树模型，并确定每种事件发生的概率；然后，按下述方式将这些结果综合起来。设有一顶端事件A通过与门与三个次级事件相联结，后者的发生概率分别为 B_1 、 B_2 及 B_3 。于是事件A的发生概率等于 $B_1 \times B_2 \times B_3$ 。与此不同，若此三个次级事件通过或门与A事件相联结，则后者的概率为 $B_1 + B_2 + B_3$ 。这些次级事件又各自与若干第三级事件相联结，于是用类似方法可求出 B_1 、 B_2 ，等等。依此类推到一株故障树的最低一级，就可以最终确定顶端事件的发生概率。

11.132 在通常情况下，故障树包含级数众多的大量事件，进行概率计算显然十分复杂。因此，通常的做法是，首先利用布尔代数方法尽量将故障树加以简化^[22]。通过舍弃低概率事件和将有关事件合并等办法可有助于进行简化。虽然故障树的算法直接明了，但一般即使在简化后也需用计算机进行。概率分析还要用事件树进行，如下节所述。

11.133 在故障树分析中存在许多不确定因素，使所得的结果有一个误差范围。例如，有些事件（如反应堆一次冷却系统管道双端断裂事故）由于缺乏实践经验，不可能取得其失效概率的数据，只能进行估计。分析中还必须考虑到人员的错误行为以及系统与部件由于试验或维修引起的不可用度。还有一部分不确定性是由于在分析中可能遗漏重要的故障或者未能预见某些共模失效而引起的。此外，在故障树模型内，任何部件或子系统只有两种状态：失效或正常；在分析中不能考虑部分失效的状态，即一子系统只能在低功效下运行的情况。

事件树

11.134 对发生特定事故的风险（或概率）进行定量评价的另一种方法是事件树的方法，它可与上述故障树方法配合进行。一株事件树就是表述某一特定事件（或失效，称为

起始事件)的各种后果的图解方法。这些后果取决于起始事件发生后可能发展的各种途径。事件树原则上与进行企业决策所广泛使用的“决策树”相似。由于事件树由一起始事件开始发展,它代表一种演绎逻辑过程,而故障树则本质上是一种归纳过程。

11.135 图 11.12 内画出一株事件树的轮廓,其中的起始事件是核电厂内引起 LOCA 的一次大口径管道断裂事故;令 P_1 为发生这一事故的概率,后者可由故障树分析算出。第二步是考虑能否有电源供主动专设安全设施运行之用。电源失效概率 P_2 也可由相应的故障树估算求出。如果电源(包括辅助电源)失效,则主动安全设施不能运行,从而堆芯将受到破坏,导致大量的放射性释放。因此,如图 11.12 最下一行所示,发生这一序列事件的概率为 $P_1 \times P_2$ 。

11.136 若电源未失效,则需考虑下一事件,即 ECCS 是否可能运行;若 ECCS 失效的概率为 P_3 。在此事件以后的可能发展途径为裂变产物(F.P.)去除系统与安全壳的密封性是否失效;假定它们的失效概率分别为 P_4 及 P_5 ,注意在每一阶段的不失效概率均为 $1-P$,其中 $P = P_3, P_4, P_5$, 等。

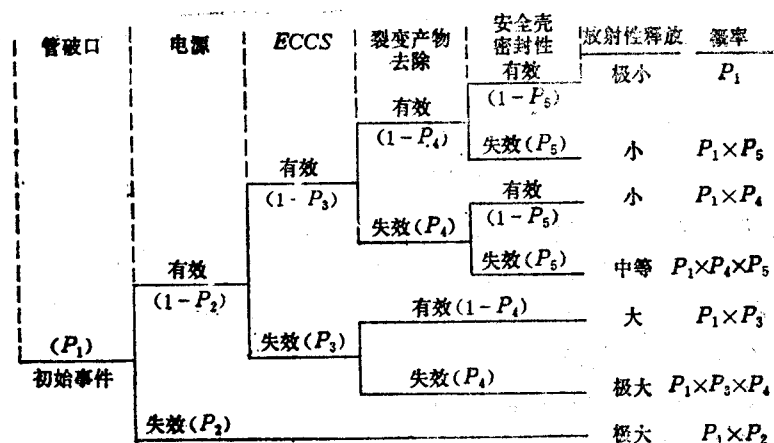


图 11.12 简化的事件树

11.137 图 11.12 右端给出的事件链总概率等于该链内各单独事件概率之乘积。因此,倒数第二行的总概率内应包含因子 $1-P_2$, 而倒数第三行内应包含 $(1-P_2)(1-P_4)$ 。然而,由于 P_2, P_3 等概率很小,故在每一行内均将 $1-P$ 的值取为 1。

11.138 显然可见,若由相应的故障树分析求得事件树内各子系统的失效概率。即 P_1, P_2, P_3 等,则由此可计算各个失效序列的总概率。这样,将事件树与若干故障树结合起来,可用以估计事故的各种可能后果的风险水平。

11.139 前面描述的简化事件树只是为了阐明风险评价的一般性原理。实际上图 11.12 内的若干系统还可以再划分为几个子系统,后者各有其本身的事件树,并由必要的故障树提供数据。但正如前述故障树分析中一样,在应用事件树时也包含若干不确定性。例如,其中并未考虑部分失效的可能性,也不能包括安全系统滞后投入的情况。尽管如此,以故障树与事件树为基础的风险评价方法对于估计各种事故序列的概率是非常有用的。

第九级事故的概 率与后果

引 言

11.140 第9级事故*是比设计基准事故更为严重的事故。当发生设计基准事故之后,又发生另一次失效或故障,致使燃料因过热而熔化,此时称为第9级事故。堆芯熔化后一般再假定安全壳结构破坏,从而防止放射性泄漏入环境的所有四道屏障都损坏无遗(§11.16等节)。但并非所有的第9级事故都包括堆芯熔化事故。例如沸水堆的主蒸汽管道破裂而同时隔离阀失效不能关闭;这样将导致带放射性的蒸汽释放到安全壳之外。然而,第9级事故中最重要的还是包含堆芯熔化后果的那些事故,故在此处只讨论后者。

11.141 迄今为止,一般认为第9级事故极不可能发生,因此未被列入申请反应堆许可证所要求编写的安全分析与环境报告之中。然而,分析这种假想的堆芯熔化事故的概率以及由此而释放的放射性造成的后果,将有助于找出各种可能的失效模式以及确定其置信限;因此,这种分析是反应堆安全评价的一个重要方面,将来很可能列入申请许可证的要求事项之中。

堆芯熔化现象¹¹¹

11.142 由于发生重大故障,在停堆后失冷而不能散出积蓄的热量和衰变热,或造成保护系统失效而不能及时停堆,均将导致堆芯熔化事故。此时释放到环境内的放射性总量取决于堆芯熔化后所发生的后续事件链,以及安全壳是否破损及其发生的时刻与模式。

11.143 堆芯一旦过热到某一程度,就将形成熔融二氧化铀与锆合金的混合物并流入反应堆容器底部。若此时堆内尚有若干水存留,则将极其迅速地产生大量蒸汽。据估计,在此情况下约有0.1的概率会产生导致所谓“蒸汽爆炸”的极高压力。如果发生这种情况,则压力容器将爆破,而所形成的碎片可能具有足够的能量射穿安全壳结构。熔融堆芯材料的一部分将散布在安全壳内,同时有大量放射性物质向外泄漏。

11.144 如果未发生蒸汽爆炸(或在爆炸后仍有一部分熔融的堆芯材料存留在反应堆容器内),则燃料内继续产生的衰变热足以使压力容器底部熔化而穿透。于是熔融的物质将坠落到安全壳的底板上。如果底板上的坑内有积水,则可能在此处发生蒸汽爆炸。在熔融物质的热量将水蒸干之后,它将继续穿透安全壳结构的钢内衬与厚的混凝土基础,并可能缓慢地穿透到地下17米左右的深度。

安全壳失效模式

11.145 可以预计,释放到环境之内的放射性总量在很大程度上取决于安全壳失效的模式、失效时间与安全壳结构内放射性净化系统的运行状态。在堆芯熔化之后,安全壳失效最重要的可能模式有三种,即:(1)熔融物质烧穿安全壳,(2)壳内超压,(3)安全壳隔离阀不能关闭。在最后一种情况下,即使安全壳本身完好无损,放射性也可能泄漏到辅助建筑物

*这是为申请反应堆许可证而编写的环境报告(§11.166)内所采用的分级方式。

内，然后再散失到环境中去。

11.146 对于大型安全壳结构，烧穿的情况是放射性物质泄漏的最可能模式。预计在堆芯熔化之后大约半天到一天将能烧穿安全壳底板。在这一时间内，由于放射性衰变、安全壳喷淋水的冲洗和放射性物质附着在建筑物表面上（“沉积”）等原因，会使可能泄漏的放射性总量减少。因此，由堆芯熔化继之以安全壳烧穿而释放到环境内的放射性预计颇小。但若安全壳净化系统失效，则其后果会严重得多。

11.147 (a) 蒸汽爆炸，(b) 产生气体，或 (c) 安全壳内气体加热，都会导致安全壳内超压现象。如果反应堆容器内发生蒸汽爆炸，则所产生的飞行碎片将射穿安全壳结构，而不论后者的尺寸如何大。然而，如果蒸汽爆炸发生在反应堆容器之外，则当安全壳很大（如压水堆）时不致发生破损，而当安全壳较小（如沸水堆*）时则有破坏之可能。

11.148 当燃料-包壳温度很高时，锆合金内的锆与堆芯支撑结构内熔融的铁都很容易与水（或蒸汽）发生反应而产生大量氢气，此外，当熔融物质穿透安全壳结构的底板时，前者使混凝土分解而产生大量二氧化碳。对于体积小的安全壳结构（如沸水堆），这些气体产生的高压很可能使安全壳损坏。但由于一般需要几个小时之后这些气体才可能积累起足以使安全壳破坏的压力，从而使可能泄漏的放射性总量因衰变而减少。

11.149 如果在堆芯熔化之后，安全壳冷却系统又失效，则安全壳内的气体（包括大量水蒸气）温度将上升，氢气的燃烧也会使气体温度升高。在两种情况下，安全壳内气体的压力均将增加，从而可能使结构损坏。

事故风险评价

11.150 对第9级（堆芯熔化）事故及其后果的潜在风险进行评价的最主要困难就在于迄今为止商用核电厂内尚无这类严重事故的经验。在1975年发表的题为“反应堆安全研究：美国商用核电厂事故风险评价”的研究报告^[14]内，采用如§11.126等节所述的故障树与事件树结合的方法来克服这一困难。报告中找出了几千种潜在的事故序列；但其中大部分立即被舍弃而未加分析，因为它们看来根本不可能发生，或其后果显然可以忽略不计。其余的几百种事故都计算了发生的概率，发现其中仅有极少数（约20种）似乎可能成为风险的主要根源。

11.151 对假想事故的放射性后果严重程度的评价基于下列因素，包括：由堆芯释放的放射性物质的种类及其数量，安全壳净化系统去除放射性的效率，安全壳失效的模式，以及放射性物质开始泄漏的时间（由事故发生时刻算起）。然后就可以决定放射性泄漏对公众健康造成的恶果。因此，“反应堆安全研究”（以下简称为RSS）包含两个主要部分，即决定事故发生的概率和估计其后果。两者相结合就给出了对风险的评价。

11.152 下面即将看到，RSS报告的结论是：导致堆芯熔化和放射性向环境释放的这种严重反应堆事故概率极小。不仅如此，最可几堆芯熔化事故所造成的健康危害后果也是相对较小的。RSS报告的发表引起了一些争论和批评。因此，NRC于1977年组织了一个由许多相互无关的专家组成的“风险评价审查小组”来查明RSS报告的正确与否及其限制，并分析对该报告的各种评论。1978年9月该审查小组递交了审查报告⁽²⁵⁾，NRC于1979年初认可了这份报告。

11.153 审查小组的结论如下：RSS报告内所采用的故障树/事件树方法是可靠的，但

* 此处系指沸水堆的一次安全壳（§11.46，§11.47），

对于其中的误差范围却往往过分轻描淡写。审查者认为RSS报告内所涉及的许多情况所采用的数据基础是不适当的,而且某些方法学程序与统计学程序也是有疑问的,因此其置信水平难以肯定。审查报告并指出, RSS报告中可能遗漏了一些附加的事故因素,其中有些趋向于使风险减小,而另一些则可能使之增大。

11.154 审查小组在其报告中既未对RSS报告的数据推荐新的误差范围,也未评论RSS报告所给出的核反应堆事故总风险度是否过高或过低。然而,审查报告确实表明,尽管RSS报告有上述缺点,但它对核反应堆事故概率作出了迄今为止最完整的描述,而且所采用的故障树/事件树方法加上合适的数据库可以作为定量分析上述概率的最好工具。

11.155 只要牢记审查小组所强调的不确定因素在心,可以认为RSS报告仍然可以用作反应堆系统设计与安全分析的详尽蓝本。这一报告所得出的结果,尽管其误差范围很大,至少可以有助于认识反应堆潜在风险的数量级大小。除了定量的结果以外,RSS报告还找出了过去从未认识到的发生严重事故的可能途径。它同时指出了改善反应堆安全性所需进一步研究的领域。

11.156 作为说明设计中从未对之怀疑过的薄弱环节的一例,就是有关ECCS低压注射子系统的问题(§ 11.34)。这一子系统位于安全壳之外,在每条送水管上用两个逆止阀与一次冷却系统相连。如果这两个逆止阀损坏,则设计在大约4MPa(或更低)压力下工作的低压子系统将立即承受15.5MPa的一回路压力。在这种情况下,低压子系统很可能破裂,而一回路冷却水就直接由安全壳外的破口喷出。结果,堆芯熔化而且放射性绕过安全壳及其净化系统而直接向大气泄漏。在发现这一问题之后,经过改进维修程序,目前已使发生这种事故的概率大大减小。

11.157 RSS是以两座已运行的反应堆为基础的,一为压水堆,另一为沸水堆。虽然这两种堆的失效模式不同,但研究表明两者堆芯熔化的概率并无很大差别。所研究的轻水堆堆芯熔化的概率中值估计约为 5×10^{-5} /堆年,其上界为 3×10^{-4} /堆年。换言之,堆芯熔化概率中值约为每运行20,000堆年出现一次,而其上界为每3300堆年出现一次。

11.158 RSS所包括的事故序列之一就是当某一瞬变要求事故停堆(或快速停堆)时保护系统失效。这种事故将导致堆芯熔化,称为“预期瞬变下不能停堆”(或ATWS)事件。NRC人员在后来的研究中指出^[22],RSS报告中所分析的具体压水堆与沸水堆都具有一些特性,足以减小ATWS事件发生的概率或削弱其后果。在1970年代运行的轻水堆中,发生ATWS事件后导致堆芯熔化的平均概率估计约为 2×10^{-4} /堆年,这就表明总的堆芯熔化概率可能大于RSS估计的中值并接近其上界。据此,NRC作出了改进设计的建议,后者将可能大大减少未来发生ATWS事件后导致严重后果的概率。

健康效应及概率

11.159 如第九章所述,辐射对人体健康的效应可以是早期(急性)的或缓发(慢性)的。如果象反应堆堆芯熔化事故中那样,人员在短期内接受很大的辐射剂量,在几星期之内有些人就会生病而死亡,另一些人则可能康复。其中有些人可能不表现出早期症状或症状轻微并暂时消失,但在以后30年或更长时期内会产生辐射引起的癌症或甲状腺瘤(一般不致死)。此外,在受照射人员的后代中会产生遗传病。在作了某些假定的基础上(§ 9.92等

• § 11.3脚注所述美国三哩岛事故是在全世界压水堆与沸水堆总共运行了800堆年之后发生的^[24],在事故中燃料包壳严重损坏但并无明显的燃料熔化现象。

节), 有可能表示出辐射剂量与预计的急性与慢性健康效应之间的关系。

11.160 在RSS报告内, 计算了群体剂量(以人-雷姆计)与堆芯熔化事故概率的函数关系。为进行此种计算, 必须将以下三个因素结合起来, 即: 严重程度不同的事故发生概率及其放射性释放量, 由气象数据堆导的各种大气与风向条件的概率, 以及典型核电厂周围的人口分布状况。最后将结果表示为各种健康效应的期望数与堆芯熔化概率之间的函数。虽然压水堆与沸水堆的这些数值有所不同, 但其平均值都位于范围很大的不确定性区间, 因此可认为两种堆型均可用同样的期望数值。

11.161 据RSS估计, 概率中值为 5×10^{-5} /堆年的堆芯熔化事故引起的健康恶果相当小, 即在事故发生之后数年内, 急性放射病与死亡总计不足一例, 而缓发的癌症、甲状腺瘤和遗传缺陷每年各有不到一例。然而, 对于低概率事故, 健康恶化状况较为严重。在概率为 10^{-6} 时, 即每百万堆年一次的事故中, 早期放射病与死亡以及癌症将较为可观。虽然这些数字的不确定性无疑是很大的, 但它们确实反映出足以造成严重辐照后果的反应堆事故发生的概率极小。

核电厂的审批和管理⁽²⁸⁾

引言

11.162 在美国, 反应堆安全的一个重要方面即核电厂的审批与管理是由NRC负责的(§ 11.3)。*要求运行一座核电厂的电力公司必须首先向NRC申请在某一地址建造这座核电厂的许可证。若这一申请得到批准, 就可以开始建造; 但在开始运行之前必须再申请运行许可证。在核电厂的建造过程和运行期间, NRC还经常检查这些设施以确保所有的工作都严格遵循NRC的规程与要求。

11.163 核电厂建造与其后运行的许可证批准手续包括几个阶段, 需时数年。此节所述的内容仅为了说明这些手续的梗概, 具体的程序可能随时有变化之处。

申请建造核电厂的许可证

11.164 申请建造一座核电厂的许可证需提出两个文件: 一份“初步安全分析报告(PSAR)”和一份“环境报告”。这些报告的主要内容与要求均已列入10 CFR Part 50 (“生产与使用设备的审批”); 其详细解释刊载于NRC颁布的导则及条例之中。PSAR内必须考虑的主要问题如下: **

1. 对所建议厂址的描述与安全评价, 包括地震、气象、地质与水文。
2. 对所建造的装置的综述。
3. 该装置的初步设计是否确保与10 CFR Part 50附录A (“核电厂的通用设计准则”)的要求相符合。

*在1975年1月前系由美国原子能委员会负责(参看§9.47)。

**下列某些问题可能已包括在某一核电厂设计的参考(或标准)安全分析报告内(§11.177), 这样就不需要再列入该核电厂的PSAR中。

4. 对核电厂部件的设计与性能的初步分析与估计, 以供进行公众健康与安全的风险评价。

5. 对放射性废物处理系统的描述, 并说明为确保核电厂排放物对非限制地区的放射性水平符合“可合理达到的尽可能低”的要求而采取的措施(第九章)。

6. 对核电厂运行计划(包括紧急情况的预防措施)的描述。

7. 有关试验计划的资料。

8. 初步技术规范(§ 11.180)。

9. 对质量保证计划的描述(§ 11.10)。

10. 分析一系列可预见的异常事件, 包括设计基准事故, 以表明该电厂的设计足以控制或安全地应付各种异常情况(§ 11.53等节)。

11.165 在建造许可申请阶段的环境报告(以下简称为ER)内必须包括以下内容:

1. 场地准备与施工阶段的环境影响。

2. 电厂运行期间的放射学效应与热效应。

3. 对排放物环境测量与监督计划的建议。

4. 电厂建造与运行的社会与经济影响。

5. 电厂的成本-收益分析。

6. 在假想的异常事件或事故下对环境的影响。

11.166 为便于编写环境报告, 一般将事故分为九级; 即由微不足道的意外事件开始, 如第1级内的放射性液体少量洒出或小泄漏, 直到第9级的假想严重失效事件序列(§ 11.140)。报告中不考虑第1及第9级事故, 因为前者的后果微不足道, 而后者发生的概率如此之低, 以致对于环境的总风险度贡献甚微。(但请参看§ 11.141。)

11.167 ER的第8级事故与PSAR内的设计基准事故相同。但在PSAR内计算潜在的辐射剂量时采用了极为保守的假设以便评价厂址的适当程度(§ 11.109)。然而, 在ER内却认为采用更现实的假设较为恰当。因此, 在后一报告算出的辐射剂量比PSAR内同样事故的计算结果小得多。

安全分析报告的评价

11.168 当NRC收到一份建造核电厂的许可申请报告后, 就对PSAR进行彻底的审查, 以确定该核电厂是否满足NRC的全部安全规范。审查的程序一般包括NRC人员与申请人的代表之间的会议与通信, 目的在于澄清、修改或补充该申请报告。当NRC人员认为该电厂的建造与运行对于公众的危险已减至最小并达到满意的程度时, 就编写一份安全评价报告。

11.169 PSAR还要提交给反应堆安全保障顾问委员会(ACRS)审查, 后者为一个包含15名反应堆物理、工程、材料科学以及与反应堆安全有关的其他领域的专家组成的法定团体。报告首先经ACRS的小组委员会预审后, 再提到全体会议上加以讨论。ACRS的全体会议与小组委员会开会时均有NRC人员及申请人的代表列席, 后者受召参加的目的在于回答所提出的问题。这些会议都对公众开放。当ACRS完成审查工作后, 用函件形式向NRC提出它的推荐意见, 并对公众公布。

环境报告的评价

11.170 NRC 人员分析申请人提交的环境报告，同时对所建议的核电厂的预期环境影响进行独立的研究。然后编写一份环境报告草案。后者连同申请人的环境报告一并送交美国环境质量委员会、某些联邦机构以及电厂所在州的州长(或其他适当的官员)征求意见。在收到他们的意见后，NRC人员将发表一份最终环境报告(FES)，其中必须考虑到所有这些意见。然后对该电厂的建造与运行是否有保护环境的适当措施作出结论。可以建议对设计进行修改作为颁发建造许可证的条件。FES的副本抄送给环境质量委员会及其他联邦与州属机构。

审查建造许可申请的公众听证会

11.171 审查建造许可申请的公众听证会由三人组成的原子安全与审批委员会(ASLB)主持。委员会的主席应为一位律师，而其余二人为技术专家，其中一人通常是环境科学某一方面的专家。ASLB与公众应能取得申请人与NRC人员编写的各种安全报告与环境报告以及ACRS推荐信的复印本。

11.172 希望参加ASLB公众听证会的个人可以持两种身份之一：或请求作为参加诉讼人，或作为有限出庭人。若所讨论的问题涉及某参加诉讼人的具体权益，则此人可作为诉讼的正式一方并有权提出证据并质询证人。参加诉讼人有权取得全部的有关文件，包括NRC审查过程中NRC人员与申请者提供的所有报告。作为有限出庭人出席的个人并非诉讼的一方；但他有权在听证会所涉及的范围内提出问题。

11.173 公众听证会可以分别举行会议讨论安全与环境方面的问题，也可以将两者结合起来讨论。在会上申请人与NRC人员应提出证词，而参加诉讼人与其他有兴趣的一方均可提出问题。ASLB应对有争议的问题作出裁决，并决定核电厂的建造与运行是否对公众与环境没有过分的风险；在作决定时应将核电厂运行后所带来的利益考虑在内。然后ASLB推荐是否应颁发建造许可证，也可能附带某些条件。

建造许可决议的复审

11.174 ASLB的初步决议由一个原子安全与审批上诉委员会进行复审。上诉委员会审阅ASLB听证会的全部记录，可以批准或否决其决议，也可以指令ASLB再举行听证会以便对有争议的问题收集更多的证据。这时，NRC的委员可以主动地出面肯定或否定上诉委员会的决议。即使到了这一阶段，该决议也不一定是最后的决议；任何有权益的一方仍可向联邦法庭起诉，抗议ASLB或上诉委员会的行为。在表11.2内总结了获取核电厂建造许可证的全部程序。

建造许可证申请程序的修改

11.175 1974年之前，在未获得建造许可证时不许在所建议的厂址上进行任何施工准备工作。这一程序现已修改；申请人可取得一种有限施工授权书(LWA)，准许其平整与改良场地，开挖基础土方与浇注混凝土基础。为达到此目的，申请人必须先递交环境报告，而且NRC人员必须编写出“环境报告草案”与“最终环境报告”。

11.176 在颁发LWA之前，必须由原子安全与审批委员会(ASLB)组织一次公众听证会。ASLB应讨论该核电厂厂址是否适当及其建造与运行对环境的影响。然后ASLB向NRC推

表11.2 建造许可证审批程序大纲

健康与安全方面	环境方面
<p>申请人提交初步安全分析报告 (PSAR)。 NRC人员审查PSAR。 反应堆安全保障顾问委员会 (ACRS) 审查PSAR。 ACRS向NRC送出推荐信;NRC人员编制安全评价报告。</p>	<p>申请人提交环境报告——建造许可证申请阶段。 NRC人员编制环境报告草案。 各机构审查环境报告草案。 NRC人员编制最终环境报告。</p>
<p>由原子安全与审批委员会主持召开安全与环境问题的公众听证会。</p>	
<p>委员会决定NRC人员所进行的审查是否适当, 安全问题是否已(或将)解决。</p>	<p>委员会决定是否已能满足1969年国家环保法案的要求;委员会衡量环境代价与利益的轻重。</p>
<p>若审批委员会认为满意, 则指令NRC颁发建造许可证, 并可附带该委员会认为适当的条件。 原子安全与审批上诉委员会复审审批委员会的决议。 NRC的委员可作出最后决定。</p>	

荐颁发场地准备工作的许可证。但正式的建造许可证仍应按通常方式进行审查并由 ASLB 举行听证会。

11.177 对审批程序的另一个修改是, 反应堆的卖主可以向NRC申请批准它所设计的核蒸汽供应系统 (NSSS) (§ 1.92) 的一份参考(或标准)安全分析报告。同样, 若一个电力公司准备订购两套或多套同样的系统, 虽然后者并非已经批准的标准设计, 但可在一次安全审查中批准所有的系统。然而, 在颁发建造许可证之前, 还必须对每处厂址的合宜性与环境影响分别进行审查, 正如申请LWA一样。

运行许可证的申请

11.178 当核电厂的建造将近竣工时, 电厂主必须申请运行许可证。申请书内应包括一份最终安全分析报告 (FSAR) 与一份申请人的环境报告 (ER)——运行许可证申请阶段。FSAR的大部分内容与PSAR相同, 但其中根据实际建造的情况, 对堆芯、冷剂系统、仪表却与控制、反应堆保护系统、专设安全设施、放射性废物系统、燃料操作设施等进行更详尽的分析与安全评价。在FSAR中还必须叙述运行前准备与起动的计划以及应付各种紧急情况的情况。ER也是原来申请建造许可证的ER的修订本, 其中必须包括为测定核电厂运行对环境影响所采用(或将采用)的监测计划。

11.179 NRC 人员按建造许可证申请阶段同样的方式审查申请人的FSAR及ER并编写其安全评价报告及最终环境报告。ACRS*也与前阶段一样评价运行的安全问题并将其结论报告NRC。法律并未规定审查运行许可证时必须举行公众听证会, 但如遇必要, 也可由 ASLB 召开这种听证会。此时ASLB只需对有争议的问题作出裁决。如果NRC人员的审查意见与ACRS* (必要时还有ASLB) 的推荐意见都持赞同态度, 则NRC将颁发运行许可证, 也可能附带某些先决条件, 获取核电厂运行许可证的程序大纲列于表11.3内。

*ACRS (反应堆安全保障顾问委员会) 在原文中误印为ARCS。——译者

表11.3 运行许可证的审批程序大纲

健康与安全方面	环境方面
<p>申请人提交最终安全报告 (FSAR)，其中包括技术规范。</p> <p>NRC人员与反应堆安全保障顾问委员会分别审查FSAR。</p> <p>NRC人员编制安全评价报告。</p> <p>不一定必须举行公众听证会。NRC可颁发运行许可证，并提出它认为必要的附加条件。</p> <p>在具体情况下受害的一方可以要求举行听证会。此时原子安全与审批委员会将仅讨论有争议的问题并将它的结论送交NRC。</p> <p>NRC颁发运行许可证。</p>	<p>申请人提交环境报告——运行许可证申请阶段。</p> <p>NRC人员编制环境报告草案，并与建造阶段一样经审查后编制最终环境报告。</p>

技术规范

11.180 运行许可证的申请人必须提交一份核电厂的技术规范建议。这些规范中包括了运行的各项技术参数的限制，以及根据公众的健康与安全及环境的利益而对电厂提出的条件与要求。在经过NRC人员审查与可能进行修改之后，这些技术规范就成为核电厂运行许可证的一个组成部分。任何违反技术规范的情况都必须立即报告NRC。

11.181 与安全有关的技术规范内包括：(1) 重要工艺参数的限制，如温度、压力、冷却剂流率，(2) 反应堆保护系统与专设安全设施的仪表定值，(3) 向环境排放的气体与液体废物的放射性水平，(4) 对主要安全系统的检查计划细节。为了确保对环境的有害影响最小，技术规范还包括有以下内容：(1) 冷凝器冷却水的最大排放温度及升温速度，(2) 环境监测的细节，(3) 辐射监督计划（包括对空气、水、牛奶与植物样品内放射性的分析），(4) 对环境放射性与生态的定期监测记录，其结果必须每半年报告NRC一次。

核电厂运行的管理

11.182 当核电厂正式运行时，NRC设置驻厂监察员以确定执照持有人是否完全遵照NRC的法规与规程以及许可证的规定运行此核电厂。运行过程中出现的任何异常工况或意外事件都必须立即报告NRC，根据这些报告，NRC将决定此种异常事件是否由某一失效模式或设计缺陷所引起，后者可能出现在同类型的其他核电厂之中。如属此情况，则要求所有同类型的核设施采取改进措施，包括停堆检查与可能的改进等等。

核反应堆安全保障

引言

11.183 对核反应堆进行有意的破坏可能产生与严重事故相类似的后果；因此，防止破坏也是核安全的一个方面。核电厂（或其他核设施）的所有者-运行者必须制订电厂的具体保安计划。按照NRC规定^{〔3〕}，这种保安计划的细节必须包括在运行许可证的申请之内，但这一部分应对公众保密。NRC与美国国家标准学会颁发了实施核电厂安全准则的专门

导则¹⁰⁰。虽然防止可能发生的破坏基本上是一个工业保安问题,但它也是涉及阻止非法使用“特种核材料”的核安全保障活动的一个方面(§ 8,257)。

防止破坏活动

11.184 为了防止可能发生的破坏活动,反应堆装置必须至少有两道围墙,其间有一个保护区”。在后者的周围还应设置一个“隔离区”,其中应拆除任何地面障碍物。这两区在夜间都必须设有灯光照明,并连续监视以防止有人员或车辆非法侵入。通过保护区的通道必须严密防守,运入的物品必须进行检查。在通往核电厂要害部位的道路上必须设置路障。在重要地点并应设置报警装置以报告任何非法入侵。

11.185 在核电厂警卫人员与中央报警站之间必须保持不间断通讯的能力。此外,报警站必须与当地保安机构保持通讯联系。要求核电厂所有者与保安机构保持联系,以便在必要时求援。

11.186 NRC 还在继续研究与审查这些保证核设施安全的保障措施。只要有更好的技术出现,就要求核电厂许可证持有者采用这些措施。如果这些要求都能适当地执行,则核电厂(或乏燃料后处理厂)遭受破坏以致危害公众的可能性极小。

一般参考文献

- W. B. Cottrell and A. W. Savolainen, "U. S. Reactor Containment Technology," U. S. AEC Report ORNL-NSIC-5, 1965.
- F. R. Farmer, Ed., "Nuclear Reactor Safety," Academic Press, 1977.
- J. R. Lamarsh, "Introduction to Nuclear Engineering," Addison-Wesley Publishing Co., 1975, Chapter 11.
- E. E. Lewis, "Nuclear Power Reactor Safety," John Wiley & Sons, 1977.
- J. H. Rust and L. E. Weaver, Eds., "Nuclear Power Safety," Pergamon Press, 1976.
- "The Safety of Nuclear Power Reactors (Light-Water Cooled) and Related Facilities," U. S. AEC Report WASH-1250, 1973.
- A. Sesonske, "Nuclear Power Plant Design Analysis," U. S. AEC Report TID-26241, 1973, Chapter 6.
- T. J. Thompson and J. G. Beckerley, Eds., "The Technology of Nuclear Reactor Safety," M. I. T. Press, 1964 (Vol. 1), 1973 (Vol. 2).

参考文献

1. S. A. Bernsen, *Nucl. Safety*, 16, 127 (1975); J. M. Harrer and J. G. Beckerley, Eds., "Nuclear Power Reactor Instrumentation Systems Handbook," Vol. 1, U. S. AEC Report TID-25952-P1, 1973, Chapter 11.
2. F. R. Farmer, Ed., "Nuclear Reactor Safety," Academic Press, 1977, Chapter 5.
3. D. Smidt and R. Salvatori, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 25, 227 (1977).

* 橡树岭国家实验室的核安全情报中心为安全与审批方面的情报交换中心。该中心除了日常业务外,还协助编辑“*Nuclear Safety*”杂志,后者为美国NRC所出版之评述性刊物,可通过美国政府出版局订阅。

4. W. B. Cottrell, *Nucl. Safety*, 15, 30 (1974).
5. R. T. Lahey, Jr. and F. J. Moody, "The Thermal-Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor," American Nuclear Society, 1977, p. 319-326.
6. T. J. Thompson and J. G. Beckerley, Eds., "The Technology of Nuclear Reactor Safety," Vol. 2, MIT Press, 1973, Chapter 21.
7. N. J. Liparulo, et al., *Nucl. Safety*, 17, 143 (1976).
8. G. E. Wade, *Nucl. Safety*, 15, 163 (1974).
9. See relevant papers in "Proceedings of the Topical Meeting on Thermal Reactor Safety," American Nuclear Society, 1978.
10. Code of Federal Regulations, Title 10, Part 100, Appendix A, U.S. Government Printing Office, T. F. Lomenick, "Earthquakes and Nuclear Power Plant Design," U.S. AEC Report ORNL-NSIC-28, 1970; G. E. Howard, et al., *Nucl. Eng. Design*, 38, 385 (1976).
11. W. D. Gilbert and J. F. Quirk, *Nucl. Technol.*, 25, 658 (1975).
12. T. G. Taxelius, Ed., "Annual Report-SPERT Project, Oct. 1968—Sept. 1969," U.S. AEC Report IN-1370, 1970.
13. Y. Y. Hsu and H. Sullivan, "Thermal-Hydraulic Aspects of PWR Safety Research," in "Symposium on the Thermal and Hydraulic Aspects of Nuclear Reactor Safety," American Society of Mechanical Engineers, 1977, Vol. 1, p. 1.
14. E. P. White and R. D. Duffey, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 20, 491 (1975).
15. R. T. Lahey Jr. and F. J. Moody, Ref. 5, p. 346-424.
16. Code of Federal Regulations, Title 10, Part 50, Appendix K.
17. K. V. Moore and W. H. Retting, "RELAP4/MOD-5, A Computer Program for Transient Thermal-Hydraulic Analysis of Nuclear Reactors and Related Systems—User's Manual," U.S. NRC Report ANCR-NUREG-1335, 1976; see also, C. W. Solbrig and D. J. Barnum, *Nucl. Safety*, 17, 194, 299, 492 (1976); S. Fabric, "Review of Existing Codes for Loss-of-Coolant Accident Analysis," *Advan. Nucl. Sci. Tech.*, 10, 365 (1977).
18. J. Weisman and R. W. Bowring, *Nucl. Sci. Eng.*, 57, 255 (1975); see also, C. L. Wheeler, et al., "COBRA-IV-I, an Interim Version of COBRA for Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements and Cores," U.S. ERDA Report BNWL-1962, 1976.
19. F. A. Gifford, *Nucl. Safety*, 17, 68 (1976); see also, D. H. Slade, Ed., "Meteorology and Atomic Energy," U.S. AEC Report TID-24190, 1968, Chapter 3.
20. D. H. Slade, Ref. 19, Appendix 3; see also, U.S. NRC Regulatory Guide 1.3, "Assumptions Used for Evaluating the Potential Radiological Consequences of a Loss-of-Coolant Accident for Boiling Water Reactors," and U.S. NRC Regulatory Guide 1.4, "Assumptions Used for Evaluating the Potential Radiological Consequences of a Loss-of-Coolant Accident for Pressurized Water Reactors."

21. A. E. Green and J. Bourne, "Reliability Technology," John Wiley & Sons, 1972; B. L. Amstatter, "Reliability Mathematics: Fundamental Practical Procedures," McGraw-Hill Book Co., 1970; H. E. Lambert, "Fault Trees for Decision Making in Systems Analysis," U. S. ERDA Report UCRL-51829, 1975; M. Mazumdar, et al., "Methodology Development for Statistical Evaluation of Reactor Safety Systems," Electric Power Research Institute, EPRI NP-194, 1976; "Proceedings International Conference on Nuclear Systems Reliability Engineering and Risk Assessment," University of Tennessee, 1978.
22. E. Mendelson, "Boolean Algebra and Switching Circuits," McGraw-Hill Book Co., 1970; see also, H. E. Lambert, Ref. 21, Chapter 2; R. E. Barlow and F. Proschan, "Statistical Theory of Reliability and Life Testing," Holt, Rinehart, and Winston, 1975.
23. E. E. Lewis, "Nuclear Power Reactor Safety," John Wiley & Sons, 1977, p. 480-493.
24. "Reactor Safety Study—An Assessment of Accident Risks in U. S. Commercial Nuclear Power Plants," U. S. NRC Report WASH-1400 (NUREG-75/014), 1975.
25. H. W. Lewis, et al., "Risk Assessment Review Group Report to the U. S. Nuclear Regulatory Commission," U. S. NRC Report NUREG/CR-0400, 1978.
26. "Analysis of the Three Mile Island-Unit 2 Accident," Electric Power Research Institute, NSAC-1 and supplement, 1979.
27. "Anticipated Transients Without Scram for Light Water Reactors," U. S. NRC Report NUREG-0460, Vols. 1, 2, and 3, 1978; see also, A. C. Thadani and E. W. Hagen, *Nucl. Safety*, 20, 422 (1979); G. Apostolakis, et al., *ibid.*, 20, 690 (1979).
28. R. B. Minogue and A. L. Eiss, "Nuclear Regulatory Commission Regulations and Licensing," in "Nuclear Power Safety," J. H. Rust and L. E. Weaver, Eds., Pergamon Press, 1976, p. 57-86; J. A. Long, "The Reactor Licensing Process—A Status Report," *Nucl. Safety*, 18, 281 (1977).
29. Code of Federal Regulations, Title 10, Part 73, "Physical Protection of Plants and Materials."
30. "American National Standard, Physical Protection of Special Nuclear Material Within a Facility," ANSI N15.26-1976.

习 题

1. 一座1000MW (电) 的压水堆具有一个1000m³容量的凝结水储罐。试通过估算证明此容量足以按 § 11.28 所述的要求提供足够的冷却水散出余热。

2. 一座沸水堆的干井与压力抑制室的自由体积分别为4500与3400m³；水池中的水体积为3800m³。喷放后在干井与压力抑制室内的压力分别限制在276kPa与172kPa。(a) 若反应堆内冷却剂的装量为1320Mg，其中有48Mg通常以饱和蒸汽形态存在于堆内，问在喷放事故后有多少蒸汽须在压力抑制水池内冷凝？(b) 试估计池水的温升。

3. 为了有助于对LOCA与ECCS的各种计算方法进行比较, NRC已编制了许多进行小隔间分析用的所谓标准问题("U.S. NRC Standard Review Plan, Subcompartment Analysis," U.S. NRC Report NUREG-75/087, 1975)。它们包括各种流体通过一系列空间的泄漏或排放(例如在喷放过程中)时的瞬态计算。这种性质的一个极简单问题就是空气由一容器经过小孔向大气泄漏; 空气的初始压力与温度分别为1.5MPa及494K, 容器的体积为 $5 \times 10^{-3} \text{m}^3$, 小孔的截面为 $7.9 \times 10^{-2} \text{m}^2$, 大气压力为 $1 \times 10^5 \text{Pa}$ 。若取时间增量步长, 试估算容器内开始5秒的压力。假设小孔的入口损失系数 K_e 为0.1(见§6.145)。

4. 对一座典型的沸水堆, 如表12.2内所示, 试将衰变热与由贝克-贾斯特模型(§7.126等节)算出的燃料棒金属与水反应所产生的热源进行比较; 此时假定LOCA发生100秒之后ECCS将使包壳温度下降, 而这一时间内的氧化程度刚好符合ECCS的设计指标。

5. 一座3600MW(热)的沸水堆内装有 $1.57 \times 10^5 \text{kgUO}_2$, 其比燃耗为 2.38TJ/kgU 。若浓度均一的燃料每年成批更换, 问 ^{131}I 的最大积存量是多少?

6. 若在一次事故之后, 例题5内的碘积存量中有25%立即进入安全壳并可能向外泄漏, 问在距核电厂1800m处的隔离区边界上两小时的甲状腺剂量率为多少? 安全壳建筑的泄漏率规范为每天0.2%。假设释放点接近地面, 气象条件帕为斯基尔F, 风速 1m/s 。

7. 试说明为何远离地面的高空源的函数 $\chi(x)u/Q$ 对 x 画出时有一极大点?

8. 若 ^{131}I 每次衰变的平均 γ 能量为 0.4MeV , 试估计在习题6内由安全壳泄漏造成的放射云内的 ^{131}I 在隔离区边界处引起的全身剂量。

9. 一简单电路由电池、开关、保险丝与灯泡组成, 全部为串联。将开关合上但灯泡不亮。试以后者为顶端事件, 建立一故障树图以找出造成此失效状态的可能原因。

10. 试编制一典型压水堆的第一类抗震结构(见§11.75)名称表。

第十二章 动力反应堆系统

引 言

12.1 本书第一章已对四种重要的动力反应堆堆型作了简述,对核反应堆工程中的这个课题进行了一般性的介绍。在掌握前几章所提供的知识之后,读者就有条件进一步深入理解反应堆设计中不易明白的细节。本章的目的是比第一章更加详细地描述几种典型的商用动力反应堆。

12.2 本章所讨论的反应堆堆型可分为下列几大类:

轻水慢化反应堆(压水堆和沸水堆)

重水慢化反应堆

快中子增殖反应堆

气冷反应堆

其他反应堆

轻水慢化(和冷却)反应堆(LWR)包括压水反应堆(PWR)和沸水反应堆(BWR),美国和其他若干国家的大多数商用核电站都采用这两种堆型。因此,前几章主要讨论了这两种堆型。但这里也要对其他几种反应堆设计加以研究。

压水反应堆⁽¹⁾

典型的设计技术指标

12.3 表12.1中列出了典型的大型压水反应堆堆芯和热工水力的一些设计数据*。给出这些数据是为了使读者对设计值有一般性的概念。这些数值因反应堆制造厂而不同,并且在同一厂内也经常有微小的变动。

堆芯和反应堆压力容器

12.4 图12.1中画出了典型的压水反应堆堆芯和反应堆压力容器的内部构件。从蒸汽发生器中出来的冷却剂水向下流过反应堆压力容器壁和下部堆芯筒体之间的环形区域(下降段),然后向上通过堆芯。下部堆芯板中流通孔的大小安排得可使通过堆芯中心部分的冷却剂流率较高,因为那里产生的功率大于堆芯外围部分的功率。冷却剂通过堆芯以后就进入上部公共联箱,并通过出口接管进入蒸汽发生器。

* 核反应堆的技术指标通常以通用(或工程)单位表示,所以本章中除了国际制单位外还给出了通用单位。

表12.1 压水反应堆系统典型的设计技术指标

一般数据		平均堆芯浓集度	~2.8%
热功率	3800 MW	燃耗	2.85TJ/kg (33,000 MW.d/t)
电功率	1300MW		
比功率	33kW(th)/kgU		热工-水力
功率密度	102MW(th)/m ³	冷却剂	
堆芯		压力	15.5MPa (绝对) (2250psia)
长度	4.17m (13.7ft)	进口温度	293°C (560°F)
直径	3.37m (11.1ft)	出口温度	329°C (624°F)
燃料		流率	18.3Mg/s (1.45×10 ⁸ lb/hr)
棒外径	9.5mm (0.374 in.)	质量速度	3.67Mg/s.m ² (2.7×10 ⁶ lb/hr-ft ²)
包壳厚度	0.57mm (0.0225 in.)	棒表面热流密度	
芯块直径	8.19mm (0.3225in.)	平均	0.584MW/m ² (1.85×10 ⁵ Btu/hr-ft ²)
棒栅距	12.6mm (0.496 in.)	最大	1.46MW/m ² (4.63×10 ⁵ Btu/hr-ft ²)
每个组件中的棒数	264 (17×17排列)	线释热率, 平均	17.5kW/m (5.33kW/ft)
组件数	193	蒸汽压力	7.58MPa (绝对) (1100psia)
燃料装载, UO ₂	115×10 ³ kg (2.54×10 ⁵ lb)	控制	
平均给料浓集度	~3.3%	棒束元件数	每个组件24根
		控制组件数	61个全长棒组件 8个短棒组件

12.5 通过压力容器顶盖进入堆内的热电偶指示出选定部位燃料组件中流出的冷却剂出口温度。活动的中子通量探测器可在由压力容器底部进入的导管中移动, 它们可以插到不同的位置以确定堆芯内的功率分布。

12.6 堆芯中含有大约200个燃料和控制棒组件; 在大多数较新型压水反应堆设计中, 每个组件由17×17根棒排列组成。在每一组件的289个可利用空位中, 燃料棒占据264个; 其余的空位装有控制棒导管(套管), 最中心的管供装备仪器用。大约三分之一的堆芯组件中插有控制棒; 其余组件中的导管用短塞堵住。组件中的燃料棒沿长度方向由几层格架支撑和隔开(图12.2)。顶端和底端的节流孔控制通过燃料组件的冷却剂水流量。由于组件的侧面是敞开的, 所以冷却剂可以从一个组件横向流入另一个组件。这种结构与沸水反应堆中的结构形成鲜明的对照, 后者的燃料组件由垂直的“流通隔板”相互隔离(§12.20)。

12.7 在压水反应堆的堆芯设计中, (水中的)氢原子对(燃料中的)铀原子的比值是一个重要的参数^[23]。这个比值决定中子谱, 后者又影响共振俘获、多普勒系数和快中子裂变份额的大小。减小H/U比导致共振俘获增加, 从而反应性减小。这意味着燃料中需要更高的铀浓集度。但另一方面, 铀-238变为钷-239的转换比也随之增加, 导致燃料利用率的改善,

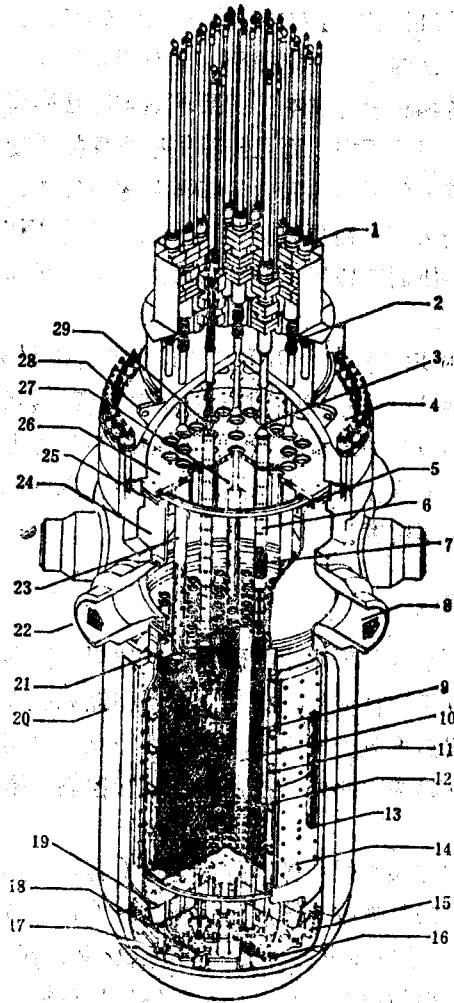


图12.1 压水反应堆(西屋电气公司)
的内部结构

- | | |
|----------------|---------------|
| (1) 控制棒驱动机构 | (16) 固定板 |
| (2) 仪表通道-热电偶 | (17) 堆芯支承柱 |
| (3) 隔热套管 | (18) 下部仪表导向管 |
| (4) 顶盖组件 | (19) 底部支承件 |
| (5) 压紧弹簧 | (20) 反应堆容器 |
| (6) 控制棒导向管 | (21) 上部堆芯板 |
| (7) 棒束型控制棒(提升) | (22) 出口接管 |
| (8) 进口接管 | (23) 上部支承柱 |
| (9) 燃料组件 | (24) 堆芯筒体 |
| (10) 堆芯围板 | (25) 内部构件支承凸肩 |
| (11) 径向支撑板 | (26) 上部支承板 |
| (12) 下部堆芯板 | (27) 深束焊件 |
| (13) 辐照样品导向 | (28) 提升吊耳 |
| (14) 中子屏蔽圈 | (29) 控制棒驱动轴 |
| (15) 径向支撑 | |

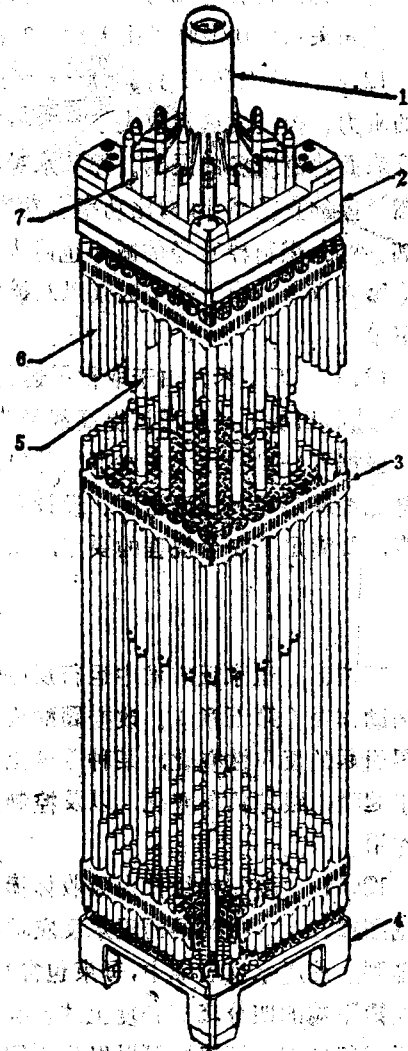


图12.2. 压水反应堆(西屋电气公司)
的燃料和控制棒组件

- | |
|------------|
| (1) 控制棒组件 |
| (2) 顶端件 |
| (3) 格架组件 |
| (4) 底端件 |
| (5) 吸收体棒导管 |
| (6) 燃料棒 |
| (7) 吸收体棒 |

特别是当钚的再循环成为可能的时候。在目前的压水反应堆设计中，根据经验和从经济上考虑，普遍采用的H₂O/UO₂原子比大约为3.9。与这个比值相应的H₂O/UO₂体积比大约为1.9。

12.8 热工和水力因素影响堆芯的设计。燃料棒的直径决定栅距，从而影响对冷却剂流动的阻力。棒径的选择取决于这样一些因素：制造和包覆的成本，所要求的堆芯功率密度，以及表面热流密度的限制。如果水对燃料的体积比保持不变，而且线释热率也保持不变，则当燃料棒的直径减小时，比功率和功率密度增大，每单位堆芯体积内的棒数随棒直径的减小而增加。然而，燃料棒直径的减小也使表面热流密度增大，从而更接近偏离泡核沸腾（DNB）工况（第六章）。由于这个因素以及燃料棒数增加后使制造费用上升，从而决定了燃料棒直径的下限。

12.9 近年来，由于取得了运行大型商用反应堆的经验，DNB工况的不确定性已经减小，因此而出现了一种通过提高线释热率并保持燃料栅格不变以增加堆芯功率密度的趋势。然而，根据万一发生重大失水事故（§11.81及有关各节）时的最高包壳温度限制而制定的规程要求降低线释热率和热流密度。设计人员通过减小棒的直径并在每个燃料组件中装入更多的燃料棒，既满足了安全规程的要求，又保持了高的功率密度。

控制和安系统

12.10 压水反应堆中运行反应性主要由溶解在冷却剂水中的硼酸进行控制，控制棒只起辅助作用（第五章）。改变硼酸浓度以控制长期反应性变化，诸如由燃料消耗和裂变产物积累引起的反应性变化，某种程度上也控制冷却剂温度改变所引起的反应性变化。控制棒则用于启动，跟踪负荷变化，以及控制微小的反应性瞬变。此外，控制棒还起着控制功率分布的作用。

12.11 控制棒组件由吸收体棒束组成，它们在某些燃料棒组件的导管（套管）中移动（见图12.2）。在较早的压水反应堆中，每束包含20根吸收体棒，但在新设计（17×17燃料棒排列）的压水反应堆中，每束包含24根吸收体棒。这些棒有两种类型：全长棒和短棒，后者只在棒下端的四分之一长度上才含有吸收体。全长棒能够在任何时候用于停闭反应堆，并可用于运行控制。短棒则可以提到不同的高度上，用于控制轴向功率分布的形状，后者由核、热工和水力的三维分析来确定。从DNB的观点看，即使整个功率分布相当平坦，仍然要特别注意在堆芯的顶部是否可能出现小的功率峰。

12.12 由于初始燃料装载中不含裂变产物，所以堆芯中的剩余反应性比以后各周期开始时都大。为此，将含有可燃核毒物硼（硼硅酸盐玻璃）的管放置在一部分控制棒导管中。这样可减少化学核毒物用量，否则就要增大后者的相应含量。采用固体核毒物管后，水中的硼（硼酸）浓度可以保持在低水平，以免形成正的慢化剂温度系数（§5.107）。

12.13 压水反应堆中冷却剂的负反应性系数，在一定程度上提供了固有的稳定性和良好的负荷跟踪特性（§5.205脚注）。尽管如此，还是装备了完善的仪表、控制和保护系统，以满足运行和安全的要求。有关这些系统的知识以及压水反应堆电站安全性能的设计考虑已在第五章和第十一章中给出。

蒸汽发生系统

12.14 大多数压水反应堆系统具有三台或四台独立的蒸汽发生器，每台都有其相应的循环泵（图12.3）。这些泵通常都属于单级立式离心型水泵，每台由6MW（800hp）的马达驱动。它们的额定流量大约为 $6.2\text{m}^3/\text{s}$ （98,000 gpm），压头相当于 $7.4 \times 10^5\text{Pa}$ （108 psi）。

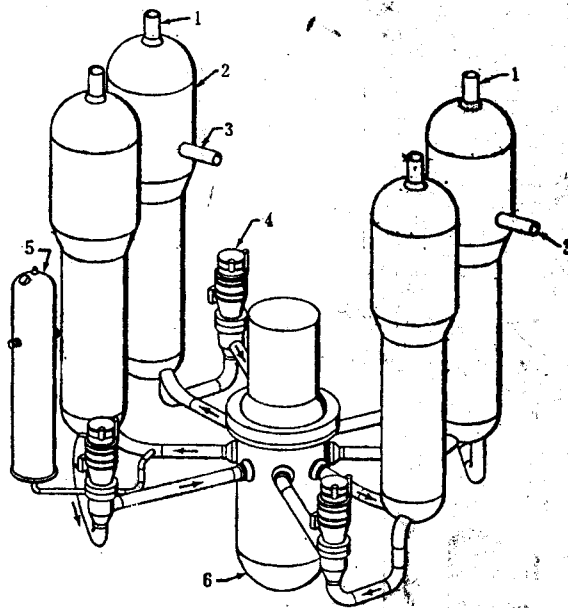


图12.3 具有四台蒸汽发生器的压水反应堆核蒸汽供应系统

(1) 蒸汽出口（至透平）(2) 蒸汽发生器 (3) 给水入口（来自凝汽器）(4) 反应堆冷却剂泵 (5) 稳压器 (6) 反应堆容器

12.17 核蒸汽发生系统的一个重要组成部分是系统稳压器，它与一次冷却剂环路中的一条环路相连接（见图12.3）。典型的稳压器是一个圆柱形水箱，高约16.2m（53ft），直径为2.44m（8ft）。在正常的稳态运行期间，稳压器中大体上包含60%的液态水和40%的蒸汽（以体积计）。按照需要，可以用稳压器下部的浸入式电加热器进行加热，也可以通过喷进蒸汽空间的冷水进行冷却。加热器和冷却喷射均由压力信号控制。倘若由于某种原因系统的压力降低了，则低压信号将使加热器动作。于是所产生的蒸汽使系统的压力升高。另一方面，倘若压力升高，则高压信号将使冷却水喷入，稳压器中的一部分蒸汽将被冷凝，而系统的压力将降低。倘若压力的升高超出了喷射的控制能力，则一个或几个电动安全阀将自动打开，蒸汽被排入一个部分充水的冷却水箱。倘若冷却水箱中的压力超过了设计值，则爆破膜将允许水箱将水排入安全壳内的水排坑。

12.18 蒸汽从蒸汽发生器中流出后进入透平系统，后者由同一轴上的高压级和低压级组成。蒸汽经部分膨胀离开高压透平后通过几套汽水分离器和再热器，然后在低压透平中进

• 在三里岛事件中（§11.3 脚注），系统的高压导致稳压器安全阀打开，但当压力恢复正常后，安全阀未能关闭。蒸汽的连续排放使安全水箱的爆破膜破裂，最后导致高度污染的水释放到安全壳中，然后流到辅助建筑，放射性气体就从这里渗入环境。

12.15 图12.4中显示了一种典型的1000MW（电）电站的蒸汽发生器设计，其总高度约为20.7m（68ft），上部壳体的直径为4.4m（14.5ft）。来自反应堆压力容器的一次系统热冷却剂流过倒U形管，在管外的“壳”侧产生 $7.6 \times 10^6\text{Pa}$ （绝对）即1100psia的饱和蒸汽。蒸汽发生器的上部为一个汽鼓段，在其中装有离心式汽水分离器和蒸汽干燥器，它们将蒸汽中夹带的水分除净。蒸汽温度为 291°C （ 556°F ）。

12.16 在所谓的直流式蒸汽发生器中，管子是直的（不是U形的）。流过管内的高温一次冷却剂从顶端进入，而给水则通过管外带隔板的壳腔向上流动。蒸汽在顶段被热的进口冷却剂所加热，从而获得微小的过热度。

一步膨胀。从高压段和蒸汽发生器中抽出的蒸汽充当再热热源。从低压级中排出的乏蒸汽进入通常位于透平下方的凝汽器中。冷凝水则作为蒸汽发生器的补给水。但是在进入蒸汽发生器之前，冷凝水要通过一组给水加热器升温，后者用透平中抽出的蒸汽加热。

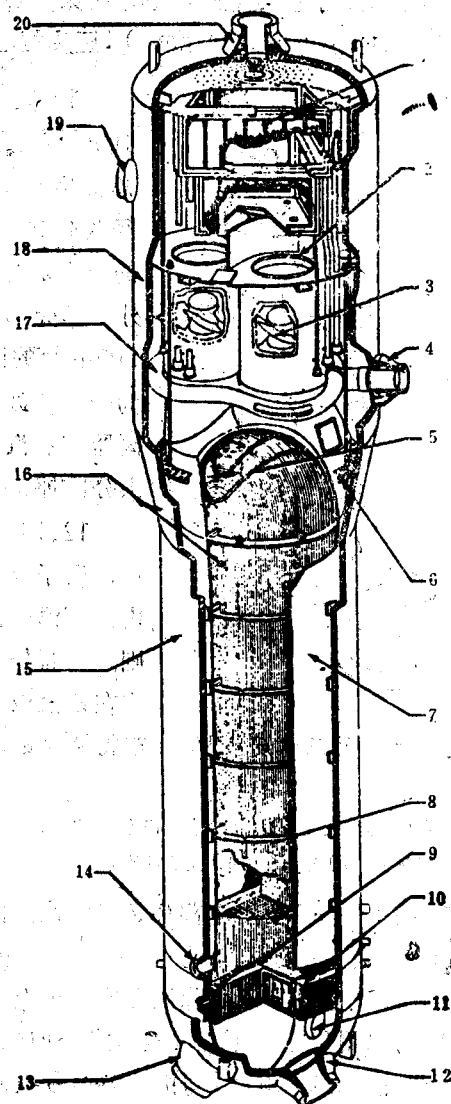


图12.4 压水反应堆蒸汽发生器(西屋电气公司)的剖面示意图

- | | | | |
|-----------------|--------------|----------------|----------------|
| (1) 除雾器式二次汽水分离器 | (2) 孔环 | (3) 旋叶式一次汽水分离器 | (4) 给水入口 |
| (5) 防腐条 | (6) 下降段流动阻力板 | (7) 包层 | (8) 管支承板 |
| (9) 排污管道 | (10) 管板 | (11) 主人孔 | (12) 一次冷却剂入口 |
| (13) 一次冷却剂出口 | (14) 次级手孔 | (15) 下部壳体 | (16) 管束 |
| (17) 给水环 | (18) 上部壳体 | (19) 次级人孔 | (20) 蒸汽出口(去透平) |

沸水反应堆^[3]

典型的设计技术指标

12.19 七十年代后期建造的大型沸水反应堆的主要设计技术指标列于表12.2中。其热功率和电功率基本上与表12.1对压水反应堆给出的数据相同。所以，这两类轻水反应堆所引用的参数可以直接进行比较。两类反应堆参数不同的部分原因在于沸水反应堆是直接在反应堆堆芯中产生蒸汽的。

堆芯和压力容器

12.20 典型的沸水反应堆堆芯和反应堆压力容器的内部结构绘于图12.5中。堆芯由约800个燃料组件组成，每一组件为8×8正方排列；其中含有62根燃料棒和2根空的中央

表12.2 沸水反应堆系统典型的设计技术指标

一般数据		平均给料浓集度 ~2.6%
热功率	3830 MW	平均堆芯浓集度 ~1.9%
电功率	1330 MW	燃料耗 2.38TJ/kg (27,500 MW.d/t)
比功率	25.9 kW(热)/kgU	
功率密度	56 MW(热)/m ³	热工-水力
堆芯		系统压力 7.17 MPa(绝对)(1040 psia)
长度	3.76m(12.3ft)	蒸汽温度 289°C(551°F)
直径	~4.8m(15.8ft)	给水温度 216°C(420°F)
燃料		蒸汽流量 2.08Mg/s(1.65×10 ⁷ lb/hr)
棒外径	12.52mm(0.493 in.)	出口含汽量 0.147
包壳厚度	0.864mm(0.034 in.)	冷却剂流量 14.3Mg/s(1.13×10 ⁸ lb/hr)
芯块直径	10.57mm(0.416 in.)	喷射系数 24
棒栅距	16.3mm(0.64 in.)	棒表面热流密度
每个组件中的棒数	62(8×8排列)	平均 0.51MW/m ² (1.6×10 ⁵ Btu/hr-ft ²)
组件总高度	4.47m(14.7 ft)	最大 1.12MW/m ² (3.54×10 ⁵ Btu/hr-ft ²)
冷却剂流通面积/组件	0.01m ² (15.5 in ² .)	线释热率, 平均 20.7kW/m(6.04kW/ft)
堆芯组件数	784	控制
燃料装载, UO ₂	168×10 ³ kg(3.69×10 ⁵ lb)	可移动的十字形元件数 193
		全长 4.42m(14.5 ft)
		核毒物段 3.66m(12.0ft)

(“水”)棒,后者是为了使水从中流过以提供附加慢化能力 (§8.187)。每个燃料组件装在一个四面密封的流道隔板(或称“匣”)中以防止冷却剂在组件之间横向流动。具有十字形横断面的控制棒(或称控制元件)安排在每一组四个组件的中央(见图5.20)。

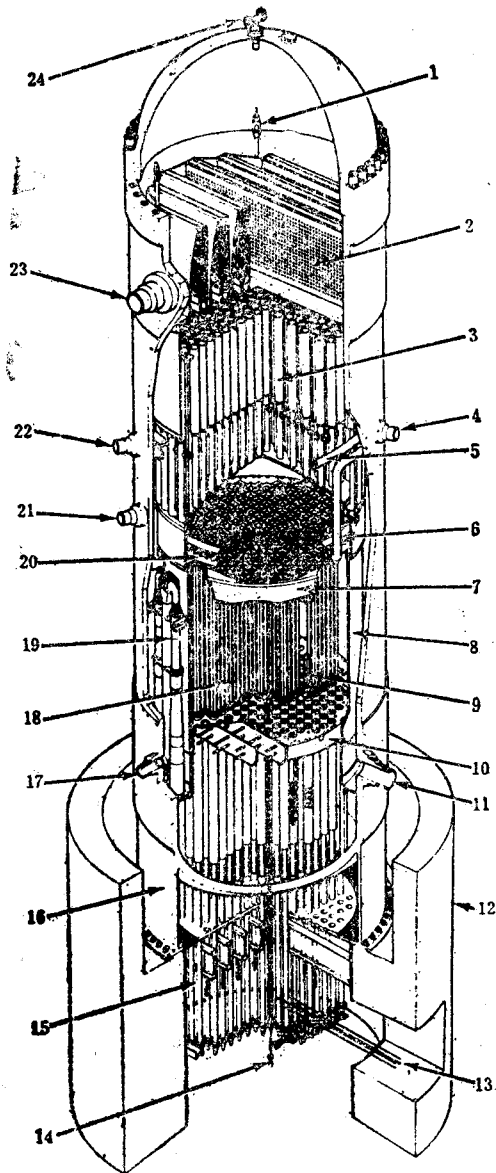


图12.5 沸水反应堆(通用电气公司)的内部结构

- (1) 蒸汽干燥器提升吊耳 (2) 蒸汽干燥器组件
 (3) 蒸汽分离器组件 (4) 给水入口 (5) 给水喷射器
 (6) 堆芯喷淋管道 (7) 顶部导向 (8) 堆芯围筒 (9) 控制叶片 (10) 堆芯板 (11) 再循环水出口 (12) 屏蔽墙 (13) 控制棒水力驱动管 (14) 堆内通量监测器
 (15) 控制棒驱动机构 (16) 容器支撑裙 (17) 喷射泵/再循环水入口 (18) 燃料组件 (19) 喷射泵组件
 (20) 堆芯喷淋器 (21) 低压冷却剂注入入口 (22) 堆芯喷淋入口 (23) 蒸汽出口 (24) 排气和顶部喷射口

• 计算这个比值时已将燃料组件之间流道中的水包括在内。

12.21 安放燃料组件的支撑件固定在控制棒导管的顶部。导管本身支撑在反应堆压力容器底部的控制棒穿入接管上。堆芯板(图12.5)仅提供侧向支撑。燃料组件支撑中的节流孔允许调整堆芯组件之间的冷却剂流量分配。如果需要,这些节流孔可以更换,但只有拆卸堆芯结构才能进行。

12.22 沸水反应堆由于功率密度和比功率较低,所以它的燃料棒直径比压水反应堆的大。然而,由于设计上的不同考虑,直接进行比较是不适当的。对于沸水反应堆,设计中考虑的一个重要因素是功率稳定性,后者受堆芯中形成蒸汽而产生的流体动力学-中子物理学的耦合反馈所影响(§5.109)。功率振荡将引起慢化剂中气泡的波动,从而使反应性波动,应当通过反馈参数的适当组合来减弱功率振荡(§5.125及有关各节);更详尽的讨论已超出本书的范围。通过降低功率密度、增大冷却剂流率和加大棒径可以改善稳定性。

12.23 与压水反应堆中一样(§12.7),沸水反应堆中的H/U比也影响燃料利用率。然而,由于冷却剂蒸汽部分(约占40%的体积)中氢的密度低,所以尽管沸水反应堆中的 H_2O/UO_2 的体积比(~ 2.4)较高*,其H/U比仍略低于压水反应堆。气泡(蒸汽)份额以及与之有关的H/U比不仅随燃耗而变化,而且随堆芯中轴向和径向的位置而变化。

12.24 反应堆压力容器内有一个不锈钢圆柱形围筒包围着堆芯,并将通过堆芯往上流动的冷却剂与在围筒和压力容器之间环形通道内向下流动的冷却剂隔开。环形通道中的喷射泵(见§12.26)支撑在围筒上。

12.25 离开燃料组件的汽水混合物中所夹带的液态水在反应堆压力容器上部被分离。汽水混合物首先进入围筒顶部的垂直立管，然后经过轴流式离心分离器。旋转运动将小水滴甩向外壁，经由围筒外面的环形下降段流回堆芯(图12.5)。仍然含有若干水分的蒸汽向上通过一个具有许多叶片和槽沟的干燥器装置；在这里，大部分残留的水分被分离，并流回到下降段。

冷却剂再循环系统

12.26 沸水反应堆运行的一个重要特点在于其冷却剂再循环系统(示于图12.6中)。该系统使冷却剂通过堆芯作强迫对流流动，这是沸水反应堆达到所需的功率密度所必需的。流经堆芯的水大约有14% (重量) 被汽化，而其余的水必须进行再循环。从围筒区的下端抽出一部分冷却剂，并由一台离心式再循环泵将其唧送入喷射泵。大多数沸水反应堆都有两台再循环泵，每台再循环泵通过一个联箱给10至12台喷射泵提供“驱动流”。图12.6中画出了从这些泵中出来的冷却剂向上流过堆芯并通过环形区返回堆芯的情况。

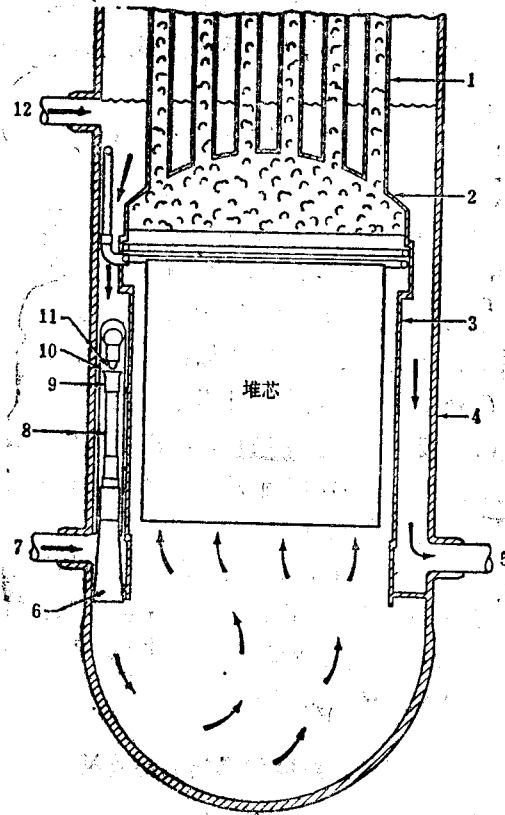


图12.6 沸水反应堆中冷却剂循环的示意图

(1) 蒸汽分离器 (2) 围筒顶盖 (3) 堆芯围筒 (4) 压力容器 (5) 去再循环泵 (6) 扩散段 (7) 来自再循环泵 (8) 管颈(混合段) (9) 吸水腔室 (10) 下降段水流 (11) 管嘴 (12) 给水

12.27 在西德的KWU-BWR设计中，再循环泵放在反应堆压力容器之内。电力驱动马达装在压力容器之外，它与轴流泵之间通过机械密封部件相连接，后者用法兰安装在压力容

器的底部。在这种设计中，由于取消了大型的堆外冷却剂循环回路，从而发生失水事故的可能性下降，而且也降低了冷却剂的失压速率^[4]。

控 制 系 统

12.28 在沸水反应堆中，由静水压力驱动的控制棒从堆芯底部进入；这既是必要的也是合理的。首先，反应堆压力容器内堆芯上方已被汽水分离器和干燥器所占据；其次，控制棒从堆芯的下部出入使得由汽泡引起的上部反应性的降低有可能得到补偿。吸收体棒用于反应堆的起动和停闭，也用来展平功率分布。运行中的功率调整则通常通过改变冷却剂的再循环率进行，这一点马上就要解释。沸水反应堆中不用硼酸溶液，因为固体会沉积在沸腾区的燃料棒表面，从而妨碍传热。

12.29 新燃料的一部分剩余反应性由某些燃料元件中所含的可燃核毒物氧化钆(Gd_2O_3)所补偿，后者与二氧化铀混合在一起 (§5.211)。这些棒放置在功率分布不均匀性需要改善之处。

12.30 根据以下讨论的原理，可以利用冷却剂的再循环率来调整和自动控制沸水反应堆的功率输出。设 w_i 为给水质量流率， w_r 为再循环流率，而 w_c ($=w_i + w_r$)为堆芯冷却剂质量流率。则反应堆的功率 P 可以表示为

$$P = w_i (h_r - h_i) + w_c X h_{v,s} \quad (12.1)$$

$$w_c = w_i + w_r,$$

其中 h_r 、 h_i 和 $h_{v,s}$ 分别为饱和再循环水、给水和水汽化的焓； X 是离开堆芯的冷却剂含汽量（蒸汽的重量份额）。如果再循环流率 w_r 增大而 w_i 不变，则含汽量立即降低，因为 P 还来不及发生变化。汽泡的减少将使反应性和功率增加；其结果， X 将提高到原数值，从而使反应性减小。这样，反应堆将稳定在一个更高的功率水平上^[5]。

12.31 上述过程使沸水反应堆的功率同再循环流率大体上成线性关系，它在反应堆设计功率的25%左右范围内有效而毋需移动控制棒。冷却剂的再循环率取决于向喷射泵的注水率，而后者则由再循环泵的转速所控制。

12.32 DNB临界热流密度 (§6.129) 取决于堆芯冷却剂流率和出口含汽量。流率降低或含汽量提高（或两者同时发生）都会导致临界热流密度降低。所以，再循环率 w_r 的改变，从而堆芯流率 w_c 的改变（在 w_i 保持不变的情况下），必须使得在120%额定功率下临界热流密度比 (§6.221) 保持在其设计最小值1.90以上。

给水温度和燃料循环周期

12.33 通过降低反应堆的给水温度从而降低入口焓可以延长沸水反应堆的燃料循环周期，使之超出通常由反应性限制所决定的数值。由方程(12.1)可以看出，假定其他条件不变，则 h_i 的降低将伴随着含汽量 X 的下降。于是，反应堆的热功率虽保持不变，但反应性会增大。这意味着，在正常的运行周期将近结束的时候，通过降低给水温度可以延长沸水反应堆燃料装载的有效寿命。

12.34 然而，对于某一给定的热功率，给水温度的降低伴随着蒸汽流量和发出电功率的下降。例如，在运行周期将近结束的时候，将给水温度从正常的216°C (420°F) 降到121°C

(250°F)，可以使大约18个月的正规燃料循环周期延长6周。然而，在此时间内，蒸汽流量降低到正常值的82%，而电功率输出降低到91%。尽管如此，与达到同样的循环周期而重新装料相比，采用这种运行方式所要求的燃料浓集度降低了，结果将在成本上得到了净收益。

重水慢化反应堆^[6]

引 言

12.35 用重水代替轻水作慢化剂后允许以天然铀作为燃料。由于这种方案不需要使用浓集铀，使得它对好几个国家具有吸引力，尤其是在加拿大，重水慢化反应堆已得到发展并成功地作为商用核电站运行。在重水反应堆中，虽然已经提出采用其他冷却剂的建议并已在某种程度上得到了应用 (§12.105)，但本章仍将集中讨论冷却剂和慢化剂都用重水的坎杜 (CANDU，即加拿大-氘-铀) 型反应堆。

12.36 坎杜 (压力管) 型反应堆一个独具的特点是重水冷却剂与重水慢化剂之间相互分开，形成两套完全独立的回路。由于重水是一种弱的中子吸收体，这样分开是可能的；结果，慢化剂与燃料之比可以高于轻水堆中所能接受的比例*。因此在以重水慢化的堆芯中，燃料棒装填得不太紧密。这样可以有空间将重水冷却剂限制在加压 (防止沸腾) 的燃料管中；而不需要加压的较冷慢化剂则围绕在压力管的周围。

设计技术指标和堆芯特点^[7]

12.37 一种改进型坎杜反应堆的典型设计技术指标列于表12.3中，其堆芯布置画在图12.7中。装有燃料棒的锆合金压力管是卧式的，从而容易在反应堆功率运行下进行燃料装卸 (装料和卸料)。每根压力管内装入12个燃料棒束；在较早的坎杜反应堆中，每束有28根棒，但在较新的设计中，每束的棒数已增加到37根。燃料棒由锆合金包壳与天然铀二氧化物芯块组成，它们由定位格架横向隔开。若干根含有低浓集铀二氧化物的垂直“增益”燃料棒通常不放在堆芯内；只在反应堆意外停堆后立即再启动时才用它们补偿氙中毒 (第五章)。

12.38 不停堆换料 (即换料时不停闭反应堆) 依靠堆芯两端两台装卸机器的协同操作进行。在一台机器将燃料棒束插入一根压力管的同时，另一台机器在另一端将被换的乏棒束卸出。通过限制连续换料每次更换的棒束数以及利用相邻管道反向装料的办法，可以达到展平轴向功率的目的 (§8.184)。换料方案系根据算得的管道燃料燃耗和反应性需要来确定。

散 热

12.39 压力管由圆柱形反应堆容器两端的管板支撑，这种容器称为排管式反应堆容器，它沿轴线横卧。排管式反应堆容器中的重水基本上处在大气压力下，其中一部分热量 (约占反应堆总热量的5%) 是由快中子在慢化剂中慢化而产生的。为此，慢化剂要通过一个热交换器和一个净化器进行循环。

* 在石墨慢化的反应堆中也出现类似的情况。

表12.3 重水压力管反应堆典型的

设计技术指标

一般数据	出口10.0MPa (绝对) (1450psia)
热功率 2064 MW	温度, 进口 266°C (512°F)
电功率 (净) 600MW	出口 310°C (590°F)
比功率 24kW (热)/kgU	流率 7.7 Mg/s (6.1×10 ⁷ lb/hr)
功率密度 7.46MW (热)/m ³	棒表面热流密度
	平均 0.73 MW/m ² (2.3×10 ⁵ Btu/hr-ft ²)
	最大 1.3 MW/m ² (4.1×10 ⁵ Btu/hr-ft ²)
堆 芯	线释热率, 平均 30.5kW/m (10kW/ft)
长 度 5.94m (19.5 ft)	慢化剂中的发热 116MW
直 径 7.7m (25.2ft)	慢化剂出口温度 71°C (160°F)
燃 料	控 制
棒外径 13.1mm (0.515in.)	一次停堆 28根镅棒
包壳厚度 0.38mm (0.015in.)	二次停堆 Gd(NO ₃) ₃ 喷注
棒间距离 1.02mm (0.040in.)	调节棒 21个不锈钢吸收体
每束棒数 37	控制吸收体数 4根镅棒
棒束长度 0.495m (19.5in.)	区域控制 14个H ₂ O室
直径 0.102m (4.0in.)	
每束中的UO ₂ 21.3kg (46.5 lb)	重水投料量
燃料装载, UO ₂ 97×10 ³ kg (214×10 ³ lb)	慢化剂 264,000 kg
平均燃耗 650GJ/kg (7,500MW·d/t)	热传输 179,000 kg
	燃料装卸 5,000 kg
热工-水力	D ₂ O管理 15,000 kg
冷却剂压力	总 数 463,000 kg
进口 11.3MPa (绝对) (1640 psia)	

12.40 用一个相当复杂的管道系统将每根压力管的入口端和出口端同冷却剂联箱相连接(见图12.7)。加压重水冷却剂在每一组棒束的燃料棒之间及其四周流动;在相邻通道中流动的方向相反。离开反应堆的热冷却剂集中到一个集水箱(或称联箱)中,从这里再流入常规型的蒸汽发生器。然后,冷却剂再被唧送返回反应堆。坎杜冷却剂系统的简图示于图12.8中。在排管式反应堆容器的两端各有一个冷却剂出口联箱,每个联箱接到一条由蒸汽发生器和泵构成的环路中。整个冷却剂系统的压力由一台稳压器维持,其型式与压水反应堆中使用的相同 (§12.17)。

控制系统

12.41 由于重水冷却剂中吸收的中子不多,而且慢化剂保持在较冷状态,所以重水堆由停堆状态到功率运行,其反应性降低得很少,这与轻水堆形成鲜明的对照。连续换料也避免了反应性随燃耗的变化。因此,重水堆要求控制系统补偿的堆芯反应性总量较小。冷却剂

温度系数和空泡系数稍稍为正值；但由于负的多普勒燃料系数起主要作用，所以功率系数仍然为负值，虽然其数值较小。这样，系统仍具备固有稳定性。

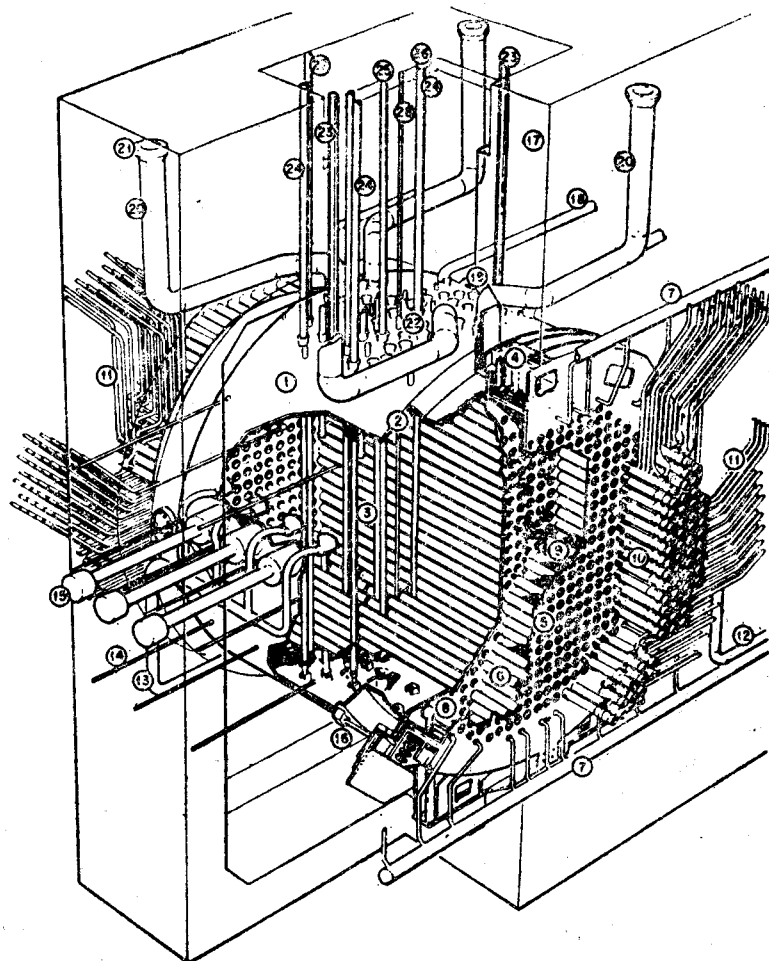


图12.7 坎杜反应堆(加拿大原子能有限公司)的内部结构

- | | |
|------------------|---------------|
| (1) 排管式堆容器 | (15) 电离室 |
| (2) 排管式堆容器外壳 | (16) 地震阻尼器 |
| (3) 排管式堆容器内管 | (17) 地下室墙壁 |
| (4) 嵌入环 | (18) 地下室冷却管道 |
| (5) 装料管板 | (19) 慢化剂溢口 |
| (6) 端屏蔽栅管 | (20) 卸压管 |
| (7) 端屏蔽冷却管道 | (21) 卸压爆破膜 |
| (8) 出入口过滤器 | (22) 反应性控制棒管嘴 |
| (9) 钢球屏蔽 | (23) 观察孔 |
| (10) 端部配件 | (24) 停堆棒 |
| (11) 给水管道 | (25) 调节棒 |
| (12) 慢化剂出口 | (26) 控制吸收体棒 |
| (13) 慢化剂进口 | (27) 区域控制棒 |
| (14) 通量监测器和核毒物喷注 | (28) 垂直通量监测器 |

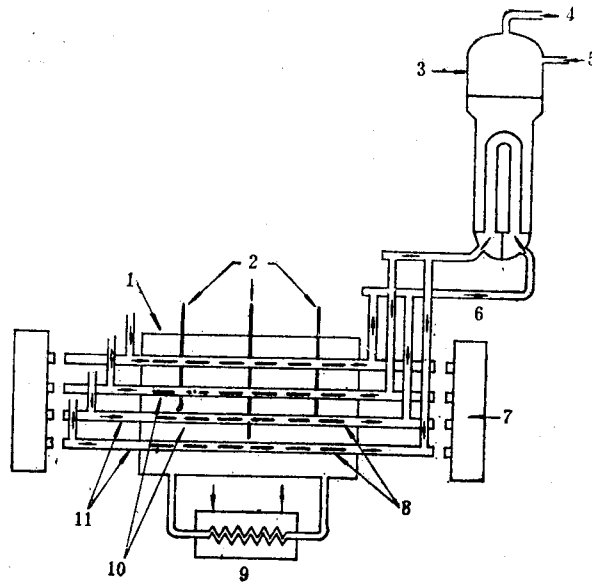


图12.8 坎杜冷却剂和蒸汽发生器系统的图示

- | | |
|----------------|-------------|
| (1) 反应堆容器(排管式) | (2) 控制棒 |
| (3) 蒸汽发生器 | (4) 蒸汽(去透平) |
| (5) 给水(来自凝汽器) | (6) 重水冷却剂 |
| (7) 装料机 | (8) 燃料棒束 |
| (9) 慢化剂热交换器 | (10) 重水慢化剂 |
| (11) 压力管 | |

12.42 在坎杜反应堆中,设置了几种类型的控制元件。28根垂直的吸收体(停堆)棒提供了一次停堆能力;如遇必要,向慢化剂内高压喷注硝酸钆溶液可实现二次停堆。由于堆芯很大,而且负的功率系数较小,所以需要缓慢的氙振荡加以控制(§5.76及有关各节)。为此,对堆芯中许多(~100)点的中子通量水平进行连续测量,并根据需要进行调整。通量展平是由21根称为“调节棒”的吸收体棒来实现的。此外,还有14个“区域控制”吸收体用来控制大反应性和局部抑制通量振荡。这些吸收体由一些垂直的小室组成,其中可注入任意给定高度的普通水。另有4根垂直的(固体)吸收体棒辅助区域控制吸收体。

安全特性^[8]

12.43 燃料棒束安装在分开的压力管内使可能发生的燃料包壳事故所产生的影响限制在局部区域内,从而提高了总的反应堆安全性。此外,天然铀燃料和不停堆换料相结合,使燃料的燃耗仅为轻水堆的四分之一左右。因此,堆内裂变产物的总量要比轻水堆低得多。

12.44 除了正常停堆系统之外,还为事故停堆设置了备用系统。在较早的坎杜设计中,紧急情况下可以排出慢化剂。而在新近设计的更大的堆芯中,则选择了向慢化剂中喷注硝酸钆溶液的办法。

12.45 当发生失水事故时,可使用堆芯应急冷却系统。然而,倘若冷却剂回路破裂,则独立的慢化剂系统就提供了一个相当大的吸热阱。与轻水堆相比,由于冷却剂的进口与出口管道多,而且直径又比较小,所以发生快速失压事故的概率大为降低。倘若冷却剂联箱破裂,则由包围核蒸汽供应系统的预应力混凝土包壳构成的安全壳与一种水淬冷的结构布置相结合,能够提供一种压力抑制特性。

快中子增殖反应堆^[9]

引 言

12.46 设计快中子增殖反应堆的目的是由可转换核素(例如铀-238)增殖易裂变物质(特别是钚-239),同时生产有用的动力。这种反应堆还未达到商用阶段,虽然已有几座所谓的示范电站于八十年代初在美国以外的国家中运行。这些快中子增殖反应堆系统(额定电功率一般在300MW左右)的目的是提供运行经验,以及取得安全性、可靠性和经济潜力方面的数据。根据230MW(电)的凤凰堆的成功经验,法国正在建造1200MW(电)的超凤凰堆,并可望于1983年开始运行^[10]。

12.47 美国唯一的大型快中子反应堆是400MW(热)的快中子通量试验装置(FTF),它的主要目的是试验燃料和其他材料,同时也验证快中子反应堆的某些设计特点。350MW(电)的示范电站(克林奇河增殖反应堆)的建造工作目前已被推迟。在1977年的大型原型增殖反应堆(PLBR)设计计划中,由三个工业设计小组提出了关于1000MW(电)左右可能商用快中子反应堆系统的方案要点。1000MW(电)四环路液态金属快中子增殖反应堆的概念设计研究预定于1981年完成,以便使将来的发展工作集中到一个有前途的目标上^[11]。

12.48 正在发展中的增殖反应堆采用液态钠作为冷却剂;这就产生了这种反应堆的一种缩写名称LMFBR(§1.110)。对于采用氦气作为冷却剂的可能性也已受到了注意(§12.90及其后有关各节)。虽然这种气冷快中子增殖反应堆概念似乎具有若干优越性,但它毕竟处于发展的初期。因此,本章仍将重点放在LMFBR上。

一 般 特 点

12.49 快中子反应堆基本上是由一个含有燃料(在LMFBR中是易裂变的钚和可转换的铀-238)的堆芯和一个含有可转换物质(铀-238)的增殖转换区组成。燃料和转换区可能有几种不同的布置^[12]。在最简单的一种布置中,堆芯由若干钚含量不同的同心(环状)燃料区组成,钚含量可以按照从外层到中心逐步递减的方案控制(§8.183)。堆芯内每根棒中的燃料段两端由可转换物质组成轴向增殖转换区(和反射层),它们和燃料一起被四周的径向转换区所包围。在据称有若干安全优点(§12.71)的另一种方案中,堆芯燃料区内含有一个或多个可转换(内部“转换区”)物质的同心环,形成一种牛眼靶(或“法国冻糕”)的型式。其轴向和径向转换区与以上所述的类似。

12.50 堆芯中的热由一次钠带出,但由于钠具有放射性,所以热量在一个中间热交换

• 据最近报道,该堆的运行已推迟。——译者。

器 (IHX) 内传递给二次钠冷却剂。然后由后者去产生蒸汽。由于运行温度显著低于液态钠在大气压下的沸点 (880°C , 1616°F), 所以一次钠回路和二次钠回路都仅仅处于一个相当低的压力下。

12.51 系统的设备可以有两种不同的布置方式, 每种都有各自的优缺点。在“罐”式或“池”式结构中, 反应堆的堆芯、中间热交换器和循环泵都密封在充以液态钠的大池或大罐内。钠通过堆芯被唧送到大池内, 然后流过中间热交换器。在另一种“环路”式结构中, 反应堆、泵和中间热交换器布置在分开的房间内^[13]。钠通过管道从一个设备流到 (或被唧送到) 另一个设备内, 没有液态钠的池子。无论在何种情况下, 钠的表面都用惰性气体 (例如氩气) 覆盖, 以防止它同 (空气中的) 氧发生反应。

12.52 在罐式结构中, 大型钠池的热惯性很高, 这对于安全而言是一个很重要的优点: 就是说, 一旦泵发生故障, 池内的钠具有吸收大量堆芯热的固有能力。另外的优点是, 可以不必担心设备和管道的泄漏问题, 对生物屏蔽的要求也可以简化。

12.53 从另一方面看, 在商用规模的反应堆中, 非常大的钠池可能出现制造上的问题。由于地震引起的应力, 池体也容易受到破坏 (从而造成钠的流失)。在典型的三条冷却剂环路的系统中, 将有三台中间热交换器、三台循环泵以及相互连接的管道, 连同反应堆本身都要安放在钠池中, 而后的空间有限, 因此设备的布置可能成为问题。由于设备不易接近, 故池式系统中的维修似乎也比环路系统中更加困难。欧洲倾向于池式结构, 但在美国, 设计者们更倾向于环路布置。从大型原型增殖反应堆 PLBR 研究中已发展了一种令人感兴趣的改进型环路系统。反应堆容器的直径比容纳堆芯所必要的直径大一些, 其中充以液态钠。这样就像池式方案一样具有某些热惯性 (和安全性)。

设计技术指标

12.54 在表 12.4 中综述了一种可能的 PLBR 设计的某些技术指标: 这些数字并不属于某个特定的反应堆, 在这里仅仅用它们表明大型商用快中子增殖堆的一般特性。燃料是一种混合 (铀-钍) 二氧化物, 包壳用不锈钢。堆芯活性段的长度只有 1.22m (4ft), 但加上上部和下部轴向转换区段 (含天然铀或贫化铀) 以及容纳裂变产物气体的空间, 棒的总长度达到 3.4m (11ft)。燃料组件包括冷却剂进口接管、抓头附件等等, 全长约 4.8m (15.7ft)。

反应堆堆芯

12.55 燃料棒按三角形间隔 (栅距) 排列在六角形组件中, 每个组件由 271 根棒组成, 用一个外部不锈钢包壳 (或外套) 套住。燃料组件组成三个同心圆环区, 中间由可转换物质组成的圆环隔开。堆芯最中心的区域也由可转换物质组成。为了避免中子的过慢化 (这会降低增殖比), 燃料组件内钠的体积份额应当不大于 0.4 左右; 因而棒间距很小以减小钠的体积。

12.56 在一种 PLBR 设计中, 一个有趣的特点是使用三圈“屏蔽”组件环围绕着外部转换区。这些组件的形状和尺寸与燃料组件和转换区组件一样, 但其中装的是不锈钢管子。它们用来降低外层构件内的中子注量, 并起部分反射中子的作用。

12.57 LMFBR 设计中的一个问题是不锈钢燃料包壳在快中子辐照下的肿胀 (§ 7.72) 以及燃料本身某种程度的肿胀。如果增大燃料棒之间和组件包壳之间的间隔, 则钠的增加倾

表12.4 典型快中子反应堆设计研究技术指标

一般数据		热工-水力	
热功率	2550MW	冷却剂(一次)	
电功率(净)	925 MW	进口温度	332°C (630°F)
比功率	556kW(热)/kg易裂变钚	出口温度	499°C (930°F)
功率密度	300MW(热)/m ³	流量	1.2Mg/s (9.5×10 ⁷ lb/hr)
		棒束内的最大流速	7.62m/s (25ft/s)
堆 芯		反应堆压降	827 kPa (120 psi)
高度(活性部分)	1.22m (4.0ft)	棒表面热流密度	
直径	3.36m (11ft) (包括内部转换区)	平均	1.1 MW/m ² (3.5×10 ⁵ Btu/hr-ft ²)
		最大	1.8MW/m ² (5.8×10 ⁵ Btu/hr-ft ²)
转换区		线释热率(平均)	27.1kW/m (8.25kW/ft)
上部轴向高度	0.36m (14 in.)	冷却剂(二次, 3条环路)	
下部轴向高度	0.36m (14 in.)	中间热交换器出口温度	482°C (900°F)
径向厚度	0.4m (16 in.)	进口温度	313°C (595°F)
组件数	241, 每个含棒127根	流量(3个单元总的)	
			1.16Mg/s (9.2×10 ⁷ lb/hr)
燃 料		蒸汽(3台发生器)	
棒外径	7.9 mm (0.31in.)	温度	455°C (850°F)
包壳厚度	0.36mm (0.015in.)	压力	15.2MPa (绝对) (2200psi)
芯块直径	6.91mm (0.272in.)	流量, 总的	0.94Mg/s (8.6×10 ⁴ lb/hr)
棒栅, 栅距/直径	1.15		
每个组件的棒数	271	控 制	
组件间距	0.171m (6.74 in.)	一次棒组件数	10
燃料组件数	252	当 量	10\$
燃耗, 平均	6.05TJ/kg (70,000MW.d/t)	二次棒组件数	8
易裂变物质质量, 初始	4586kg (1.01×10 ⁴ lb)	当 量	3\$
浓度	20%Pu/(U+Pu)	棒材料	B ₄ C

向于降低增殖比。降低燃料(和包壳)的温度可以减小肿胀,但这样又会降低电站的热效率。另一种可供选择的办法是降低燃料的燃耗(或平均中子注量);但这会增加燃料的费用。所以,对目前来说,在还未发展抗肿胀性能更好的包壳合金之前,设计者们采用了一种机械式的堆芯限位系统以减小径向的移动。

控 制 系 统

12.58 控制棒组件和安全棒组件分别设置在堆芯内选定的位置上,在一种PLBR设计中,每个组件由一束38根装有碳化硼芯块的不锈钢管组成。组件及其四周带冷却剂流动孔的圆管(或套筒)构成一个整体,在一个静止的导向管中垂直移动。

12.59 堆内设置了两套独立的控制系统:一次(补偿)系统和二次(备用)系统。一次组件执行正常的运行(补偿)控制、燃耗补偿和停堆。在发电期间,各个组件可以根据需要完全地或部分地插入堆芯。二次系统提供后备停堆能力;在反应堆运行时,这些组件总

是完全提出堆外。

冷却剂系统^[14]

12.60 每个燃料组件都有一个进口孔板用以控制冷却剂的流量。由于局部中子通量和燃料(钚)浓集度不同,各个组件在不同的功率水平下工作。然而,一般希望通过调整冷却剂的流量,使得所有组件中的最大包壳温度大体相同,并且低于 650°C (1200°F)左右的规定最大值。热工设计必须满足材料特性所要求的许多限制条件,包括辐照肿胀、结构完整性、中心燃料熔化、腐蚀等等。在热通道分析中要考虑到设计、制造和运行的不确定性(§6.189及有关各节)。同时也要考虑由燃耗引起的变化。随着易裂变原子的消耗,大多数燃料棒中的温度趋于降低。另一方面,在运行过程中随着补偿控制组件的提出,邻近燃料组件中的温度趋于上升。

12.61 PLBR设计中的一次传热系统包括三条独立环路,每条环路都有自己的泵和中间热交换器。同样,在二次冷却剂环路中三台热交换器也都与各自的泵和蒸汽发生器相连。

12.62 冷却剂流过紧密布置的堆芯时的压降比较大,约为 $8.3 \times 10^6 \text{Pa}$ (120psi)。其温升也较高,约为 167°C (300°F)。为了排除沸腾的可能性,冷却剂的出口温度应当低于 538°C (1000°F)。这个温度远低于钠的沸点(880°C , 1616°F)。另一个限制参数是循环泵的升压能力;只能通过加大流率而降低冷却剂的温升,而这将意味着压降更大。

12.63 在环路式结构中(§12.51),反应堆容器、泵和中间热交换器分别安置在隔开的房间里;每个房间都备有一个“保护”容器以容纳可能泄漏的钠。各设备安装的高度应能在一旦泵发生故障后仍然有某种程度的自然对流循环能力。尽管如此,在每台泵上仍然安装了一台由备用电源运转的“小型”辅助马达,在主循环泵发生电源丧失事故时仍可提供一些冷却剂流量。

蒸汽发生器

12.64 在蒸汽发生器中,热量从热的二次钠传递给水。由于水(或蒸汽)与钠接触时会发生猛烈的反应,所以对LMFBR的蒸汽发生器有特殊的要求。这些蒸汽发生器通常属于管-壳式,钠在带有挡板的壳体内流动,而高压($\sim 15 \text{MPa}$, 222psi)水和蒸汽则在管中流动。设计中强调的是可靠性而不是传热性能。通常,壳体的设计强度应能容纳由于单根管的破裂造成钠-汽或钠-水反应所释放的能量。同时也必须备有措施,当一旦需要时,能使壳体卸压并迅速将钠排入贮存罐。蒸汽发生器管中微小的泄漏用灵敏的氢探测器探测,较大的泄漏则用“噪声”探测器指示。

快中子反应堆的安全^[15]

12.65 快中子反应堆安全设计的基本原则与轻水反应堆相类似。其中三级安全的纵深设防原理与第十一章中描述的一样。作为设计方法和评价某一特定设计的基础,可以假定大量假想事故并对它们的后果进行分析。基于对某一事故发生概率及其后果严重性的估计,可以制定出适当的设计准则。

12.66 然而,快中子反应堆具有一些与热中子反应堆不同的安全特点。产生某些差别

的原因在于中子学方面，例如中子寿命、缓发中子份额以及钠沸腾引起的反应性效应。另一些差别则与LMFBR的运行压力较低有关。

12.67 快中子反应堆内由于中子并不慢化到热能区，所以瞬发中子的平均寿命仅为 5×10^{-7} s量级，而在大型热中子反应堆内则约为 10^{-4} s。这虽然意味着当反应性增加到瞬发临界以上时功率将迅速上升，但负反馈立即起作用，使得所释放的总能量趋于与中子寿命无关 (§5.165及有关各节)。

12.68 由铀-239快中子裂变所产生的缓发中子份额约为0.0020，而铀-235则为0.0065。在使用混合氧化物燃料的快中子反应堆中，由于存在几种易裂变核素，故与瞬发临界对应的反应性大体为0.0035。这个数值虽然比较低，但未必就会引起严重后果，因为单是反应性的变化并不太紧要，而以瞬发临界反应性的份额（即以元为单位，见§5.55）表示的反应性变化才是重要的。

12.69 钠冷却剂的局部沸腾会导致其密度从而慢化效应的降低。于是，中子谱将向能量较高的方向移动，而这种移动会以几种不同的方式影响反应性。当中子能量增高的时候，铀-239的俘获-裂变比迅速减小，因而 $\eta-1$ 很快增大（因8.16），同时，由能量足够高（ $>1\text{MeV}$ ）的中子所引起的铀-238裂变增加，从而产生一个正的反应性效应。钠对中子俘获的减少也产生一个小的正反应性效应。另一方面，较快的中子谱使中子泄漏增加，从而趋于降低反应性。然而，在1000MW(电)左右商用规模电站的堆芯中，中子泄漏很小，除非为了提高堆芯的表面-体积比 (§5.124) 而故意将它布置成一种中子不经济的形状。

12.70 在装载氧化物燃料的大型快中子反应堆中，钠沸腾(空泡效应)的总效应将使反应性增加。增加的程度强烈依赖于沸腾的位置，因为若在堆芯的外区而不是在靠近中心的地方丧失液态钠，中子的泄漏就比较大。尽管如此，仍然必须采取特殊的预防措施以减小钠沸腾的危险，并在一旦发生钠沸腾时保证反应堆迅速事故停堆。

12.71 在以牛眼靶形式 (§12.49, §12.55) 布置的堆芯中，可转换物质组件的环形层起着中子阱的作用，从而增大了中子的泄漏。这样，钠空泡效应可以大大减小。

12.72 在装载混合氧化物燃料的大型快中子反应堆中，多普勒系数 (§5.119) 是个明显的负值，其量级为 $10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ 。由于与之相关的(瞬发)负反应性反馈的时间常数很短，所以系统的稳定性提高。然而在实践中发现，多普勒系数近似地与绝对温度成反比。因而，它在预防高温事故(例如燃料熔化)中的作用尚不清楚。

12.73 由于快谱中的中子截面一般趋于减小，并且快中子反应堆的堆芯内又具有较大份额的易裂变原子，所以其中裂变产物对反应性的影响比在热中子反应堆中小。因此，从反应性的观点看，燃料燃耗更高是可能的，由经济性看也是所希望的。然而，堆芯内裂变产物总量的增多也会增加事故情况下的危险性。为了容纳由陶瓷燃料中释出的气体，在燃料棒顶部设计了气空间 (§12.54)。

12.74 LMFBR系统的压力不比大气压高很多，这在安全性上与轻水反应堆相比是一种重要的优点。因此可以不必担心它会发生像轻水反应堆内由于冷却剂流失而造成的失压事故。此外，钠冷却剂具有极好的传热性能。因此，尽管快中子反应堆堆芯中的运行功率密度很高，从而衰变热的释放率也较高，仍然可以利用冷却剂设计流率的一个较小份额将衰变热带走，例如可以通过自然循环来获得这一小部分流率。在给定情况下，包壳所达到的最高温度取决于设计参数，特别是取决于所能获得的自然循环程度。

概率极低的严重事故

12.75 如同在轻水反应堆的安全分析中一样，在快中子反应堆的安全分析中也假设了一些概率极低的严重事故以及由这些事故所产生的可能(但不一定是实际的)后果(§ 12.65)。在美国，主要的注意力正放在假想的堆芯解体事故(HCDA)方面。一旦在发生下列两种情况之一后同时发生反应堆保护系统失灵，则这种事故就有可能发生。这两种情况是(1)剩余反应性意外增加引起瞬时超功率，(2)泵电源的丧失或者一次冷却剂边界的突然破裂造成冷却剂流量丧失。

12.76 由瞬发临界功率骤增造成的假想堆芯解体事故(或称“全堆芯事故”)所释放的能量，可引起钠的蒸发以及高度放射性的堆芯物质(包括铀)的熔化和弥散。事故后果的严重程度取决于起始事件的类型和反应堆的设计；正在发展计算机程序以模拟这种事故，并为堆设计和安全评价提供资料。

12.77 在假想的堆芯解体事故发生之后，有一种概率很低的可能性是，由于某种原因，燃料可能变得足够紧凑而重新达到临界。这种情况将导致更加严重的事故后果，它也正在由计算机程序进行模拟。有迹象表明，其释放的能量可以由正常的设计系统所容纳。主要的问题看来是，即使安全壳结构每天的泄漏率只有0.1%体积，铀(作为一种气溶胶)还是有可能逸入环境中(参阅§ 11.42)。

12.78 正在研究防止重新临界和减轻假想堆芯解体事故后果(倘若发生的话)的办法。例如，为可能熔化的堆芯区提供一种非临界的几何可以避免重新临界。又比如，作为控制假想堆芯解体事故后果的一种方法，法国的大型超凤凰LMFBR(§ 12.46)内除了主安全壳结构以外，还打算在反应堆容器的上方设置一个中间安全壳穹顶。

气冷反应堆^[16]

引 言

12.79 发电用的气冷(热中子)动力反应堆从1955年起就在英国运行。这些反应堆用石墨作慢化剂，二氧化碳气体作冷却剂，后者的压力大致为1.60MPa(230psi)。燃料是天然铀金属，包壳为镁诺克斯(Magnox)合金，这是一种含有少量铝和铍的镁合金。由于其包壳的特殊性，这些反应堆被称为镁诺克斯型反应堆。最早的这种反应堆功率输出为50MW(电)，新近设计的为600MW(电)。镁诺克斯型反应堆虽然已经成功地运行，但它们的热效率和燃耗都比较低，部分原因是受金属燃料的辐射损伤限制(§ 8.75)。

12.80 为了改善总的运行效率，已发展了改进型气冷反应堆(或AGR)，有几座这种型式的动力反应堆已经在英国建成。其燃料是低浓集的二氧化铀，包以不锈钢包壳。慢化剂仍然是石墨，但二氧化碳冷却剂的温度和压力明显地高于镁诺克斯型反应堆。由于气体的压力增加了，为了安全，反应堆密封在一个预应力混凝土压力容器内。所产生的过热蒸汽温度为566°C(1050°F)，每座反应堆发出625MW(电)的功率。然而AGR电站的运行曾经遇到困难，这种方案的前途尚属未可预料。

高温气冷反应堆^[17]

引言

12.81 如 § 1.104 及有关各节中已经指出的那样,以石墨为慢化剂、氦气为冷却剂的高温气冷反应堆(或 HTGR) 具有一些潜在的优点。较高的运行温度(从而蒸汽温度也高)使热效率比轻水反应堆更高。这样,冷却水的要求和有关的环境影响明显地降低。由于这种堆能够产生过饱和蒸汽,所以透平装置的部件也比轻水反应堆的为小。另一方面,预计燃料装载的成本较高,从而相应地对电站容量因子和对货币价格的经济敏感性也更大(§ 8.243 及有关各节)。

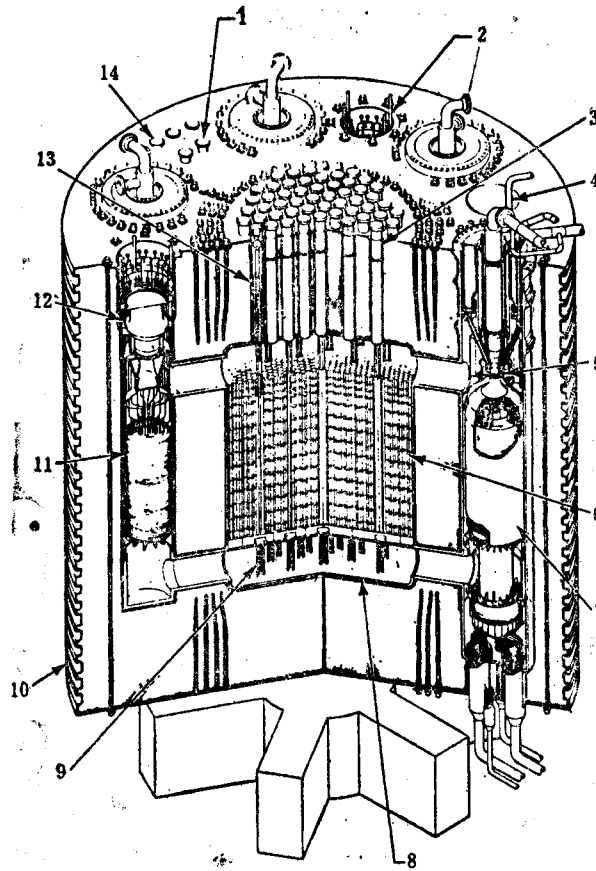


图12.9 高温气冷反应堆及其蒸汽发生器(通用原子公司)的剖视图

- (1) 控制棒贮存井 (2) 辅助循环器 (3) PCRV管道及其贯穿孔
- (4) PCRV压力释放系统 (5) 循环器 (6) 反应堆芯部组件
- (7) 蒸汽发生器 (8) 热屏障 (9) 堆芯支撑结构
- (10) 预应力混凝土压力容器 (11) 堆芯辅助热交换器
- (12) 辅助循环器 (13) 控制棒及其驱动机构 (14) 氦气净化井

12.82 正在考虑两种高温气冷反应堆方案：一种是“球床”反应堆，在这种反应堆内，燃料和慢化剂混合制成许多相当大的石墨球；另一种是比较常规的形式，燃料棒插在石墨块中。在这两种情形中，燃料均由嵌入石墨内的小球形颗粒构成，颗粒的直径约为0.6mm (0.024in.)。这些颗粒含有对某种易裂变核素（如最初对铀-235）浓集的二氧化铀（或碳化铀）和可转换物质（钍）；它们用热解碳（有时用碳化硅）包覆以防止裂变产物泄漏（§8.109）。

一般描述

12.83 球床反应堆正在西德发展。其堆芯仅仅是一个由直径为6cm (2.4in.)的圆球组成的圆柱形床，圆球的外层是石墨，内层是石墨基体和包覆燃料颗粒。在反应堆功率运行时，燃料球可以从反应堆内取出或添加到反应堆中去。

12.84 比较常规的高温气冷反应堆的基本特征已在第一章中作了简述，并示于图12.9中。堆芯由带有孔洞的六角形石墨棱柱砌体组成，孔洞用来插放燃料棒（或“杆”）或让冷却剂流过，在某些情况中还可插放碳化硼控制棒。燃料棒由石墨制成，内有分别包含高浓（>90%）二氧化铀（或碳化铀）或二氧化钍（或碳化钍）的两种包覆颗粒。铀-235的总含量相当于约5%的浓集度，这显著地高于轻水反应堆中的浓集度。

12.85 球床的或常规类型的高温气冷反应堆中的部分钍-232在运行期间转化为可以再循环的易裂变铀-233，从而节省了铀-235。由于钍将成为可用的核燃料，所以人们对这种可能性具有特殊的兴趣（§8.225）。在高温气冷反应堆中，钍-232变为铀-233的转换比约为0.7，而在轻水反应堆中，铀-238变为钍-232的转换比约为0.6。

12.86 在两种类型的高温气冷反应堆中，反应堆和冷却剂回路都包含在一个预应力混凝土压力容器内。加压的氦气向下流过堆芯，然后再流过位于压力容器中的若干蒸汽发生器之一。在高温气冷反应堆中，进入蒸汽发生器的氦的温度约为725°C (1340°F)，因此，其热效率可与现代矿石燃料电站相比美。据称从球床反应堆中出来的气体温度可以达到850°C (1560°F)。这将不仅可以达到很高的热效率，而且此温度可用于工业供热，诸如用于炼钢以及将煤转化成液态和气态燃料。

安全特点^[18]

12.87 高温气冷反应堆方案具有某些固有的安全特点。首先，多普勒负系数很大，这有助于反应堆的稳定。其次，与轻水反应堆相比，如果一次冷却剂系统失压，由于它不存在冷却剂的相变问题，所以它不会因喷放而造成大量的能量释放。此外，大量的石墨能提供相当大的热容量；因此，一旦冷却能力丧失，堆芯的温度也只是缓慢地上升，从而有时间采取补救措施。*由于不进行强迫循环时氦的密度（即使在加压情况下）不足以提供有效的载热，所以准备了任何时候都能保证强迫循环的手段。正常的和备用的系统都能用于停堆后的排热。

12.88 即使冷却剂完全丧失，预料其后果也没有轻水反应堆中那样严重。燃料颗粒外包覆的致密热解碳和碳化硅在极高的温度下仍能限制裂变产物外逸。这样就不必担心会出现

*在高温气冷反应堆中，氦冷却剂不是直接载出燃料发出的热量；热量首先传递给石墨，然后再由氦气载出。

如轻水反应堆中因燃料包壳破损而造成裂变产物向环境释放那样的情况。

12.89 混凝土压力容器通过大量处于受拉状态的钢筋和沿圆周方向的钢丝预加应力。结果，虽然它所包容的气体是具有压力的，而混凝土本身仍保持在受压缩状态。因此，其中的小裂缝将趋于自行弥合而不会扩展，这就保证了压力容器具有高度的完整性。预防迅速失压的进一步措施是在通向设备的压力容器开孔处装设限流装置。这些装置限制人孔形塞子的向外移动，起着“后备”密封的作用；这样，万一密封失效，气体也只能由密封塞周围很小的环形区域泄漏而卸压。

气冷快中子反应堆

12.90 作为一种可能代替LMFBR的钚增殖反应堆，以氦为冷却剂的气冷快中子反应堆（GCFR）是令人感兴趣的。气冷快中子反应堆许多设备的特点都类似于高温气冷反应堆，但其堆芯设计却像LMFBR。气冷快中子反应堆的前途取决于高温气冷反应堆的发展，而后者仍然有点难以预料。

12.91 在美国研究的一种300MW(电)示范电站的可能设计中，具有9MPa(1300psi)左右压力的氦向上流过含有混合（铀-钚）氧化物燃料（不锈钢包壳）的堆芯，而不像高温气冷反应堆中那样向下流过堆芯。堆芯的活性高度约为1m(3.28ft)。燃料棒表面进行粗糙化以改善由燃料向氦气的传热。反应堆设有三条独立的冷却剂环路，每条环路中有一台蒸汽发生器。此外，与高温气冷反应堆一样，在一切可能的正常和异常工况下，都可以用备用的辅助循环环路进行冷却。堆芯、一次冷却剂环路（包括蒸汽发生器和循环风机）和辅助循环环路都安装在同一个预应力混凝土压力容器内，后者的特点已在§12.89中描述。

12.92 气冷快中子反应堆与LMFBR相比具有某些优点，其原因是氦对快中子基本上是透明的，从而其中子谱较硬，也就是说高能中子比较多。因此，气冷快中子反应堆的平均增殖比预料较LMFBR的大。此外，由于其冷却剂基本上不俘获中子，所以与LMFBR相比，在堆芯设计时可以为不锈钢燃料包壳的肿胀提供更大的空间。另一个优点是不存在钠中发生的空泡效应问题，因为氦冷却剂基本上不起慢化作用。

其他型式的反应堆

轻水增殖反应堆^[19]

12.93 每吸收一个中子所产生的裂变中子数，即 η 值，在热能区对于铀-233约为2.3。而在1到100eV的稍高能区，由于共振效应， η 值不很确定。尽管如此，在一个水慢化系统的不完全热化谱中，铀-233的 η 值看来仍会明显地大于2。因而在轻水反应堆中，增殖、或者至少获得钚-232变成铀-233的高转换比是可能的。此时的一个基本要求是减少中子的损失；这可以通过降低水-燃料比并避免控制吸收体对中子的俘获而实现。

12.94 在美国，正在通过对90MW(电)的希平港压水反应堆装载一个示范堆芯来检验轻水增殖反应堆(LWBR)方案。如果示范成功，并且这种方案在经济上看来是可行的，则可能为更大的压水反应堆研制相应的堆芯。由于减少了因泄漏而损失的中子份额，预料在这些大型反应堆中增殖（或转换）的性能还会更好。

12.95 轻水增殖反应堆的堆芯由一些六角形的棒单元（或组件）组成，四周围有一个反射层（增殖）转换区，如图12.10中的断面图所示。每一个单元都有一个六角形的中心区，叫做“强化区”，由可移动的紧密排列小直径（7.6mm, 0.3in.）棒组成，外区是不动的较粗棒（15.2mm, 0.6in.）组成的转换区。两区中的锆锡包壳棒内含有不同比例的钷-232和铀-233的二氧化物；强化区内的铀-233浓集度从0到6%，而转换区内则从0到3%，每种浓集度都适当安排以展平功率分布。轴向增殖转换区由堆芯棒顶部和底部只含二氧化钷的外延段组成；同样材料的棒组成径向（外层）增殖转换区和反射层。加压水冷却剂向上流过堆芯和转换区。

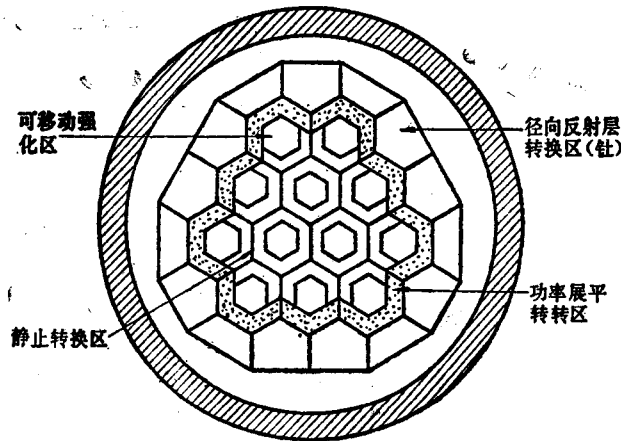


图12.10 轻水增殖反应堆的堆芯和反射层转换区断面图

12.96 轻水增殖反应堆的独有特点在于其控制方法中避免了常规吸收体棒对中子的寄生俘获。如上所述，每个燃料单元的强化区是可移动的；通过强化元件进出堆芯的垂直运动改变中子的泄漏从而达到控制的目的。例如，当强化元件抽出堆芯时，中子的泄漏增加，从而反应性减小。然而，逃出堆芯的中子并不浪费，因为它们基本上都被转换区中的钷-232所俘获而产生铀-233。

熔盐增殖反应堆^[20]

12.97 利用钷-铀-233循环的另一种热中子增殖反应堆是熔盐增殖反应堆（MSBR）。这种反应堆的一个令人感兴趣的方面是，虽然其增殖比小，但增殖效能却可与快中子增殖反应堆相比。产生这种特点的原因在于每单位功率所需的燃料装载量非常低。例如，一座大型熔盐增殖反应堆的比功率估计为每千克易裂变物质总投料量（包括反应堆系统和后处理厂）产生约1500千瓦（热）功率。这样，当增殖比为1.07时就可达到19年的复倍增时间（§8.211）。与此相比较，比功率为每千克（易裂变物质总投料量）800千瓦（热）的商用LMFBR的预计性能如下：增殖比为1.25，倍增时间为18年。

12.98 熔盐增殖反应堆方案已在橡树岭国立实验室得到了发展，在那里建造了一座功率水平为7.4MW（热）的实验反应堆以验证其可行性，进行有关的发展工作，以及指导设计研究。1969年末，熔盐在649°C（1200°F）左右的温度下循环了总共2.5年以后，实验宣告结束。接

着又准备了1000MW(电)熔盐增殖反应堆电站的概念设计；虽然该设计能否实现尚未确定，这里仍进行一些简单描述。

12.99 1000MW(电)熔盐增殖反应堆方案及其运行温度示于图12.11中。燃料是500°C (930°F)下熔融的锂-7、铍、钍和铀-233的氟化物混合物；在没有积累起足够的铀-233之前，易裂变物质可以用铀-235，或者甚至是再循环的钚。在所有这些核素中，除了可转换的和易裂变的核素外，其余核素的热中子吸收截面都很低。石墨用作慢化剂和反射层，燃料中的锂、铍和氟也起一定的慢化作用。中子吸收体棒用于起动和停堆，在运行控制中还采用一些辅助性方法。

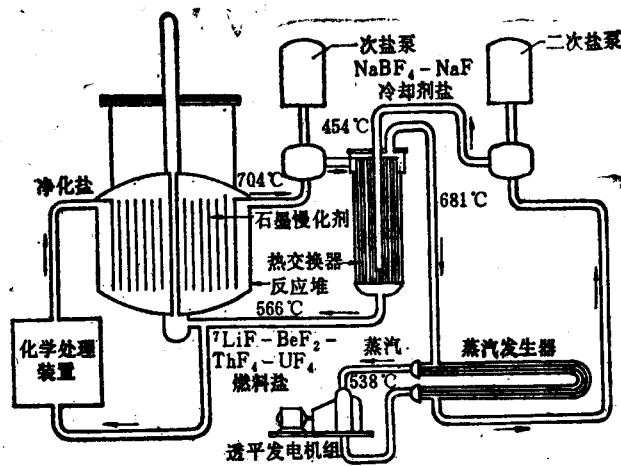


图12.11 熔盐增殖反应堆(橡树岭国立实验室)示意图

12.100 堆芯由裸的石墨条块组成，它可以由上方取出更换；循环的熔融燃料向上流过石墨条块之间的通道。没有通常所谓的冷却剂，离开堆芯的燃料通过一个中间热交换器将热量传递给熔融的氟硼酸盐(NaBF_4-NaF)。然后燃料返回堆芯。热的氟硼酸盐在蒸汽发生器中产生538°C(1000°F)的超临界蒸汽。由这种蒸汽运转的透平并不需要凝汽器。该系统的总热效率估计为44%。所有接触熔盐的设备均用钛改良的哈斯特合金-N制成，这种材料是专门研制的，能承受高温熔融氟化物的腐蚀作用(§7.113)。由于氟化物的压力很低，系统基本上在大气压下运行。

12.101 熔盐增殖反应堆的燃料处理装置是与反应堆的运行联结成一体的。这种布置的目的之一是防止由于中间产物镤-233(半衰期27天)俘获中子转化为无用同位素镤-234而造成铀-233的损失，随堆处理可以连续地去除裂变产物，就这一点而论它也是优越的。此外，这种处理方式减少了扩散军用易裂变物质的危险(参见§8.230)。

12.102 燃料盐的一小股支流($\sim 5.6 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$ 或0.9gpm)进入处理装置，其流率可使全部装载量每十天通过一次。通过氟化作用，铀以挥发的六氟化铀形式首先被取出并用于再循环。然后用溶有锂的液态铍从燃料盐中萃取铀。下一步是将铀传送到另一股熔盐中，使它以氟化物的形式一直滞留到衰变成铀-233为止；后者的一部分可以送回堆芯，其多余部分可供别的熔盐增殖反应堆作燃料使用。裂变产物则由不含铀和镤的熔盐中经过一层液态铍转移到熔融的氯化锂中，最后被清除出熔盐。净化后的氟化物混合物在反应堆燃料中重复使

用。

压力管式反应堆

引言

12.103 在压力管式反应堆方案中,加压的冷却剂水(轻水或重水)流过含有燃料元件的管子。这种方案的优越性在于不需要大型的压力容器。此外,由于压力主要限制在较小的管子中,所以系统迅速失压的概率较小。可以容许单根压力管发生故障而不需要停堆。如前所述,这种压力管式的设计已成功地应用在坎杜型反应堆中,近年来也对其他压力管式反应堆产生了兴趣。这种方案的最基本要求是慢化剂-燃料比要相当大(这在以石墨或重水为慢化剂时是可以满足的),以便为布置压力管提供足够的空间(§12.36)。

12.104 1966年开始运行的电功率为860MW的汉福特-N反应堆(在华盛顿州的里奇兰附近)属于压力管式反应堆。该反应堆系由原先不加高压的汉福特产钚反应堆发展而来,其中采用石墨作慢化剂。加压水被唧送通过含有燃料棒的卧式压力管。其后,流出反应堆的高温水在常规蒸汽发生器中产生蒸汽。虽然N堆工作得很好,但在美国还没有建造其他压力管式反应堆。

蒸汽生产重水反应堆

12.105 蒸汽生产重水反应堆(SGHWR)的基本思想是在一个以重水为慢化剂的立式压力管系统中使普通(轻)水沸腾而产生蒸汽。燃料是低浓二氧化铀。100MW(电)的原型蒸汽生产重水反应堆已于1967年在英国建成,从那时开始的运行证明了该设计的工艺特性是令人满意的。1974年英国初步决定要发展这种型式的大型商用反应堆,但没有进一步贯彻执行。

12.106 1972年首次加拿大运转的根蒂莱-I号电站是一座250MW(电)坎杜型反应堆的轻水沸腾式原型堆。它与蒸汽生产重水反应堆不同,其中使用天然二氧化铀而不是浓集铀作燃料。与坎杜系统相比,由于它用轻水作冷却剂,所以重水的装载量减少了,所需要的设备数量也比较少。

12.107 以重水为慢化剂和冷却剂的反应堆具有正的蒸汽空泡系数;例如,由于透平事故而使这些空泡集聚可能导致反应性增加。另一方面,在轻水慢化的反应堆中空泡系数是负的。在蒸汽生产重水反应堆和根蒂莱-I号反应堆中,中子的慢化一部分是在重水中发生的,另一部分则是在轻水中发生的。因而有可能通过调整慢化剂-燃料比以获得基本上为零的空泡系数。接近于零的空泡系数与稍负的功率系数结合起来有利于这些反应堆的安全。顺便指出,这种结合与经济优化设计恰好相符。

石墨慢化沸水反应堆

12.108 苏联发展的一种压力管式沸腾轻水反应堆,除了慢化剂是石墨而不是重水这一点以外,在许多方面都与蒸汽生产重水反应堆类似。一座使用这种沸水反应堆的1000MW(电)发电站于1976年在列宁格勒附近建成。堆芯由石墨块组成,其中有1700个垂直孔道可以安装结

合金压力管每一根压力管包含一束18根用锆合金作包壳的燃料棒。燃料是浓集度约为1.8%的二氧化铀。加压水向上流过堆芯内的压力管，而在顶部流出的是汽-水混合物。

一般参考文献

- F. A. Heddleson, "Summary Data for Commercial Nuclear Power Plants in the United States," U.S. NRC Report, ORNL/NUREG/NSIC-141(1978).
- A. V. Nero, Jr., "A Guidebook to Nuclear Reactors," University of California Press, 1979.

参考文献

1. Westinghouse Electric Corp. Reference Safety Analysis, Report, RESAR-41, U.S. NRC Report DOCKET-STN-50480, 1974; Combustion Engineering Corp. Reference Safety Analysis Report, CESSAR, U.S. NRC Report DOCKET-STN-50470, 1974; Babcock and Wilcox Co. Reference Safety Analysis Report, B-SAR-205, U.S. NRC Report, DOCKET-STN-50561, 1976.
2. J. J. Duderstadt and L. J. Hamilton, "Nuclear Reactor Analysis," John Wiley & Sons, 1976, p. 399-405.
3. General Electric Co. Standard Safety Analysis Report, GESSAR-238, U.S. NRC Report DOCKET-STN-50550, 1975.
4. A. J. Huettl, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 20, 6(1975).
5. S. Hoffman and T. Moore, Eds., "General Description of a Boiling Water Reactor," General Electric Co., 1976.
6. H. C. McIntyre, *Sci. Am.*, 233, No. 4, 17(1975); J. A. L. Robertson, *Science*, 199, 657(1978).
7. G. L. Brooks, "The Standardized CANDU 600," Atomic Energy of Canada, Ltd., 1974; L. Cahill, et al., *Nucl. Eng. Intern.*, 79, 481(1974).
8. E. M. Yaremy, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 23, 63(1976); L. Pease and S. Sawai, *ibid.*, 25, 243(1977).
9. "Liquid Metal Fast Breeder Reactor Program Proposed Final Environmental Statement," U.S. AEC Report WASH-1535, 1974; J. G. Yevick and A. Amorosi, Eds., "Fast Reactor Technology: Plant Design," MIT Press, 1966.
10. G. A. Vendryes, *Sci. Am.*, 236, No. 3, 26(1977); S. Rosen, Ed., "The LMFBR Program in France," U.S. ERDA Report ERDA, 76-14, 1976.
11. "ERDA/EPRI LMFBR Design Projects, PLBR Phase II Final Report," U.S. ERDA Report TID-27690, 1977; "Liquid Metal Fast Breeder Reactor Conceptual Plant Design, 1000 MWe," U.S. ERDA Report TID-27701, 1977; "Prototype Large Breeder Reactor," U.S. ERDA Report TID-27745, 1977.
12. "Non-Conventional Core Design of LMFBRs," (a series of papers) *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 26, 552-562(1977).

13. A. Amorosi, et al., "An Overview of Pool-Type LMFBRs," U.S. ERDA Report ANL-76-61, 1976.
14. Y. S. Tang, et al., "Thermal Analysis of Liquid Metal Fast Breeder Reactors," American Nuclear Society, 1978.
15. John Graham, "Fast Reactor Safety," Academic Press, 1971; "Proceedings of the International Meeting on Fast Reactor Safety and Related Physics," U.S. ERDA Report CONF-761001, 1976.
16. "Proceedings ANS Topical Meeting, Gas-Cooled Reactors: HTGR and GCFBR," U.S. AEC Report CONF-740501, 1974; "Proceedings Symposium on Gas-Cooled Reactors with Emphasis on Advanced Systems," IAEA Report SM-200/58, 1976.
17. "Proceedings of the Wingspread Conference on Advanced Converters and Near Breeders," *Ann. Nucl. Energy*, 2, No. 11/12 (1975).
18. G. L. Wessman and T. R. Moffette, *Nucl. Safety*, 14, 618 (1973); T. R. Moffette, *Nucl. Tech.*, 25, 630 (1975).
19. "Final Environmental Statement, Light Water Breeder Reactor Program," U.S. ERDA Report ERDA-1541, 1976; see also, Ref. 17.
20. M. W. Rosenthal, "The Development Status of the Molten-Salt Breeder Reactor," U.S. AEC Report ORNL-4812, 1972; "Proceedings Meeting on Molten-Salt Breeder Reactor Development," U.S. ERDA Report CONF-751065, 1975; see also, Ref. 17.

附 录

国际单位制 (SI) •

SI单位是一组协调一致的单位, 将它们用于计算中时可不需附加的转换系数。目前, SI单位可以分成两类: 基本单位和导出单位。

量纲上独立的基本单位有七个, 但本书中只用到下面五个:

基 本 单 位

量	单位	符号
长度	米	m
质量	千克	kg
时间	秒	s
热力学温度	开尔文*	K
物质的量	摩尔**	mol

* 为了方便起见 (但不用于计算), 温度也可用摄氏标度表示 (以前称为百分温标), 此时 $t^{\circ}\text{C}$ 等于 $t + 273.15\text{K}$ 。单位摄氏度等于单位开尔文。

** 摩尔是一系统内所包含的基本实体 (原子或分子) 数等于 0.012kg 碳-12 内的原子数 (即阿伏加德罗数) 时的物质的量。

导出单位由基本单位组合而成, 或由其他导出单位与基本单位组合而成。本书中感兴趣的并且具有专门名称和符号的导出单位如下:

导 出 单 位

量	名 称	符号	组成单位
力	牛顿	N	$\text{kg} \cdot \text{m}/\text{s}^2$
压力, 应力	帕斯卡	Pa	N/m^2 (或 $\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s}^2$)
能量, 功, 热量	焦耳	J	$\text{N} \cdot \text{m}$ (或 $\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}^2$)
功率	瓦特	W	J/s (或 $\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}^3$)
活度 (放射性核素)	贝可勒尔	Bq	1/s
吸收剂量 (辐射)	戈瑞	Gy	J/kg
剂量当量 (辐射)	希沃特	Sv	J/kg

• 进一步的资料可参阅 "The International System of Units (SI)", National Bureau of Standards Special Publication 330; "Standard for Metric Practice", American Society for Testing and Materials.

下列单位虽然不是 SI 单位，但因它们在专题文献中仍被广泛使用，所以暂时还用。

其他单位

名称	值
靶恩	10^{-28}m^2
居里	$3.7 \times 10^{10} \text{Bq}$
电子伏特	$1.602 \times 10^{-19} \text{J}$
拉德	10^{-2}Gy
雷姆	10^{-2}Sv

SI 单位的倍数与分数可通过添加下表所列的词冠来表示。（注意，这些倍数均以 1000 为一级，所以厘米不是一个可采用的单位。）在计算中，各量必须用实际的基本单位或导出单位乘以 10 的适当幂次表出。

推荐词冠

词冠	倍数	符号	中文缩写*
exa	10^{18}	E	艾
peta	10^{15}	P	拍
tera	10^{12}	T	太
giga	10^9	G	吉
mega	10^6	M	兆
kilo	10^3	k	千
milli	10^{-3}	m	毫
micro	10^{-6}	μ	微
nano	10^{-9}	n	纳
pico	10^{-12}	p	皮
femto	10^{-15}	f	飞
atto	10^{-18}	a	阿

* 中文名称未定，此系音译方案（除“兆”、“千”、“毫”、“微”）。——译者

SI 单位中的一些普遍常数

重力加速度, g	9.807m/s^2
阿伏加德罗数, N_A	$6.022 \times 10^{23} \text{原子数/mol}$
原子质量单位, u	$1.661 \times 10^{-27} \text{kg}$
波尔兹曼常数, k	$1.381 \times 10^{-23} \text{J/K}$
气体常数, R	$8.314 \text{J/K} \cdot \text{mol}$ (或 $\text{Pa} \cdot \text{m}^3/\text{K} \cdot \text{mol}$)
普朗克常数, h	$6.626 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$

表A.1 转换到SI单位的因子

量	因子	得到SI单位	符号
长度			
英尺	3.048E-01	米	m
英寸	2.540E-02		
面积			
英尺 ²	9.290E-02	米 ²	m ²
英寸 ²	6.452E-04		
靶恩	1.000E-28		
体积			
厘米 ³	1.000E-06	米 ³	m ³
英尺 ³	2.832E-02		
英寸 ³	1.639E-03		
加仑	3.785E-03		
升	1.000E-03		
质量			
原子质量单位	1.661E-27	千克	kg
磅	4.536E-01		
公吨	1.000E+03		
密度			
克/厘米 ³	1.000E+03	千克/米 ³	kg/m ³
磅/英尺 ³	1.602E+01		
磅/加仑	1.198E+02		
速度			
英尺/秒	3.048E-01	米/秒	m/s
加速度			
英尺/秒 ²	3.048E-01	米/秒 ²	m/s ²
力			
达因	1.000E-05	牛顿	N (kg·m/s ²)
磅力	4.448E+00		
千克力	9.807E+00		
压力			
大气压	1.013E+05	帕斯卡	Pa (N/m ²)
巴	1.000E+05		
达因/厘米 ²	1.000E-01		
磅/英寸 ²	6.895E+03		
毫米汞柱	1.333E+02		
千克力/毫米 ²	9.807E+06		
能量			
英热单位	1.055E+03	焦耳 (瓦·秒)	J
卡	4.187E+00		

表 A.1 (续)

量	因子	得到SI单位	符号
电子伏特	1.602E-19		
尔格	1.000E-07		
千瓦·小时	3.600E+06		
英尺·磅力	1.356E+00		
功率			
英热单位/时	2.931E-01	瓦特	W
卡/秒	4.187E+00		
马力	7.460E+02		
比热			
英热单位/磅·°F	4.187E+03	焦耳/千克·K	J/kg·K
卡/克·°C	4.187E+03		
热流密度			
英热单位/英尺 ² ·时	3.155E+00	瓦特/米 ²	W/m ²
卡/厘米 ² ·秒	4.187E-04		
热导率			
英热单位/英尺·时·°F	1.731E+00	瓦特/米·K	W/m·K
卡/厘米·秒·°C	4.187E+02		
传热系数			
英热单位/英尺 ² ·时·°F	5.678E+00	瓦特/米 ² ·K	W/m ² ·K
卡/厘米 ² ·秒·°C	4.187E+04		
功率密度			
英热单位/时·英尺 ³	1.035E+01	瓦特/米 ³	W/m ³
卡/秒·厘米 ³	4.187E+06		
燃料消耗			
兆瓦(热)日/1000千克	8.640E+07	焦耳/千克	J/kg
动力粘度			
磅/秒·英尺	1.488E+00	帕斯卡·秒	Pa·s (kg/m·s)
泊(克/秒·厘米)	1.000E-01		
运动粘度			
斯托克斯(厘米 ² /秒)	1.000E-04	米 ² /秒	m ² /s
辐射			
吸收剂量(拉德)	1.000E-02	戈瑞	Gy (J/kg)
剂量当量(雷姆)	1.000E-02	希沃特	Sv (J/kg)
辐射照射量(伦琴)	2.580E-04	库仑/千克	C/kg
活度(居里)	3.700E+10	贝可勒尔	Bq

• 因子中字母E(指数的缩写)后面的加或减两位数字表示所给数需乘以10的幂次;因此, E-03表示要乘以10⁻³, 而E+03表示要乘以10³。

表A.2 元素和某些分子的截面 (0.0253eV中子)

原子序数	元素或化合物	原子量或分子量	密度 kg/m ³ × 10 ⁻³	核数/米 ³ × 10 ⁻²⁸	微观截面, b (10 ⁻²⁸ m ²)	
					σ _a	σ _s
1	H	1.008	8.9 ^a	0.0053	0.332	38
	H ₂ O	18.015	1.000	3.34 ^b	0.664	103
	D ₂ O	20.028	1.105	3.32 ^b	0.0013	13.6
2	He	4.003	17.8 ^c	0.0026	<0.05	0.76
3	Li	6.939	0.534	4.6	70.7	1.4
4	Be	9.012	1.848	12.36	0.0092	6.14
5	B	10.811	2.35	12.81	759	3.6
6	C	12.011	~1.6	8.03	0.0034	4.75
7	N	14.007	0.0013	0.0053	1.85	10.6
8	O	15.999	0.0014	0.0053	27 ^e	3.76
9	F	18.998	0.0017	0.0053	0.0095	4.0
10	Ne	20.183	0.0009	0.0026	0.038	2.42
11	Na	23.000	0.97	2.54	0.530	3.2
12	Mg	24.312	1.74	4.31	0.063	3.42
13	Al	26.982	2.699	6.02	0.230	1.49
14	Si	28.086	2.33	5.00	0.16	2.2
15	P	30.974	1.82	3.54	0.180	~5
16	S	32.064	2.07	3.89	0.52	0.98
17	Cl	35.453	0.0032	0.0053	33.2	~16
18	Ar	39.948	0.0018	0.0026	0.678	0.64
19	K	39.102	0.862	1.32	2.10	1.5
20	Ca	40.08	1.55	2.33	0.43	~3
21	Sc	44.956	2.5	3.35	26.5	24
22	Ti	47.90	4.51	5.67	6.1	4.0
23	V	50.942	6.11	7.21	5.04	4.9
24	Cr	51.996	7.19	8.33	3.1	3.8
25	Mn	54.938	7.43	8.15	13.3	2.1
26	Fe	55.847	7.87	8.49	2.55	10.9
27	Co	58.933	8.9	8.99	37.2	6.7
28	Ni	58.71	8.90	9.13	4.43	17.3
29	Cu	63.54	8.96	8.49	3.79	7.9
30	Zn	65.37	7.13	6.57	1.10	4.2
31	Ga	69.72	5.91	5.11	2.9	6.5
32	Ge	72.59	5.36	4.45	2.3	7.5
33	As	74.922	5.73	4.61	4.3	7
34	Se	78.96	4.8	3.67	11.7	9.7
35	Br	79.909	3.12	2.35	6.8	6.1
36	Kr	83.80	0.0037	0.0026	25	7.5
37	Rb	85.47	1.53	1.08	0.37	6.2

表A.2 (续)

原子序数	元素或化合物	原子量或分子量	密度 $\text{kg/m}^3 \times 10^{-3}$	核数/米 ³ $\times 10^{-28}$	微观截面, $b (10^{-28} \text{m}^2)$	
					σ_a	σ_s
38	Sr	87.62	2.54	1.75	1.21	10
39	Y	88.905	5.51	3.73	1.28	7.6
40	Zr	91.22	6.51	4.29	0.185	6.4
41	Nb	92.906	8.57	5.56	1.15	~5
42	Mo	95.94	10.2	6.40	2.65	~5.8
43	Tc	99	~11.5	~7.0	19	—
44	Ru	101.07	12.2	7.27	2.56	~6
45	Rh	102.905	12.41	7.26	150	~5
46	Pd	106.4	12.02	6.79	6.9	5.0
47	Ag	107.87	10.50	5.86	63.6	~6
48	Cd	112.40	8.65	4.64	2450	5.6
49	In	114.82	7.51	3.83	194	~2
50	Sn	118.69	~7.0	3.4	0.63	~4
51	Sb	121.75	6.691	3.31	5.4	4.2
52	Te	127.60	6.24	2.95	4.7	~5
53	I	126.904	4.93	2.34	6.2	~4
54	Xe	131.30	0.0059	0.0027	24.5	4.30
55	Cs	132.905	1.873	0.85	29	~20
56	Ba	137.34	3.5	1.54	1.2	~8
57	La	138.91	6.19	2.68	9.0	9.3
58	Ce	140.12	6.78	2.91	0.63	4.7
59	Pr	140.91	6.78	2.90	11.5	3.3
60	Nd	144.24	6.95	2.93	50.5	16
61	Pm	~145	—	—	~60	—
62	Sm	150.35	7.52	3.01	5300	~5
63	Eu	151.96	5.22	2.07	4600	8.0
64	Gd	157.25	7.95	3.05	49000	—
65	Tb	158.93	8.33	3.16	25.5	20
66	Dy	162.50	8.55	3.17	930	100
67	Ho	164.93	8.76	3.20	66.5	9.4
68	Er	167.26	9.16	3.20	162	11.0
69	Tm	168.93	6.35	3.31	103	12
70	Yb	173.04	7.01	2.44	36.6	25
71	Lu	174.97	9.74	3.35	77	8
72	Hf	178.49	13.31	4.49	102	8
73	Ta	180.95	16.6	5.53	21	6.2
74	W	183.85	19.3	6.32	18.5	~5
75	Re	186.2	21.02	6.80	88	11.3
76	Os	190.2	22.57	7.15	15.3	~11

表A.2 (续)

原子序数	元素或化合物	原子量或分子量	密度 $\text{kg/m}^3 \times 10^{-3}$	核数/米 ³ $\times 10^{-28}$	微观截面, $b (10^{-28} \text{m}^2)$	
					σ_a	σ_s
77	Ir	192.2	22.42	7.03	426	14
78	Pt	195.09	21.45	6.62	10	11.2
79	Au	197.00	19.32	5.91	98.8	~9.3
80	Hg	200.59	13.55	4.07	375	~20
81	Tl	204.37	11.85	3.49	3.4	9.7
82	Pb	207.19	11.35	3.30	0.17	11.4
83	Bi	208.98	9.75	2.81	0.033	~9
84	Po	210.05	9.32	2.67	—	—
85	At	~211	—	—	—	—
86	Rn	~222	0.0097	0.0026	~0.7	—
87	Fr	~223	—	—	—	—
88	Ra	226.03	~5	1.33	11.5	—
89	Ac	227	10.1	2.68	515	—
90	Th	232.04	11.72	3.04	7.4	12.7
91	Pa	231.04	15.37	4.01	210	—
92	U	238.03	19.05	4.82	7.53	8.9
	UO ₂	270.03	10.96	2.44 ^b	7.53	~18
93	NP	237.05	20.25	5.0	169	—
94	Pu	239.13	19.84	5.0	1011	7.7

a 数值已经乘上了10³ b 分子数/m³

表A.3 几种特别重要的同位素截面 (0.0253eV中子)

同位素	截面, b	反应
Li-6	940	n, α
Li-7	0.037	n, γ
B-10	3837	n, α
B-11	0.0055	n, γ
O-16	0.00018	n, γ
O-17	0.235	n, α
Xe-135	2.65×10^6	n, γ
Sm-149	41, 000	n, γ
Th-232	7.40	n, γ
Th-233	1500	n, γ
Pa-233	41.5	n, γ
U-233	48	n, γ
	531	n, f

表A.3 (续)

同位素	截面, b	反应
U-234	100	n, γ
U-235	99	n, γ
	582	n, f
U-236	5.2	n, γ
U-238	2.70	n, γ
NP-239	~46	n, γ
Pu-239	269	n, γ
	742.5	n, f
Pu-240	289.5	n, γ
	0.03	n, f
Pu-241	368	n, γ
	1009	n, f
Pu-242	18.5	n, γ
	0.2	n, f

表A.4 20°C下慢化剂的性质

物质	普通水	重水 (99.75% D ₂ O)	铍	石墨 (堆用级)
原子量或分子量	18	20	9	12
密度 (kg/m ³ × 10 ⁻³)	1.00	1.10	1.85	1.70
N (原子或分子数/m ³) × 10 ⁻²²	3.34	3.32	12.4	8.55
热中子 (0.0253-eV)				
σ_a (b)	0.66	0.003	0.0092	0.0034
σ_s (b)	103	13.6	6.1	4.8
Σ_a (m ⁻¹)	2.2	0.0085	0.114	0.029
Σ_s (m ⁻¹)	345	45	76	41
D (m)	0.0016	0.0085	0.0054	0.0086
L (m)	0.0275	1.00	0.21	0.54
超热中子				
ξ	0.93	0.51	0.207	0.158
σ_s (b)	42	10.5	6.1	4.8
Σ_s (m ⁻¹)	140	35	75	41
$\xi \Sigma_s$ (m ⁻¹)	128	18	16	6.5
$\xi \Sigma_s / \Sigma_a$	62	21,000	126	216
热中子年龄				
τ (m ²)	0.0027	0.013	0.010	0.037

表A.5 反应堆冷却剂性质

温度 (K)	密度 (kg/m ³)	比热 (J/kg· K×10 ⁻³)	粘度 (Pa· s×10 ⁶)	热导率 (W/m·K)	普朗特数
气 体					
氮 ^a					
273	0.178	5.20	1.86	0.141	0.68
500	0.0973	5.20	2.80	0.211	0.69
700	0.0703	5.20	3.48	0.278	0.65
900	0.0529	5.20	4.14	0.335	0.64
1100	0.0432	5.20	4.60	0.389	0.61
蒸汽 ^a					
400	0.554	2.014	1.34	0.0264	1.02
500	0.441	1.985	1.70	0.0357	0.95
600	0.365	2.028	2.07	0.0464	0.90
700	0.314	2.085	2.43	0.0572	0.89
800	0.274	2.152	2.79	0.068	0.88
液 体					
水					
293	1000	4.18	101	0.60	7.0
333	985	4.18	47.1	0.65	3.0
373	961	4.22	28.2	0.68	1.7
473	867	4.51	13.9	0.67	0.94
573	714	5.73	9.6	0.54	1.02
钠					
500	897	1.33	43	80	0.0071
600	874	1.29	32	75	0.0056
700	850	1.27	26	70	0.0048
800	826	1.26	23	66	0.0045
900	802	1.25	20	61	0.0041
1000	778	1.26	18	57	0.0040

^a 在 1.013×10^5 Pa (1大气压) 的压力下。

表A.6 某些反应堆材料的物理性质（只供初步计算使用的平均值，不供设计使用）

材料	温度 (K)	密度 (ρ , g/cm ³)	线热膨胀系数 ($1/K \times 10^6$)	比热 ($J/kg \cdot K \times 10^{-3}$)	热导率 ($W/m \cdot K$)	极限抗拉强度 (MPa)	屈服强度或抗压强度 (C), (MPa)	弹性模量 ($10^9 Pa$)	泊松比
石墨 (平均核等级)	300	1700	—	0.71	156	13.8	58 (C)	—	—
	500	—	3.6**	1.25	118	15.9	—	9.0	—
	800	—	5.0**	1.67	73	17.2	—	—	—
	1400	—	6.3**	1.88	36	19.3	—	—	—
	2500	—	8.5**	—	31	27.6	—	—	—
碳钢 (A533-B)	300	7860	—	0.50	52	550	340	207	0.28
	600	—	10.2	0.59	43	530	280	182	—
	750	—	10.4	0.63	38	450	240	172	—
	800	—	10.4	0.67	35	390	200	169	—
不锈钢 (347型)	300	7950	—	0.50	14	520	210	—	—
	500	7860	16.9	0.52	17	420	—	173	0.30
	700	7710	17.4	0.55	20	400	150	166	0.31
	800	—	18.5	0.57	22	390	—	157	0.32
	—	—	—	—	—	—	372 (C)	—	—
碳化铀 (UC)	300	13, 630	—	0.15	—	—	—	214	—
	800	—	—	—	23	—	—	—	—
	1250	—	10.3	—	23	—	—	—	—
二氧化铀	300	10, 980	—	0.23	8.0	—	—	183	—
	500	—	9.0	0.28	6.1	—	—	—	—
	800	—	10.1	0.30	4.1	—	—	165	—
	1100	—	—	0.31	2.6	—	—	—	—
	1400	—	12.8	0.32	2.2	—	—	—	—
	2300	—	—	0.42	2.3	—	—	—	—
铉锡合金-2	300	6560	—	0.28	12.7	490	300	95	0.43
	500	—	—	0.31	15.2	280	170	90	0.38
	600	—	6.5	0.33	16.5	210	1.7	78	—
	800	—	—	0.35	18.9	—	—	—	—
	1000	—	—	0.37	21.6	—	—	—	—

• 20°C给出温度的平均值。 **纵向与横向的平均参数。

索引

(按中文笔划为序, 外文字母开头者排在前面)

- α 粒子
- 吸收
- 生物效应
- 与物质的相互作用
- 射程
- 比电离
- 阻止本领
- 测量仪器
- 厚度密度
- AFR储存
- ANISN程序
- ASME容器规范
- ASTM钢A 533-B
- β 衰变
- 正的
- 粒子
- 吸收
- 生物效应
- 韧致辐射
- 与物质的相互作用
- 正的
- 射程
- Alpha particles, 1.33, 2.2
- absorption, 2.33—2.38
- biological effect, 9.8, 9.11
- interaction with matter, 2.27—2.32
- range, 2.34
- specific ionization, 2.28—2.30, 2.33
- stopping power, 2.36
- survey instruments, 9.174, 9.175
- thickness density, 2.38
- AFR storage, 8.163
- ANISN code, 10.87, 10.121
- ASME Vessel Code, 7.24, 7.46, 11.10
- ASTM steel A 533-B, 7.111, 7.112, Table A.6
- Beta decay, 1.34
- positive, 1.36
- particles, 1.33, 2.2
- absorption, 2.39—2.46
- biological effect, 9.8
- bremsstrahlung from, 2.25, 2.26
- interaction with matter, 2.27—2.32
- positive, 1.36, 2.3, 2.46
- range, 2.41, 2.43, 2.44, 6.25

- β粒子 (续)
 比电离
 厚度密度
 β-γ探测器
 CAM (空气微粒连续监测器)
 CANDLE程序
 CHF功率比
 CINDA (核数据的计算机索引)
 COBRA程序
 C.P.仪
 CVCS (压水堆的)
 DNB (见“偏离泡核沸腾”)
 DOT程序
 DTF-IV程序
 EBR-I
 EBR-II
 ECCS (见“应急堆芯冷却系统”)
 ENDF (评价核数据库)
 η
 与增殖潜力
 在四因子公式中
 FIMA (每一初始金属原子的裂变数)
 FLANGE程序
 FUELCYC程序
 γ射线
 衰减
 和能量
- Beta particles (*Continued*)
 specific ionization, 2.29, 2.39
 thickness density, 2.44, 2.45
 Beta-gamma survey instruments, 9.169, 9.170
 CAM (continuous air-particulate monitor), 9.165
 CANDLE code, 4.80
 CHF power ratio, 6.209
 CINDA (Computer Index of Nuclear Data), 2.166
 COBRA codes, 11.108
 Cutie Pie instrument, 9.170
 CVCS (for PWR), 9.102, 9.103
 DNB, see Departure from nucleate boiling
 DOT code, 10.87, 10.121
 DTF-IV code, 4.103
 EBR-I, 1.80
 EBR-II, 1.81
 ECCS, see Emergency core-cooling system
 ENDF (Evaluated Nuclear Data File), 2.166
 Eta (η), 2.184
 and breeding potential, 8.206
 in four-factor formula, 3.153
 FIMA (fissions per initial metal atom), 8.179
 FLANGE code, 4.38
 FUELCYC code, 4.82
 Gamma rays, 1.37, 2.20--2.24
 attenuation, 2.61--2.69
 and energy, 2.63--2.69

γ射线衰减(续)

线性系数

质量系数

在反应堆屏蔽中(亦见“屏蔽”)

俘获(见“俘获γ射线”)

康普顿效应

能量吸收系数

裂变

非弹性散射

与物质的相互作用

电子对产生

光电效应

次级

GASKET程序

G-M测量仪

HCDA(假想堆芯解体事故)

HEPA过滤器

LEOPARD程序

LET(传能线密度)

LIFE程序

LOCA(见“失水事故”)

Log n 计

MORSE程序

MPC(最大容许浓度)

Gamma rays attenuation (Continued)

linear coefficient, 2.61—2.65

mass coefficient, 2.66, 2.67

in reactor shield, 10.35, 10.46—10.76, see

also Shield

capture, see Capture gamma rays

Compton effect, 2.53—2.57

energy absorption coefficient, 9.28, 9.29

fission, 2.194, 2.195

inelastic scattering, 2.88, 2.92

interaction with matter, 2.48—2.69

pair production, 2.58—2.60

photoelectric effect, 2.50—2.52

secondary, 10.104—10.108

GASKET code, 4.38, 4.43

G-M survey instruments, 9.155—9.161, 9.169

HCDA (hypothetical core disassembly accident),

12.75—12.78

HEPA filter, 9.112, 9.114, 9.127, 9.128, 9.130

LEOPARD code, 4.79

LET (linear energy transfer), 9.42

LIFE code, 8.116

LOCA, see Loss-of-coolant accident

Log n meter, 5.258—5.260

MORSE code, 10.87

MPC (maximum permissible concentration), 9.58—

9.62

MTR Reactor, 1.78
 MUFT (and MUFT-GAM) code, 4.33
 NDT temperature, see Nil-ductility transition
 NRIM (narrow resonance infinite mass) approximation, 3.102
 NRX reactor, 1.78
 Nu(ν), 2.183
 P₁ approximation, 4.93, 4.94
 RELAP code, 11.103—11.107
 RPG (Radiation Protection Guide), 9.55
 RPL (radiophotoluminescent) dosimeter, 9.147—9.150
 SI units, Table A.1
 S_N (discrete ordinates) method, 4.102
 for shield analysis, 10.87, 10.97, 10.101
 SOFOCATE code, 4.37
 SWELL code, 8.114
 TBP, Purex process solvent, 8.138
 TEMPEST code, 4.37
 THERMOS code, 4.43
 TLD (thermoluminescent dosimeter), 9.143—9.146
 TRIGA reactor, 7.155
 TRU wastes, 8.129, 8.164
 WANDA code, 4.58, 4.59, 4.80
 Xi (logarithmic energy decrement), 3.81—3.85
 X-rays, 1.37, 2.25, 2.26, 2.31, see also Bremsstrahlung

MTR 反应堆
 MUFT (和 MUFT-GAM) 程序
 NDT 温度 (见“脆性转变”)
 NRIM (窄共振无限质量) 近似
 NRX 反应堆
 ν
 P₁ 近似
 RELAP 程序
 RPG (辐射防护导则)
 RPL (辐射光致发光) 剂量计
 SI 单位
 S_N (离散纵标) 法
 用于屏蔽分析
 SOFOCATE 程序
 SWELL 程序
 TBP, 普雷克斯流程溶剂
 TEMPEST 程序
 THERMOS 程序
 TLD (热释光剂量计)
 TRIGA 反应堆
 TRU 废物
 WANDA 程序
 ξ (对数能量缩减)
 X 射线 (亦见“韧致辐射”)

厂址标准
几何曲率

二 画

Site criteria, 11.109—11.114
Geometric buckling, 3.48—3.55

干涸 (亦见“偏离泡核沸腾”)

三 画

Dryout, 6.129, 6.132, *see also* Departure from nucleate boiling
Drywell, in BWR containment, 11.46
Subchannel analysis, 6.184, 6.185, 11.108

干井, 在沸水堆安全壳内
子通道分析

四 画

计数率计

Counting-rate meter, 5.264

冗余度, 在反应堆安全中

Redundancy, in reactor safety, 11.13

元反应性单位 (\$)

Dollar reactivity unit, 5.55

元素表

Elements, table of, Table A.2

不利因子

Disadvantage factor, 5.101

不泄漏几率

Nonleakage probability, 3.46, 3.56, 3.57, 5.58

不锈钢

Stainless steels, 7.100—7.110

辐照肿胀

radiation swelling, 7.72, 7.73, 7.104

戈瑞, 单位

Gray, unit, 9.25

无限倍增因子

Infinite multiplication factor, *see* Multiplication factor

专设安全设施

Engineered safety features, 1.114, 11.7, 11.30—11.52

安全壳系统

containment system, 11.40—11.50

- 专设安全设施 (续)
- 氢的控制
 - 应急堆芯冷却系统
 - 切尔诺夫辐射
 - 比热
 - 电离
 - 功率
 - 少群扩散方程
 - 中子的碰撞密度
 - 中微子
 - 中子
 - 吸收反应
 - 活化
 - 角通量
 - 生物效应
 - 俘获反应
 - 截面 (亦见“截面”)
 - 随能量的变化
 - 流密度
 - 密度
 - 探测和测量
 - 活化法
 - 硼计数器
 - 裂变室
 - 对数计数器
 - log n 计
- Engineered safety features (Continued)
- hydrogen control, 11.51, 11.52
 - emergency core-cooling system, 11.31—11.39
 - Cerenkov radiation, 2.47
 - Specific heat, 6.79, 6.173, Table A.5, Table A.6
 - ionization, 2.28
 - power, 1.161, 8.65, 8.176
 - Few-group diffusion equation, 4.55—4.59
 - Collision density of neutrons, 3.90
 - Neutrino, 1.33
 - Neutron, 1.12
 - absorption reactions, 1.40, 1.44, 2.75—2.79
 - activation, 2.80, 7.79—7.82, 7.144
 - angular flux, 4.86
 - biological effect, 9.9, 9.10, 9.12
 - capture reactions, 1.40, 1.41, 2.80—2.82
 - cross sections, 2.108—2.116, 2.154—2.161, *see*
 - also* Cross sections
 - variation with energy, 2.136—2.168
 - current density, 3.7
 - density, 1.61, 2.117
 - detection and measurement, 2.120, 5.251—5.273
 - activation method, 2.120
 - boron counter, 5.267
 - fission chamber, 5.277
 - log count-rate meter, 5.281
 - log n meter, 5.282

中子探测和测量 (续)

非电离性敏感元件

热电堆

扩散理论 (亦见“扩散”)

扩散时间

快 (亦见“快中子”)

注量

通量

与物质的相互作用

寿命

质量

慢化 (亦见“慢化”)

监测仪器

核毒物 (亦见“控制材料”)

产生

-质子比

反应

吸收

发射 α 粒子

裂变

辐射俘获

率

屏蔽 (亦见“屏蔽”)

慢化 (亦见“慢化”)

热 (亦见“热中子”)

Neutron detection and measurement (Continued)

nonionization sensors, 5.268—5.273

thermopile, 5.272

diffusion theory, 3.1—3.41, see also Diffusion

diffusion time, 5.11

fast, 1.39, see also Fast neutron

fluence, 4.71, 7.53, 7.56, 7.57

flux, 2.118

interaction with matter, 2.70—2.107

lifetime, 5.8, 5.11, 5.12

mass, 1.19

moderation, 3.64—3.113, see also Slowing down

monitoring instruments, 9.171—9.173

poison, 1.62, see also Control materials

production, 2.70—2.74

-proton ratio, 1.28

reactions, 1.38—1.42, 2.75—2.96

absorption, 2.75, 2.79

alpha-particle emission, 2.83—2.85

fission, 2.169—2.176

radiative capture, 2.80—2.85

rates, 2.117, 2.118

shielding, see Shield

slowing down, 3.89—3.132, see also Slowing down

thermal, 1.39, 2.99, 2.100, see also Thermal

neutron

- 中子 (续)
- 热电站
 - 输运方程
 - 近似
 - 内部辐射源, 剂量
 - 丹柯夫系数
 - 贝克尔喷嘴法
 - 贝可勒尔单位
 - 贝列数
 - 贝克-贾斯特关系式
 - 水的生态系统
 - 水力学直径
 - 水力学, 堆芯
 - 压降, 层流内
 - 湍流内
 - 两相流工况
 - 沸水堆内
 - 压水堆内
 - 速度头损失
 - 水, 放射性核素的最大容许浓度
 - 隙效应
 - 用作慢化剂
 - 辐照分解
 - 手足计数器
 - 手套箱
 - 气隙传导
 - 气体放大系数
- Neutron (*Continued*)
- thermopile, 5.272
 - transport equation, 3.2, 3.3, 4.86—4.89
 - approximation, 4.90—4.96
 - Internal radiation sources, dose from, 9.34—9.39
 - Dancoff factor, 3.111
 - Becker nozzle process, 8.59
 - Becquerel unit, 2.15
 - Peclet number, 6.109
 - Baker-Just relationship, 7.126, 11.97
 - Aquatic ecosystem, 9.189—9.192
 - Hydraulic diameter, 6.98, 6.99
 - Hydraulics, core, 6.140—6.168
 - pressure drop in laminar flow, 6.140, 6.141
 - in turbulent flow, 6.142—6.144
 - two-phase flow regimes, 6.150, 6.151
 - in BWRs, 6.153
 - in PWRs, 6.154—6.157
 - velocity head losses, 6.145—6.147
 - Water, MPC of radionuclides, 9.58
 - gap effect, 5.217—5.220
 - as moderator, 7.144, 7.145
 - radiation decomposition, 7.148—7.153
 - Hand-and-foot counter, 9.156
 - Glove boxes, 9.23
 - Gap conductance, 6.72
 - Gas-amplification factor, 5.242

气体离心法
气体扩散法
气冷反应堆

快中子 (GCFR)

热中子

长期平衡

反照率

反馈 (亦见“反应堆稳定性分析”)

反应性

后备或剩余

以元 (\$) 表示

多普勒效应

快中子反应堆

反馈

增加, 大的

以倒时数表示

负的

和周期

和核中毒 (亦见“核中毒反应性当量”)

正的

瞬发临界的

阶跃变化

温度系数

反应堆 (亦见“动力反应堆”)

Gas-centrifuge process, 8.27, 8.28, 8.39—8.47

Gasous-diffusion process, 8.27, 8.29—8.38

Gas-cooled reactor, 1.88, 12.79—12.92

fast (GCFR), 12.90—12.92

thermal, 12.79—12.89

Secular equilibrium, 2.13

Albedo, 10.112

Feedback, 5.125—5.129, 5.149, *see also* Reactor

stability analysis

Reactivity, 5.9

built-in, or excess, 5.172

in dollars, 5.55

Doppler effect, 2.151—2.153, 5.115—5.118

fast reactor, 5.115—5.118

feedback, 5.125—5.129

increases, large, 5.165—5.169

in inhours, 5.48—5.50

negative, 5.33—5.35, 5.42—5.44

and period, 5.36—5.44

and poisoning, 5.56—5.61, *see also* Poisoning

reactivity equivalent, 5.65

positive, 5.24—5.32, 5.36—5.41

prompt critical, 5.51—5.55

step change, 5.13—5.16

temperature coefficient, 5.89—5.114

Reactor, 1.58—1.114, 12.1—12.108, *see also* Power

reactors

Reactor (Continued)

反应堆 (续)

- 安全壳结构
- 控制 (亦见“控制”)
- 能量载出
- 热源
- 发展历史
- 动力学
- 材料, 性质 (亦见“燃料材料”、“慢化剂材料”等)
- 运行
- 保护系统
- 事故停堆信号
- 安全 (亦见“安全分析”)
- 一般原则
 - 放射性泄漏的屏障
 - 纵深设防
 - 反应堆固有稳定性
 - 质量保证
 - 冗余度和多样化
 - 屏蔽 (见“屏蔽”)
 - 模拟器
 - 稳定性分析
- containment structure, 11.19, 11.40—11.52
- control, 5.171—5.294, see also Control
- energy removal, 6.1—6.24
- heat sources, 6.25—6.44
- history of development, 1.73—1.75
- kinetics, 5.1—5.88
- materials, properties, Table A.6, see also Fuel materials; Moderator materials, etc.
- operation, 5.232—5.295
- protection system, 5.207, 11.6, 11.20—11.29, 11.77
- trip signals, 11.25
- safety, 1.114, 11.1—11.161, see also Safety analysis
 - general principles, 11.1—11.52
 - barriers to the escape of radioactivity, 11.16—11.19
 - defense in depth, 11.4—11.7
 - inherent reactor stability, 11.8, 11.9
 - quality assurance, 11.10—11.2
 - redundancy and diversity, 11.13—11.15
 - shielding, see Shield
 - simulators, 5.163, 5.164
 - stability analysis, 5.125—5.170

反应堆稳定性分析(续)

- 条件
- 反馈
 - 温度系数
 - 时间常数
 - 传递函数
- 瞬变
- 事故停堆
- 反应堆安全研究
- 反冲能
- 核
- 反射层
- 释热
- 节省
- 分配系数, 溶剂萃取中
- 分, 反应性单位
- 分出截面, 中子
- 分离因子, 溶剂萃取法中
- 级, 同位素分离中(亦见“铀同位素浓集”)
- 理论的
- 分离功单位(SWU)
- 化学与容积控制系统(CVCS)
- 补偿
- 牛顿层流方程
- 冷却定律

Reactor stability analysis (Continued)

- conditions, 5.159—5.164
- feedback, 5.125—5.129
 - temperature coefficient, 5.148, 5.152
 - time constant, 5.133—5.134
 - transfer function, 5.135—5.158
- transient, 11.21
- trip—5.206, 11.20, 11.22—11.25
- Reactor Safety Study, 11.150—11.161
- Recoil energy, 7.58, 7.59
- nucleus, 2.71
- Reflector, 1.59
 - heat generation in, 6.43, 6.44
 - savings, 3.149
- Distribution factor, in solvent extraction, 8.131
- Cent, reactivity unit, 5.55
- Removal cross sections, neutron, 10.77—10.83
- Separation factor, in solvent extraction, 8.131
- stage, in isotope separation, 8.36, *see also*
 - Uranium isotope enrichment
 - theoretical, 8.33
- Separative work unit (SWU), 8.51
- Chemical and volume control system (CVCS), 9.102, 9.103
- shim, 5.202, 11.61
- Newton's equation of laminar flow, 6.93, 6.94, 6.111
- law of cooling, 6.51

- 凤凰反应堆
 风险评价 (见 “可靠性”)
 孔道, 屏蔽内
 幻数
 双群临界方程
- Phénix reactor, 12.46
 Risk assessment, see Reliability
 Ducts, in shields, 10.109—10.113
 Magic numbers, 1.29, 2.81, 2.90
 Two-group critical equation, 3.133—3.138

五 画

- 闪烁计数器
 半衰期, 生物
 有效
 放射性
- 闪烁计数器
 半衰期, 生物
 有效
 放射性
- 汉林原理
 未碰撞通量
 正电子
 正比计数器
 区
- 功率系数, 反应性
 密度
 展平
- (动力) 反应堆 (亦见 “沸水反应堆”, “坎杜型反应堆”, “快中子增殖堆”, “高温气冷反应堆”, “压水反应堆”)
- 去污因子
 本征函数
- Scintillation counters, 9.162, 9.163, 9.170
 Half-life, biological, 9.17
 effective, 9.17
 radioactive, 2.6—2.9
 Haling principle, 8.190, 8.191
 Uncollided flux, 2.61
 Positrons, 1.36, 2.3, 2.46
 Proportional counter, 5.265—5.267
 region, 5.241
 Power coefficient of reactivity, 5.114, 5.128
 density, 6.10, 8.65
 flattening, 6.37—6.40
 reactors, 1.83—1.113, 12.1—12.108, see also
 Boiling-water reactor; CANDU reactor,
 Fast breeder reactor; Hightemperature
 gas-cooled reactor; Pressurized-water
 reactor
 Decontamination factor, 9.100
 Eigenfunction, 3.50, 3.53

- 本征值
 本底, 辐射
 可燃核毒物 (见“核毒物, 中子”)
 可转换核素 (亦见“燃料利用”)
 可裂变核素
 可靠性与风险评价
 事件树
 故障树
 布喇格曲线
 散射
 布雷特-魏格纳公式
 石墨
 平衡, 放射性
 谱, 在屏蔽分析中
 平方反比律
 平均自由程
 平行板式电离室
 平面源, 中子扩散
 卡棒准则
 甲状腺剂量
 电离雪崩
 电厂效率
 电力需求
 电子
 质量
- Eigenvalue, 3.50, 3.53, 4.52—4.54
 Background, radiation, 9.86—9.89
 Burnable poison, see Poison, neutron
 Fertile nuclide, 1.46, see also Fuel utilization
 Fissionable nuclide, 1.46
 Reliability and risk assessment, 11.126—11.139
 event trees, 11.134—11.139
 fault trees, 11.126—11.133
 Bragg curve, 2.33
 scattering, 2.158
 Breit-Wigner formula, 2.144—2.150
 Graphite, 7.132—7.140
 Equilibrium, radioactive, 2.10—2.14
 spectrum in shield analysis, 10.96
 Inverse square law, 9.32, 10.53
 Mean free path, 2.123, 2.124
 Parallel plate ionization chamber, 5.284
 Plane source, neutron diffusion from, 3.30—3.35
 Stuck-rod criterion, 5.222
 Thyroid dose, 9.35, 9.52, 9.57, 9.61, 9.67, 9.71,
 11.124, 11.125
 Avalanche of ionizations, 5.241
 Efficiency of power plant, 1.93, 1.94, 9.183, 9.184
 Electric power demand, 1.3
 Electron, 1.12
 mass, 1.119

电子 (续)
对产生
正的
伏特
电离
 α 粒子引起的
 β 粒子引起的
生物效应
室 (见“离子室”)
裂变碎片引起的
 γ 射线引起的
中子引起的, 间接
比
电厂容量因子
四因子公式
生物累积因子
辐射效应
后果估计
名词定义
遗传效应
躯体效应
屏蔽 (亦见“屏蔽”)
失流事故
失水事故 (LOCA)

Electron (Continued)

-pair production, 2.58—2.60
positive, 1.36, 2.3, 2.46
-volt, 1.25
Ionization, 2.27—2.32
by alpha particles, 2.32—2.35
by beta particles, 2.33—2.35
biological effects, 9.7—9.12
chamber, see Ion chamber
by fission fragments, 2.199, 5.263
by gamma rays, 2.31
by neutrons, indirect, 2.31, 2.84, 5.251, 5.252,
5.263
specific, 2.28—2.30
Plant capacity factor, 8.256
Four-factor formula, 3.150—3.163
Biological accumulation factor, 9.72
effects of radiation, 9.7—9.23, 9.74—9.94
consequences estimates, 9.92—9.94
definitions of terms, 9.74—9.76
genetic effects, 9.83—9.89
somatic effects, 9.77—9.82
shield, 10.21, see also Shield
Loss-of-flow accident, 11.72
Loss-of-coolant accident (LOCA), 11.40, 11.42,
11.43, 11.51, 11.73, 11.81—11.92, 11.103—
11.107, 11.113, 11.114

失水事故的再充水阶段
 失水事故的再淹没阶段
 代时间 (见“中子寿命”)
 仪表, 控制
 硼计数器
 计数率计
 裂变室
 电离室
 非电离性
 周期计
 正比计数器
 仪表, 监测 (见“辐射监测”)
 外推距离
 包壳材料
 一般性要求
 不锈钢
 锆合金
 对流, 冷却
 传热 (亦见“传热”)
 对数计数率计
 对数能量缩减
 (电子) 对产生
 尼奎斯特准则
 弗兰克尔对

Refill stage of LOCA, 11.87
 Reflood stage of LOCA, 11.88, 11.89
 Generation time, see Neutron lifetime
 Instrumentation, control, 5.232—5.284
 boron counter, 5.267
 counting rate meter, 5.264
 fission chamber, 5.263
 ionization chamber, 5.247—5.264
 nonionization, 5.268—5.273
 period meter, 5.259
 proportional counter, 5.265—5.267
 Instruments, monitoring, see Radiation monitoring
 Extrapolation distance, 3.18—3.20
 Cladding materials, 7.95—7.110, 7.114—7.130
 general requirements, 7.95—7.99
 stainless steels, 7.100—7.110
 zirconium alloys, 7.114—7.130
 Convection, cooling, 6.160
 heat transfer, 6.50, see also Heat transfer
 Log count rate meter, 5.264
 Logarithmic energy decrement, 3.81—3.85
 Pair production, 2.48—2.60
 Nyquist criterion, 5.159
 Frankel pair, 7.62, 7.65

- 充电站数仪
- 池, “游泳”, 反应堆内冷却
- 安全壳, 反应堆 (亦见“专设安全设施”)
- 安全停堆地震
- 安全保障, 核材料核反应堆
- 防止破坏活动
- 安全评价报告
- 安全分析, 反应堆异常事件分类
- 设计基准事故 (亦见“失水事故”)
- 应急堆芯冷却准则
- 低概率事件
- 中等频率事件
- 辐射剂量计算
- 厂址的可接受性
- 热工-水力计算
- 安全分析报告
- 设计基准事故 (亦见“安全分析”)
- Minometer, 9.151
- Pool, “swimming,” reactor, 1.79
 - cooling of, 6.160—6.164
- Containment, reactor, 11.19, 11.40—11.52,
 - see also Engineered safety features
- Safe shutdown earthquake, 11.74, 11.75
- Safeguards, nuclear materials, 8.257—8.260
 - nuclear reactor, 11.183—11.186
 - sabotage protection, 11.184—11.186
- Safety Evaluation Report, 11.168, 11.179
- Safety analysis, reactor, 11.53—11.125
 - abnormal event categories, 11.53—11.55
 - design basis accidents, 11.73—11.80, see also Loss-of-coolant accident
 - emergency core-cooling criteria, 11.93—11.97
 - low probability events, 11.66—11.72
 - moderate frequency events, 11.56—11.65
 - radiation dose calculations, 11.115—11.125
 - site acceptability, 11.109—11.114
 - thermal-hydraulic calculations, 11.98—11.108
- Safety Analysis Report, 11.53—11.55, 11.126,
 - 11.144, 11.163, 11.164, 11.168, 11.169, 11.178, 11.179
- Design basis accidents, 11.7, 11.73—11.80,

- 设计超功率工况
亥勒系统干式冷却塔
动能, 裂变
动力学, 反应堆
和缓发中子
单群模型
扩散系数,
值
扩散方程 (亦见“多群扩散方程”)
边界条件
解, 无限平面源
点源
长度
测量
值
理论近似
多群
地震与反应堆设计
地震事故分析
共模失效
共振
多普勒效应
逃逸几率
- see also* Safety analysis
Overpower design condition, 6.170
Heller system dry cooling tower, 9.208
Kinetic energy, fission, 1.52
Kinetics, reactor, 5.1—5.88
and delayed neutrons, 5.3, 5.7—5.10, 5.20—5.55
one-group model, 5.5—5.12
Diffusion coefficient, 3.9, 3.12—3.14
values, 3.39
Diffusion equation, 3.9—3.22, *see also* Multigroup
diffusion equation
boundary conditions, 3.15—3.17
solution, infinite plane source, 3.30—3.35
point source, 3.23—3.29
length, 3.14, 3.36—3.41
measurement, 3.38—3.40
values, 3.39
theory approximation, 4.60—4.64, 4.97—4.101
multigroup, 4.1—4.69
Earthquake and reactor design, 11.74, 11.75
Seismic accident analysis, 11.74, 11.75
Common-mode failure, 11.4, 11.14, 11.75
Resonance, 2.137—2.153
Doppler effect, 2.151—2.153, 5.98, 5.99, 5.119—
5.121
escape probability, 3.97, 3.102

共振 (续)	Resonance (Continued)
积分	integral, 3.104—3.113
中子吸收	neutron absorption, 2.141—2.143, 3.96—3.111
非均匀系统	heterogeneous systems, 3.107—3.111
均匀系统	homogeneous systems, 3.96—3.106
参数	parameters, 2.149
区	region, 2.138
共处理	Coprocessing, 8.237
压头, 损失	Head, loss of, 6.145—6.149
速度	velocity, 6.145
压水反应堆 (PWR)	Pressurized-water reactor (PWR), 1.84, 1.95—1.98, 12.3—12.18
沸腾	boiling in, 6.125
安全壳	containment, 11.41—11.45
控制和安全系统	control and safety systems, 5.200—5.208, 12.10—12.13
堆芯	core, 12.4—12.9
燃料装载	fuel loading, 8.186
热通道因子	hot-channel factors, 6.205—6.218
技术指标, 设计	specifications, design, 12.3
蒸汽发生系统	steam-generating system, 12.14—12.18
压力抑制水池, 沸水堆内	Pressure-suppression pool in BWR, 11.48—11.50
管式反应堆	-tube reactors, 12.103—12.108
容器, 其中的释热	vessels, heat generation in, 6.73—6.75
应力分析	stress analysis, 7.22—7.46

有效倍增因子 (亦见 “倍增因子”)

中子寿命

共振积分

有遗传意义的剂量

有限施工授权

光电效应

光中子源

光子能量

吸收剂量 (亦见 “辐射剂量”)

吸收, α 粒子

β 粒子

γ 射线 (亦见 “ γ 射线”)

中子谱的硬化

吸收率

曲率

年龄方程中的

临界 (的)

几何 (的)

材料 (的)

团状流

同位素

放射性 (的)

分离

年龄 (见 “费米年龄”)

氘 (见 “重水”)

钷, 用作可燃核毒物

Effective multiplication factor, 3.44, see also

Multiplication factor

neutron lifetime, 5.12, 5.28, 5.29, 12.67

resonance integral, 3.104, 3.110—3.113

Genetically significant dose, 9.93

Limited Work Authorization, 11.175, 11.176

Photoelectric effect, 2.50—2.52

Photonutron sources, 2.73

Photon energy, 2.20

Absorbed dose, 9.25, see also Radiation dose

Absorption, alpha particles, 2.33—2.38

beta particles, 2.39—2.46

gamma rays, 2.61—2.69, see also Gamma rays

hardening of neutron spectrum, 2.102

Absorptivity, 6.60, 6.61

Buckling, 3.39, 3.48—3.55

in age equation, 3.139—3.145

critical, 3.62

geometric, 3.51—3.56

material, 3.60—3.62

Slug flow, 6.151

Isotopes, 1.16

radioactive, 2.2, 2.3

separation, 8.27—8.58

Age, see Fermi age

Deuterium, see Heavy water

Gadolinium, as burnable poison, 5.197, 5.211, 5.212,

传热系数

5.223, 8.187

Heat-transfer coefficient, 6.51

沸腾

boiling, 6.136—6.139

气体 (的)

of gases, 6.104, 6.105

液态金属 (的)

of liquid metals, 6.109—6.119

普通流体 (的)

of ordinary fluids, 6.100—6.103

总的

overall, 6.55

原理, 沸腾液体

principles, boiling liquids, 6.120—6.135

液态金属

liquid metals, 6.106—6.108

普通流体

ordinary fluids, 6.91—6.99

传递函数

Transfer function, 5.135—5.141

冷却剂环路

coolant loop, 5.153—5.155

实验确定

experimental determination, 5.156—5.158

传导, 热

Conduction, heat, 6.46—6.49

具有对流边界条件的

with convection boundary conditions, 6.54—6.59

具有指数热源的

with exponential heat source, 6.73—6.75

具有内部热源的

with internal heat sources, 6.64—6.75

不规则几何内的

in irregular geometries, 6.76, 6.77

瞬态的

transient, 6.78—6.88

价值, 控制棒

Worth, control rods, 5.184

伦琴

Roentgen, 2.19, 9.24

自给能中子探测器

Self-powered neutron detector, 5.269—5.270

自屏

Self-shielding, 3.108

自由对流冷却 (亦见“传热原理”)

Free-convection cooling, 6.160—6.164, *see also*

Heat transfer principles

自发裂变

Spontaneous fission, 2.74

后备反应性

Built-in reactivity, 5.172, 5.221

危险系数

负温度系数反馈

负反应性, 单群缓发中子处理

多普勒效应

系数

快中子反应堆内

多群计算

多群扩散方程

理论

群常数

多能中子系统

“可合理达到的尽可能低”的要求

阱, 热

库, 截面

应力分析

强度

热(的)

腐蚀断裂

应变关系

应急堆芯冷却系统(ECCS)

(亦见“专设安全设施”)

Danger coefficient, 5.230

Negative temperature coefficient feedback, 5.127,
5.148—5.152

Negative reactivity, one-group delayed neutron
treatment, 5.33—5.35

Doppler effect, 2.151—2.153

coefficient, 5.98, 5.99

in fast reactors, 5.115, 5.119—5.121, 12.71

Many-group calculations, 4.27—4.38

Multigroup diffusion equation, 4.7—4.12, 4.97—4.101
theory, 4.1—4.69

group constants, 4.16—4.22

Polyenergetic neutron systems, 2.126—2.130

“As low as is reasonably achievable” requirement,
9.63

Sink, heat, 6.7, 11.27

七 画

Libraries, cross section, 4.18

Stress analysis, 7.22—7.46

stress intensity, 7.24—7.27

thermal stress, 7.28—7.46

-corrosion cracking, 7.89, 7.90

-strain relationships, 7.5—7.9

Emergency core-cooling system (ECCS), 11.31—
11.39, see also Engineered safety features

沸水堆	BWR, 11.37—11.39
准则	criteria, 11.93—11.96
压水堆	PWR, 11.32—11.36
水旁路	water bypass, 11.87
冷凝器, 蒸汽	Condenser, steam, 1.98, 1.102, 12.18
冷却要求	cooling requirements, 9.182—9.186
冷却系统	cooling system, 9.187, 9.188
冷却剂, 反应堆	Coolant, reactor, 1.60
性质	properties, Table A.5
冷却剂系统	Coolant system, 6.6—6.8
沸水堆	BWR, 1.102, 12.25—12, 27
坎杜型堆	CANDU reactor, 12.39, 12.40
快中子堆	fast reactor, 1.110—1.112, 12.50—12.53, 12.60— 12.64
高温气冷堆	HTGR, 1.106, 1.107, 12.86
输送功率	pumping power, 6.165—6.168
压水堆	PWR, 1.97, 1.98, 12.6, 12.14—12.18
传递函数	transfer functions, 5.153—5.155
冷却周期, 燃料	Cooling period, fuel, 1.170, 2.215
池 (亦见“热排放”)	pond, 9.200, 9.201, <i>see also</i> Thermal discharge
塔	tower, 9.202—9.211
快中子 (增殖) 反应堆	Fast (breeder) reactor, 1.63, 1.64, 1.80—1.82, 1.109—1.113, 8.206—8.208, 12.46—12.78, 12.90—12.92
分析	analysis of, 4.65—4.69
控制系统	control system, 12.58, 12.59

快中子(增殖)反应堆(续)

冷却剂系统

堆芯

多普勒效应

实验性的

气冷的

液态金属冷却的

安全

技术指标, 设计

温度系统, 缓发的

瞬发的

裂变

因子

产生的中子

产物

快中子

截面

反应

快中子通量试验装置

间隙原子

环

沥青轴矿

宏观截面

化合物的

和平均自由程

Fast (breeder) reactor (Continued)

coolant system, 12.60—12.63

core, 12.55—12.57

Doppler effect, 5.115—5.118

experimental, 1.80—1.82

gas-cooled, 12.90—12.92

liquid-metal cooled, 1.80—1.82, 1.109—1.113,

12.46—12.80

safety, 12.65—12.78

specifications, design, 12.54

temperature coefficient, delayed, 5.123, 5.124

prompt, 5.119—5.122

fission, 1.46, 2.178, 2.197

factor, 3.154

neutrons produced by, 2.183

products from, 2.197

neutron, 1.39

cross sections, 2.165

reactions, 2.86, 2.87

Fast Flux Test Facility, 12.47

Interstitial, 2.105, 7.62

loop, 7.64

Pitchblende, 8.8

Macroscopic cross section, 2.111—2.114

of compound, 2.113

and mean free path, 2.123

Macroscopic cross section (Continued)
of mixture, 2.114
Compensated ionization chamber, 5.254
Shim control, 5.195
Preliminary Safety Analysis Report, 11.164, 11.169
Lifetime, see Neutron lifetime
Maxwell-Boltzmann (or Maxwellian) distribution,
2.97—2.100, 3.115, 3.116
departure from, 2.101—2.104
Ductile and brittle behavior, 7.10—7.14
Ductility, 7.13
Bremsstrahlung, 2.25, 2.26
from beta particles, 2.41, 2.42, 10.17
Kinematic viscosity, 6.115
Technical specifications, 11.180, 11.181
CANDU reactor, 1.89, 7.146, 7.147, 8.240, 12.35—
12.45
specifications, design, 12.37
Pellet-cladding interaction (PCI), 7.124
Klein-Nishina formula, 2.56
Clinch River Breeder Reactor, 12.47
Material buckling, 3.60
Materials, creep, 7.19—7.21
defects, 7.64
fatigue failure, 7.15—7.18
mechanical properties, 7.5—7.21
stress and strain relationships, 7.5—7.9

宏观截面(续)
混合物的
补偿电离室
补偿控制
初步安全分析报告
寿命(见“中子寿命”)
麦克斯韦-玻耳兹曼(或麦氏)分布
的偏离
韧性与脆性行为
韧性
韧致辐射
β粒子产生的
运动粘度
技术规范
坎杜型反应堆
技术指标, 设计
芯块-包壳相互作用(PCI)
克莱因-仁科公式
克林奇河增殖反应堆
材料曲率
材料, 蠕变
缺陷
疲劳破坏
力学性质
应力-应变关系

材料 (续)	Matirial (Continued)
拉应力	tensile stress, 7.5
极限抗拉强度	ultimate tensile strength, 7.8
材料试验反应堆 (MTR)	Materials Testing Reactor (MTR), 1.78, 1.79
杨氏模量, 弹性的	Young's modulus, of elasticity, 7.7, 7.33, Table A.6
连续慢化	Continuous slowing down, 3.139—3.146
时间常数, 燃料-慢化剂	Time constant, fuel-moderator, 5.133, 5.134
每一原子的位移率 (dpa)	Displacements per atom (dpa), 7.56
氚	Tritium, 9.97
探测	detection, 9.179
排放	discharge, 9.112
处置	disposal, 9.117, 9.118, 9.130, 9.132
氙中毒	Xenon poisoning, 5.56, 5.57, 5.62—5.80
反应堆运行期间	during reactor operation, 5.62—5.68
停堆后	after shutdown, 5.69—5.75
空间振荡	spatial oscillations, 5.76—5.80
伯格利因子	Berger buildup factor, 10.59
伯努利方程	Bernoulli equation, 6.165
低人口密度区	Low-population zone, 11.111
位错	Dislocation, 7.64, 7.118
环	loop, 7.64
位移能量	Displacement energy, 7.50
峰	spike, 7.60
希沃特, 单位	Sievert, unit, 9.40
希沃特 (正割) 积分	Sievert's (secant) integral, 10.64
层流	Laminar flow, 6.92, 6.93
压降	pressure drop, 6.140, 6.141

尾料含量 (亦见“铀同位素浓集”)

阻止本领, 相对的

阿伏加德罗数

努赛尔数

变性燃料

变异, 辐射

放射性

裂变产物的

停堆后

单位

放射性同位素

放射性核素

放射性衰变

常数

平衡

长期的

瞬态的

半衰期

核素

废物, 高水平的

隔离

长期处置方案

后处理产生的

Tails assay, 8.55—8.58, see also Uranium isotope enrichment

Stopping power, relative, 2.36

Avogadro number, 1.19

Nusselt number, 6.100

八 画

Denatured fuels, 8.233—8.236

Mutations, radiation, 9.83

Radioactivity, 1.32—1.37, 2.2—2.26

of fission products, 2.209

after shutdown, 2.210—2.212

units, 2.15—2.19

Radioisotopes, 2.2, 2.3

Radionuclides, 2.2—2.6

Radioactive decay, 2.4—2.9

constant, 2.4

equilibrium, 2.10—2.14

secular, 2.13

transient, 2.12

half-life, 2.6—2.9

nuclides, 2.2

wastes, high level, 8.145—8.171

isolation, 8.162—8.163

long-range disposal concepts, 8.166—8.171

from reprocessing, 8.145—8.148, 8.153, 8.161

放射性废物 (续)

固化

乏燃料

低水平的

沸水堆

气体废物

液体废物

固体废物

燃料后处理厂

压水堆

气体废物

液体废物

固体废物

氟的处置

反应堆放射性废物系统

废热 (见“热排放”)

单速中子处理

临界方程

倍增系统

非倍增系统

单位栅元

单位, 转换

波特图

泡核沸腾

泊, 粘度单位

泊肃叶方程

泊桑比

Radioactive wastes (Continued)

solidification, 8.149—8.152

spent fuel, 8.158—8.161

low level, 9.66—9.68, 9.95—9.133

BWRs, 9.119—9.129

gaseous wastes, 9.125—9.128

liquid wastes, 9.120—9.124

solid wastes, 9.129

fuel reprocessing plant, 9.130—9.133

PWRs, 9.102—9.118

gaseous wastes, 9.111—9.115

liquid wastes, 9.120—9.124

solid wastes, 9.116

tritium disposal, 9.117, 9.118

reactor radwaste systems, 9.98—9.101

Waste heat, see Thermal discharge

One-speed neutron treatment, 3.5—3.63

critical equation, 3.58—3.63

multiplying systems, 3.42—3.63

nonmultiplying systems, 3.21—3.41

Unit cell, 4.42

Units, conversion, Table A.1

Bode diagram, 5.146, 5.147

Nucleate boiling, 6.121

Poise, viscosity unit, 6.93

Poiseuille equation, 6.141, 6.161

Poisson's ratio, 7.31, Table A.6

- 注量
 实验室系
 实验反应堆
 空气, 放射性核素的最大允许浓度
 监测
 空洞系数
 钠冷快中子反应堆内的
 空位
 环
 沸腾危机
 流动
 传热 (亦见“传热”)
 系数
 沸水堆内的
 池内的
 类型
 沸水反应堆 (BWR)
 内的沸腾
 安全壳
 控制系统
 冷却剂再循环
 内的干涸
 燃料装载
 热通道因子
 技术指标, 设计的
- Fluence, 4.71, 7.53, 7.56, 7.57
 Laboratory system, 3.68
 Experimental reactors, 1.76—1.82
 Air, MPC of radionuclides, 9.58—9.62
 monitoring of, 9.165, 9.166, 9.181
 Void coefficient, 5.109
 in sodium-cooled fast reactors, 12.69
 Vacancy, 7.62
 loop, 7.64
 Boiling crisis, 6.129—6.132
 flow, 6.125
 heat transfer, 6.120—6.139, see also Heat transfer
 coefficients, 6.136—6.139
 in BWRs, 6.139
 pool, 6.120
 types of, 6.121—6.124
 Boiling-water reactor (BWR), 1.85, 1.99—1.103,
 12.19—12.34
 boiling in, 6.125
 containment, 11.46—11.50
 control system, 5.209—5.218, 12.28, 12.32
 coolant recirculation, 12.26, 12.27
 dryout in, 6.132, 6.135
 fuel loading, 8.187, 8.188
 hot-channel factors, 6.219—6.223
 specifications, design, 12.19

剂量计

数字式

胶片佩章

袖珍

辐射光致发光

热释光

剂量负担

当量

率和放射源强度

环状流

环境辐射监测

环境报告

势散射

拉普拉斯变换

和传递函数

拉普拉斯算符

拉德

松弛长度

范宁方程

事故分析 (见“安全分析”)

事件树分析

直流式凝汽器冷却

转换区, 快中子反应堆 (亦见“快中子增殖堆”)

转换比

Dosimeter, 9.135—9.154

digital, 9.154

film badge, 9.137—9.142

pocket, 9.151—9.153

radiophotoluminescent, 9.147—9.150

thermoluminescent, 9.143—9.146

Dose commitment, 9.37, 9.39

equivalent, 9.40

rate and radioactive source strength, 9.30—9.33

Annular flow, 6.151

Environmental radiation monitoring, 9.181

Environmental Report, 11.55, 11.164—11.167, 11.170,

11.175, 11.178

Potential scattering, 2.95

Laplace transforms, 5.130—5.132

and transfer functions, 5.135

Laplacian operator, 3.10

Rad, 9.25—9.27

Relaxation length, 10.84, 10.85

Fanning equation, 6.142

Accident analysis, see Safety analysis

Event-tree analysis, 11.134—11.139

Once-through condenser cooling, 9.197, 9.199

Blanket, fast reactor, 1.64, 8.203—8.214, 10.26,

12.49, see also Fast breeder reactors

Conversion ratio, 8.194—8.202

Heterogeneous systems, core analysis, 4.41—4.45
 resonance absorption, 3.107—3.113
 Inelastic scattering, 1.38, 2.88—2.93, 2.162—2.164,
see also Scattering
 Non-Newtonian fluids, 6.93
 “Kidney” charcoal absorber, 9.115
 Pasquill categories, 11.116
 Period, reactor, 5.18, 5.25, 5.36—5.44, 5.48—5.50
 and inhour unit, 5.48—5.50
 initial, 5.30, 5.31
 meter, 5.259
 at prompt critical, 5.52, 5.53
 range, 5.279, 5.280
 and reactivity, negative, 5.42—5.44
 positive, 5.36—5.41
 stable 5.18
 in startup, 5.287
 transient, 5.18
 Fissile nuclide, 1.46
 Dittus-Boelter correlation, 6.101
 Swelling, radiation induced, 7.72-7.77
 in stainless steel, 7.72, 7.104
 Fish, radioactivity in, 9.72, 9.73
 Thorium, 1.10, 8.23—8.25
 fuel materials, 8.102—8.110
 dioxide, 8.108

非均匀系统, 堆芯分析
 共振吸收
 非弹性散射 (亦见“散射”)
 非牛顿流体
 “肾脏”式活性炭吸收器
 帕斯基尔分类
 周期, 反应堆
 和倒时单位
 初始 (的)
 计
 瞬发临界下的
 量程
 和反应性, 负的
 正的
 稳定 (的)
 启动中的
 瞬变 (的)
 易裂变核素
 迪图斯-波尔特关系式
 肿胀, 辐照引起的
 不锈钢内的
 鱼中的放射性
 钍
 燃料材料
 氧化物

Thorium (Continued)

metal and alloys, 8.103—8.107

utilization, 8.225—8.229

Samarium poisoning, 5.81—5.83

Center-of-mass system, 3.68

Mass attenuation coefficient, 2.66

defect, 1.22

energy absorption coefficient, 9.29

number, 1.14

velocity, 6.98

Quality assurance, 11.10—11.12

in boiling, 6.130

factor, 9.40, 9.42—9.44

Proton, 1.12

mass, 1.19

Knock-on atoms, 7.50—7.52

Track length, 2.118

Saturation activity, 2.122

Saturated blowdown, in LOCA, 11.85

Construction permit, see Licensing

Curie unit, 2.15

Yield strength, 7.7, 7.24, 表A.6

Dispersion type fuels, 8.94

Reference (or Standard) Safety Analysis Report, 11.164, 11.177

Line source, radiation attenuation from, 10.64, 10.65

钍 (续)

金属和合金

利用

钷中毒

质心系

质量衰减系数

亏损

能量吸收系数

数

流速

质量保证

(含汽量) 沸腾中

(品质) 因数

质子

质量

受击原子

径迹长度

饱和活度

饱和和喷射, 失水事故中

建造许可证 (见“审批”)

居里单位

屈服强度

弥散型燃料

参考 (或标准) 安全分析报告

线源, 产生的辐射衰减

- 线衰减系数
 能量吸收系数
 外推距离
 释热率
 审批与管理, 核电厂
 建设许可证
 环境报告
 运行许可证
 安全分析报告
 技术规范
 经济性 (见“核能成本”)
 亲骨同位素
 总的传热系数
 活化, 中子
 用于测定截面
 活度 (亦见“放射性”)
 玻耳兹曼方程 (亦见“输运方程”)
 胡克定律
 指数实验
 积分函数
 点核
 带反射层的反应堆
 故障树分析
 相干散射
 Linear attenuation coefficient, 2.61
 energy-absorption coefficient, 9.28
 extrapolation distance, 3.18—3.20
 heat rate, 6.68
 Licensing and regulation, nuclear power plants, 11.162—11.182
 construction permit, 11.164—11.177
 Environmental Report, 11.170
 operating license, 11.178, 11.179
 Safety Analysis Report, 11.168, 11.169
 technical specifications, 11.180, 11.181
 Economics, *see* Nuclear energy costs
 Bone-seeking isotopes, 9.16
 Overall coefficient of heat transfer, 6.55
 Activation, neutron, 2.80, 7.79—7.82, 7.144
 for cross section determination, 2.119—2.122
 Activity, 2.15—2.18, *see also* Radioactivity
 Boltzmann equation, 3.2, *see also* Transport equation
 Hooke's law, 7.7
 Exponential experiment, 3.164, 3.165
 integral function, 10.68
 point kernel, 10.52—10.55
 Reflected reactors, 3.147—3.149
 Fault-tree analysis, 11.126—11.133
 Coherent scattering, 2.160

九 画

- 相角, 传递函数中的
 相对论质量
 勃拉修斯方程
 厘泊
 厚度密度
 面积密度
 轻水增殖堆 (LWBR)
- 轻水反应堆 (LWR) (亦见“沸水反应堆”;
 “压水反应堆”)
 哈斯特合金
 点源, 产生的中子扩散
 产生的辐射衰减 (亦见“屏蔽”)
- 点堆模型
 临界条件
 测量
 临界装置
 方程
- 连续慢化模型的
 四因子公式
 单群 (的)
 双群 (的)
 热流密度
 计算, 各种工况下
 功率比
- Phase angle, in transfer function, 5.136—5.138, 5.152
 Relativistic mass, 1.24
 Blasius equation, 6.142
 Centipoise, 6.93
 Thickness density, 2.38
 Areal density, 2.38
 Light-water breeder reactor (LWBR), 8.229, 12.93—
 12.96
 Light-water reactor (LWR), 12.1, *see also*
 Boiling-water reactor; Pressurized-water reactor
 Hastelloy, 7.113, 12.100
 Point source, neutron diffusion from, 3.23—3.29
 radiation attenuation from, 10.46—10.55, *see*
also Shield
 Point reactor model, 5.7
 Criticality condition, 3.42—3.45, 3.62, 4.53, 4.59
 measurements, 3.161—3.168
 Critical assembly, 3.168
 equation, 3.58—3.63, 3.133—3.160
 for continuous slowing down, 3.139—3.146
 four factor formula, 3.150—3.160
 one-group, 3.58—3.63
 two-group, 3.133—3.138
 heat flux, 6.129, 6.205—6.209, 11.57, 11.101
 prediction of conditions, 6.133—6.135
 power ratio, 6.209

- 临界 (续)
- 质量
- 功率比, 沸水堆内
- 尺寸
- 钠, 反应堆冷却剂
- 中的氧
- 反应性系数
- 钢, 低合金碳 (亦见“不锈钢”)
- 的辐照效应
- 钚
- 快中子增殖反应堆中
- 燃料材料
- 金属
- 职业性照射限值
- 危害的防护
- 再循环
- 利用
- 钚-239裂变
- 产生的缓发中子
- 产生的中子
- 生成
- 矩法, 用于屏蔽分析
- 氢脆化
- 气, 失水事故中
- Critical (Continued)
- mass, 1.56, 1.57
- power ratio, in BWRs, 6.223
- size, 3.62
- Sodium, reactor coolant, 1.60, 1.110—1.112, 12.48, 12.62, 12.69, 12.70
- oxygen in, 7.94
- reactivity coefficient, 5.122—5.124
- Steel, low-alloy carbon, 7.111, 7.112, see also Stainless steel radiation effects in, 7.66—7.77, 7.112
- Plutonium, 1.41, 1.45, 1.109, 8.26, 8.96—8.101, 8.215—8.224, 9.22
- in fast breeder reactors, 12.49, 12.68, 12.69
- fuel materials, 8.96—8.101, 9.22
- metal, 8.26
- occupational exposure limits, 9.53
- protection against hazards, 9.22, 9.23
- recycle, 8.215—8.224
- utilization, 8.215—8.224
- Plutonium-239 fission, 2.175
- delayed neutrons from, 2.190
- neutrons formed by, 2.184
- formation, 1.41, 8.118, 8.125, 8.198
- Moments method, for shield analysis, 10.88
- Hydrogen embrittlement, 7.91
- gas in LOCA, 11.51, 11.52

- 氢 (续)
- 散射
 - 屏蔽材料内
 - 重元素, 化学
 - 同位素, 积累
 - 重水
 - 慢化的反应堆
 - 蒸汽产生
 - 复合器, 催化的
 - 复合核
 - 束缚态
 - 激发态
 - 裂变过程中的
 - 虚态
 - 保健物理学
 - 俘获 γ 射线
 - 的能量
 - 辐射
 - 俄歇电子
 - 独居石
 - 侵蚀
 - 脉冲室
 - 屏蔽
 - 分析
 - 生物 (的)
 - 中的硼
- Hydrogen (Continued)
- scattering by, 3.84
 - in shield materials, 10.39—10.44
 - Heavy elements, chemistry, 8.135—8.137
 - isotopes, buildup, 8.125—8.127
 - Heavy water, 7.146—7.153
 - moderated reactors, 1.75—1.77, 1.89, 7.146, 7.147, 8.240, 12.35—12.45, 12.105—12.107
 - steam-generating, 12.105—12.107
 - Recombiner; catalytic, 9.112, 9.127
 - Compound nucleus, 1.40, 2.77—2.79
 - bound state, 2.78
 - excited state, 1.40, 2.77, 2.78, 2.171
 - in fission, 2.171, 2.173
 - virtual state, 2.78
 - Health physics, 9.3—9.7
 - Capture gamma rays, 1.40, 2.80, 10.104—10.108
 - energy of, 10.16, 10.76
 - radiative, 1.40, 2.80—2.82
 - Auger electron, 2.52
 - Monazite, 8.23
 - Erosion, 7.87, 7.88
 - Pulse chambers, 5.261—5.263
 - Shield (or Shielding), 9.19, 10.1—10.131
 - analysis, 10.86—10.121
 - biological, 10.21
 - boron in, 10.33

屏蔽(续)

设计

孔道

快中子慢化

γ 射线衰减

释热

由 γ 射线产生

由中子产生

材料

含硼的

重的

含氢的

中子穿透

辐射衰减

积累因子

指数型点核

点核技术

松弛长度

分出截面, 中子

体积源的

中的辐射

中的慢中子俘获

热(的)

中的释热

空腔

费米年龄

定义

Shield (or Shielding) (Continued)

design, 9.19, 10.1—10.45

ducts, 10.109—10.113

fast neutron slowing down, 10.27—10.29

gamma ray attenuation, 10.35, 10.37, 10.38

heat generation, 6.28, 6.43, 6.44, 10.122—10.131

by gamma rays, 10.125—10.127

by neutrons, 10.128—10.131

materials, 10.36—10.45

boron containing, 10.45

heavy, 10.37, 10.38

hydrogenous, 10.39—10.44

neutron streaming, 10.32

radiation attenuation, 10.46—10.85

buildup factors, 9.33, 10.56—10.61

exponential point kernel, 10.52—10.55

point kernel technique, 10.46—10.49

relaxation length, 10.84, 10.85

removal cross sections, neutron, 10.77—10.85

from volume source, 10.70—10.73

radiations, in 10.13—10.24

slow neutron capture in, 10.30—10.34

thermal, 10.21—10.24

heat generation in, 6.73—6.75

voids, 10.114

Fermi age, 3.117—3.132

definition, 3.121

费米年龄 (续)

物理量

和慢化长度

慢化模型

结合能

和裂变

核子

结构材料

一般性要求

合金碳钢

不锈钢

十

浆液内树脂法

衰减 (亦见“屏蔽”; “辐射衰减”)

系数, 线性

屏蔽

衰变, 放射性

高斯圆柱分布

高温气冷度反应堆 (HTGR)

燃料

燃料

一般描述

安全特点

疲劳破坏

离散坐标 (S_y) 法

Fermi age (Continued)

physical significance, 3.125—3.128

and slowing down length, 3.130

slowing-down model, 3.117—3.122

binding energy, 1.22—1.27

and fission, 2.175, 2.176

neutron, 1.26, 1.27

Structural materials, 7.95—7.112

general requirements, 7.95—7.99

low-alloy carbon steels, 7.111, 7.112

stainless steels, 7.100—7.110

Resin-in-pulp method, 8.15

Attenuation, see also Shield; Radiation attenuation

coefficient, linear, 2.64

mass, 2.68

Decay, radioactive, 2.4—2.9

Gaussian plume distribution, 11.115

High-temperature gas-cooled reactor (HTGR), 1.104—

1.108, 6.109, 12.81—12.89

burnup, 8.178, 8.179

fuel, 8.109, 8.110

general description, 12.83—12.86

safety features, 12.87—12.89

Refuge failure, 7.113—7.118, 7.74

Discrete ordinates (S_y) method, 4.102—4.104

- 屏蔽分析中
 离人口中心距离
 离子室
 补偿(式)
 直流(式)
 积分(式)
 监测用
 中子探测用
 袖珍(式)
 脉冲型
 -交换去离子器
 -对
 烟柱扩散
 产生的剂量
 涡团传导率和传热
 扩散率和传热
 粘度
 海底生物
 浮游生物
 流线型流
 烧毁(沸腾)(亦见“沸腾传热”、
 “偏离泡核沸腾”)
 容量因子
 诺德亥姆-福克斯处理
 袖珍电离室剂量仪
 泰勒积累因子
- in shield analysis, 10.87
 Population center distance, 11.112
 Ion chambers, 5.247—5.264
 compensated, 5.254
 direct current, 5.249—5.260
 integrating, 5.247—5.260
 for monitoring, 9.170
 for neutron detection, 5.251—5.254, 5.261—5.264
 pocket, 9.151—9.153
 pulse-type, 5.261—5.264
 -exchange demineralizer, 9.103
 -pair, 2.27, 5.236—5.246
 Plumes, dispersion of, 11.115—11.121
 dose from, 11.122—11.125
 Eddy conductivity and heat transfer, 6.111—6.117
 diffusivity and heat transfer, 6.112
 viscosity, 6.111
 Benthos, 9.190, 9.194
 Plankton, 9.190
 Streamline flow, 6.92
 Burnout (boiling), 6.123, see also Boiling heat
 transfer; Departure from nucleate boiling
 Capacity factor, 8.256
 Nordheim-Fuchs treatment, 5.165—5.170
 Pocket ionization chamber dosimeters, 9.151—9.153
 Taylor buildup factor, 10.69

启动仪表量程
 盐化剂
 热通道因子
 工程(的)
 焓升(的)
 快堆(的)
 热流密度峰值
 核(的)
 统计组合(的)
 热传导(见“传导”)
 源分布
 堆芯内
 热解碳
 热路概念
 导率
 工设计的约束条件, 堆芯的
 对沸水堆
 对压水堆
 中子扩散长度
 扩散率
 排放
 和水生态系统
 和凝汽器冷却
 监测
 法规
 处理

Startup instrumentation range, 5.279—5.284
 Salting agent, 8.133
 Hot-channel factors, 6.189—6.204
 engineering, 6.193—6.196
 enthalpy rise, 6.203, 6.204
 fast reactors, 6.224
 heat flux peaking, 6.200—6.202
 nuclear, 6.192
 statistical combination, 6.197—6.199
 Heat conduction, see Conduction
 source distribution, 6.6, 6.14—6.17
 in core, 6.30—6.33
 Pyrolytic carbon, 7.140
 Thermal circuit concept, 6.49, 6.59
 conductivity, 6.46, Table A.5, Table A.6
 core design constraints, 6.186—6.224
 for BWRs, 6.219—6.223
 for PWRs, 6.205—6.218
 diffusion length, 3.36—3.41
 diffusivity, 6.79; 6.112
 discharge, 9.1, 9.182—9.216
 and aquatic ecosystem, 9.189—9.195
 and condenser cooling, 9.182—9.188
 monitoring, 9.212—9.216
 regulation, 9.196—9.198
 treatment, 9.199—9.211

热 (续)

效率, 电厂的

工-水力计算, 在反应堆安全分析中

工-水力设计

热源分布

功率密度

燃料通道内的功率分布

中子

截面

中子反应堆

阻

屏蔽

峰

应力

传输 (亦见“传热”)

利用

核毒物影响

热化

热力学效率

输送功率, 冷却剂系统的

核结合能

能成本

Thermal (Continued)

efficiency of power plants, 1.93, 1.94, 9.183, 9.184

-hydraulic calculations in reactor safety analysis, 11.98-11.108

-hydraulic design, 6.1-6.24

heat source distribution, 6.6, 6.14-6.17, 6.25-6.44

power densities, 6.10, 6.11

power distribution in fuel channel, 6.34-6.36

neutron, 1.39, 2.97-2.104, 2.131-2.135

cross sections, 2.167, 2.168, Table A.2, Table A.3

reactors, 1.68, 1.91-1.108, 12.3-12.45, 12.79-12.89, 12.93-12.108

resistance, 6.49

shield, 10.21-10.24, 10.122, 10.123

spike, 7.61

stress, 7.29-7.46

transport, 6.12, 6.13, see also Heat transfer utilization, 3.156

poison effect, 5.59

Thermalization, 3.36

Thermodynamic efficiency, 1.93

Pumping power in coolant systems, 6.165-6.168

Nuclear binding energy, 1.22-1.27 energy costs, 8.234-8.256

Nuclear energy costs (Continued)

- 核能成本 (续)
- 投资成本
 - 燃料成本
 - 发电成本
 - 运行与维修成本
- 裂变 (见“裂变”)
- 力
- 燃料 (见“燃料”)
- 材料安全保障
- 动力运行产生的剂量
- 反应堆 (见“反应堆”)
- 稳定性
- 蒸汽供应系统 (NSSS)
- 废物管理 (见“放射性废物”)
- 核子
- 核
 - 激发态
 - 基态
 - 反冲
 - 靶
 - 核素
 - 核毒物, 中子 (亦见“核中毒”)
 - 可燃的
 - 控制
 - 和反应性
 - 核中毒, 裂变产物
 - 由钷引起的
- capital costs, 8.244—8.250
- fuel costs, 8.252—8.254
- generation costs, 8.255, 8.256
- operating and maintenance costs, 8.251
- fission, see Fission
- forces, 1.31
- fuel, see Fuel
- materials safeguards, 8.257—8.260
- power operations, dosage from, 9.90, 9.91
- reactors, see Reactors
- stability, 1.28
- steam supply system (NSSS), 1.92
- waste management, see Radioactive wastes
- Nucleon, 1.14
- Nucleus, 1.12—1.15
 - excited state, 1.37, 2.20, 2.23, 2.24
 - ground state, 1.37, 2.20
 - recoil, 2.71
 - target, 2.71
- Nuclide, 1.15
- Poison, neutron, 1.62, see also Poisoning
- burnable, 5.197, 5.198, 5.202, 5.212, 12.12
- control by, 5.174—5.177
- and reactivity, 5.56—5.61
- Poisoning, fission products, 5.56—5.61, 5.84—5.88
- by samarium, 5.81—5.83

由氙引起的
核扩散危险与核资源利用

变性燃料

一般方法

不进行后处理方法

后处理改进

速度头损失

原子位移

质量单位

序数

量

紧急停堆 (亦见“反应堆事故停堆”)

恩里科·费米反应堆

爱因斯坦方程

氦脆化

冷反应堆 (亦见“高温气冷反应堆”)

氧活化

控制, 钠系统中

氧化挥发

铀, 碳化物

二氧化物

燃料材料

六氟化物

气体扩散法中

by xenon, 5.62—5.80

Proliferation risk and resource utilization, 8.230—8.242

denatured fuels, 8.233—8.236

general approaches, 8.230—8.232

nonprocessing approaches, 8.240—8.242

reprocessing modifications, 8.237—8.239

Velocity head losses, 6.145—6.149

Atomic displacements, 7.50—7.59

mass unit, 1.19

number, 1.13, 1.16

weight, 1.18

Scram, 5.206, see also Reactor trip

Enrico Fermi Reactor, 1.81

Einstein equation, 1.24

Helium embrittlement, 7.78

-cooled reactors, see High temperature gas-cooled reactors

Oxygen activation, 10.19

control in sodium systems, 7.94

Voloxidation, 9.131

Uranium carbide, 8.89—8.92

dioxide, 8.81—8.88

fuel materials, 8.16—8.22, 8.67, 8.95

hexafluoride, 8.18, 8.30

in gaseous diffusion, 8.31—8.35

铀 (续)

同位素浓缩

离心法

气体扩散法

激光法

分离因子

分离功

单位

尾料含量

同位素成分

金属与合金

冶炼

氮化物

矿

铀-233裂变

产生的缓发中子

释放的中子

生成

铀-235裂变

产生的缓发中子

释放的中子

铍

铁, 用于屏蔽内

铅, 用于屏蔽内

特种核材料

积累因子

能量吸收的

Uranium (Continued)

isotope enrichment, 8.27—8.62

centrifuge method, 8.39—8.47, 8.59

gaseous diffusion, 8.28—8.38

laser method, 8.60—8.62

separation factor, 8.38

separative work, 8.48—8.54

unit, 8.51

tails assay, 8.55—8.58

isotopic composition, 1.20

metal and alloys, 8.67—8.84

milling, 8.14, 8.15

nitride, 8.95

ores, 8.7—8.13

Uranium-233 fission, 2.175

delayed neutrons from, 2.190

neutrons liberated by, 2.184

formation, 1.42, 8.102, 8.127, 8.194

Uranium-235 fission, 2.175

delayed neutrons from, 2.190

neutrons liberated by, 2.184

Beryllium, 6.9, 7.141—7.143

Iron, use in shields, 10.37

Lead, use in shield, 10.38

Special nuclear material, 8.257

Buildup factor, 2.69, 9.33, 10.56—10.61

in energy absorption, 10.126

Integrated neutron flux, 4.71, *see also* Fluence
 Integral experiments, 3.167, 3.168
 Transmission method for cross section determination,
 2.115, 2.116
 Inhour formula, 5.48—5.50
 Doubling time, 8.209—8.214
 compound, 8.211
 simple, 8.210
 Multiplication factor, 3.42—3.47
 effective, 3.44
 and fission product poisons, 5.58, 5.59
 and isothermal temperature coefficient, 5.94
 and reactor kinetics, 5.8
 infinite, 3.43
 and age-diffusion critical equation, 3.141—
 3.145
 four-factor formula, 3.152
 and one-group critical equation, 3.59—3.62
 and reactor kinetics, 5.7—5.10
 and two-group critical equation, 3.134—3.138
 Range of ionizing particles, 2.30, 2.34, 2.43, 2.200
 alpha particles, 2.34—2.38
 beta particles, 2.43—2.45
 fission fragments, 2.200
 Ray-tracing technique, 10.95, 10.110—10.112, 10.114
 Nil-ductility transition (NDT), 7.12—7.14, 7.66—7.70

积分中子通量 (亦见“注量”)

积分实验

透射法, 用于测定截面

倒时公式

倍增时间

复合 (的)

简单 (的)

倍增因子

有效的

和裂变产物核毒物

和等温温度系数

和反应堆动力学

无限的

和年龄-扩散临界方程

四因子公式

和单群临界方程

和反应堆动力学

和双群临界方程

射程, 致电离粒子的

α 粒子的

β 粒子的

裂变碎片的

射线追踪技术

脆性转变 (NDT)

Anticipated transients without scram (ATWS), 11.158
 Electroscope, 5.248
 Flux flattening, 6.37—6.40
 Energy absorption coefficient, linear, 9.28, 10.125
 mass, 9.29

十 — 画

Compton effect, 2.53—2.57
 Tornadoes, 11.76
 Geiger counter, 5.245, 9.155—9.161, 9.169
 region, 5.245
 Viscosity, absolute, 6.93
 kinematic, 6.115
 reactor coolants, Table A.5
 Particle counter, 5.261—5.267, 9.158—9.163
 Blackout, station, 11.15
 Fracture, materials, 7.10—7.14, 7.18
 brittle, 7.10
 ductile, 7.10
 nil-ductility transition (NDT), 7.12—7.14,
 7.66—7.70
 Enthalpy rise hot-channel factor, 6.203, 6.204
 Mixed-mean fluid temperature, 6.52
 Concrete, use in shield, 10.40—10.44
 heavy elements, 10.43
 Liquid-drop model, 2.169—2.174

预期瞬变下不能停堆
 验电器
 通量展平
 能量吸收系数, 线性的
 质量

康普顿效应
 旋风
 盖革计数器
 区
 粘度, 绝对的
 运动的
 反应堆冷却剂的
 粒子计数器
 断电, 电厂
 断裂, 材料
 脆性的
 韧性的
 脆性转变 (NDT)

焓升热通道因子
 混合-平均流体温度
 混凝土, 用于屏蔽
 重元素
 液滴模型

液 (续)

态金属快中子增殖堆 (LMFBR)

传热

球床反应堆

排污, 冷却塔

蒸汽发生器

失水事故中 (喷放)

堆 (亦见“反应堆振荡器”)

堆芯解体事故

堆芯熔化 (第9级) 事故

安全壳失效模式

堆芯熔化现象

健康效应

风险评估

控制

沸水堆的

快中子堆的

重水堆的

仪表 (亦见“仪表, 控制”)

材料

方法

正常运行中的

压水堆的

反应堆停堆

棒, 刻度

Liquid (Continued)

-metal fast breeder reactors (LMFBR), 1.110—
1.113, 12.48

heat transfer, 6.106—6.119

Pebble-bed reactor, 12.82, 12.83

Blowdown, cooling tower, 9.204, 9.205

steam generator, 9.108, 9.113

in LOCA, 11.84, 11.85

Pile, 1.73, see also Reactor oscillator, 5.231

Core disassembly accident, 12.75—12.78

Meltdown (Class 9) accidents, 11.140—11.161

containment failure modes, 11.145—11.149

core meltdown phenomena, 11.142—11.149

health effects, 11.159—11.161

risk assessment, 11.150—11.158

Control, 1.62, 5.171—5.293

of BWR, 5.209—5.216, 12.28—12.32

of fast reactor, 12.58, 12.59, 12.67—12.72

of heavy-water reactor, 12.41, 12.42

instrumentation, 5.232—5.284, see also Instru-
mentation, control

materials, 5.189—5.194

methods, 5.174—5.177

in normal operation, 5.292

of PWR, 5.200—5.208, 12.10—12.13

reactor shutdown, 5.293, 5.294

rods, calibration, 5.226

控制棒 (续)

效率 5.183—5.188

位置 5.186

遮蔽 5.185

价值计算 5.224—5.229

系统功能 5.195—5.199

量程 5.221—5.223

铝, 用作结构材料 7.98, 7.99

铊 5.192

铈 3.86, 3.87

基态, 核的 1.37

基尔霍夫定律 6.60

黄饼 8.15

停堆冷却 11.26—11.29

裂变产物活度 2.210—2.213

后的释热 2.213—2.219, 11.26

后的核中毒 (亦见“氙”) 5.69—5.75, *see also* Xenon poisoning after

偏离泡核沸腾工况的W-3关系式 6.134

偏离泡核沸腾 6.122, 6.129, 6.131, 6.133—6.135, 6.205—6.213

比 6.207, 6.216

徙动面积 3.130—3.132

长度 3.131

弹性散射 1.38, 3.67—3.77

弹性, 模量 (见“杨氏模量”) *see* Young's modulus

绿盐 (UF₄) 8.17

- 普朗克方程
 普朗特数
 普雷克斯流程
 湿井, 沸水堆的安全壳内
 湮没辐射
 温度, 沿冷却剂通道的
 反应性系数
 系数
 快中子反应堆的
 燃料(瞬发)的
 慢化剂(缓发)的
 热中子反应堆的
 零功率
 湍流
 降压
 游泳池反应堆
 游行动物
 超凤凰反应堆
 斯蒂芬-玻耳兹曼定律
 散射, 康普顿
 中子
 弹性的
 屏蔽内
 能量变化
- Planck's equation, 2.21
 Prandtl number, 6.100, Table A.5
 Purex process, 8.138—8.142, 8.232, 8.237, 8.238
 Wetwell, in BWR containment, 11.46
 Annihilation radiation, 2.46
 Temperature along coolant channel, 6.172—6.183
 reactivity effect, 5.89—5.124
 coefficient, 5.90
 fast reactors, 5.115—5.124
 fuel (prompt), 5.98, 5.99
 moderator (delayed), 5.100—5.109
 thermal reactors, 5.110—5.114
 zero-power, 5.93
 Turbulent flow, 6.95—6.97
 pressure drop, 6.142—6.144
 Swimming pool reactor, 1.79
 Nekton, 9.190
 SuperPhenix reactor, 12.46, 12.78
 Stefan-Boltzmann law, 6.60
 Scattering, Compton, 2.53—2.57
 neutron, 1.38, 2.88—2.96
 elastic, 2.94—2.96
 in shield, 10.28
 energy change in, 3.75—3.85

散射, 中子 (续)
 非弹性的
 屏蔽内
 共振
 落棒法
 落锤试验
 裂变
 室
 临界能
 截面
 能
 碎片 (亦见“裂变产物”)
 能量群
 质量群
 射程
 γ 射线
 能谱
 液滴模型
 产物 (亦见“裂变碎片”)
 停堆后放射性
 停堆后释热
 核中毒
 产额
 率和反应堆功率

Scattering, neutron (Continued)

inelastic, 2.88—2.93

in shield, 10.27, 10.28

resonance, 2.95

Rod-drop method, 5.228

Charpy test, 7.12

Fission .44—1.55, 2.169—2.176

chamber, 5.263

critical energy, 2.172—2.175

cross sections, 2.177—2.179

energy, 1.50—1.55, 6.25—6.29

fragments, 1.44, 2.196—2.202, see also Fission

products

energy groups, 2.198

mass groups, 2.197

range, 2.199, 2.200, 6.25

gamma rays, 2.194, 2.195, 2.202, 6.26

energy spectrum, 2.195

liquid-drop model, 2.169—2.176

products, 1.49, 2.196—2.209, see also Fission

fragments

activity after shutdown, 2.210—2.212

heat generation after shutdown, 2.210—2.212

poisoning, 5.56—5.88

yields, 2.196, 2.197

rate and reactor power, 2.180—2.182

Maximum permissible concentration (MPC), 9.58—9.62
 Ultimate heat sink, 11.27
 Quantum theory, 2.20
 Uraninite, 8.8
 Ejector gases, 9.113, 9.125—9.127
 in BWR, 9.125—9.127
 Jet pump, BWR, 1.103, 12.26
 Amplitude factor, in transfer function, 5.138
 Black body, 6.60
 Fick's law of diffusion, 3.9
 Chain reaction, *see* Fission chain
 Zircaloy, 7.115, *see also* Zirconium and alloys
 behavior in LOCA, 11.94, 11.95
 embrittlement, 11.94
 Zirconium and alloys, 7.114—7.130
 clad failure, 7.124
 corrosion, 7.121, 7.122
 fabrication, 7.119, 7.120
 properties, 7.116—7.118
 reaction with steam, 7.125—7.130, 11.95, 11.97
 hydride, 7.154, 7.155
 Actinide elements, 8.135
 Residual-heat removal system, 11.27, 11.28
 Equivalence, mass and energy, 1.23
 Equivalent diameter, 6.98, 6.99
 Isothermal temperature coefficient, 5.93

最大容许浓度 (MPC)
 最终热阱
 量子理论
 晶质铀矿
 喷射器气体
 沸水反应堆中
 喷射泵, 沸水反应堆
 幅度因子, 传递函数中
 黑体
 麦克扩散定律
 链式反应 (见“裂变链”)
 锆铪合金 (亦见“锆及其合金”)
 在失水事故中的行为
 脆化
 锆及其合金
 包壳破损
 腐蚀
 制造
 性质
 与蒸汽的反应
 氢化物
 锕系元素
 剩余发热载出系统
 等价, 质量和能量
 等效直径
 等温温度系数

傅里叶方程
隔离区
隔离区
缓发中子
特性
母核
和反应堆动力学

数密度
溶胶-凝胶法
塞维克斯流程
塞伦格特-戈泽耳近似
靶恩
蓄水箱(安全)注射系统
蒙特卡罗法
蒸汽堵塞
爆炸
发生器
蒸汽喷注空气喷射器(亦见“喷射器气体”)
感生放射性
碘, 排放物中的
碘-131, 形成的剂量
硼酸用于化学补偿
硼控制材料

Fourier equation, 6.46, 6.47
Exclusion area, 11.110
Isolation zone, 11.184
Delayed neutrons, 2.183, 2.190—2.193
characteristics, 2.190
precursors, 2.191—2.193
and reactor kinetics, 5.20—5.35

十 三 画

Number density, 2.112
Sol-gel process, 8.110
Civex process, 8.238
Selengut-Coertzel approximation, 4.32
Barn, 2.109
Accumulator injection system, 11.33
Monte Carlo method, 4.105, 4.106, 10.87
Steam binding, 11.89
explosion, 11.143, 11.144, 11.147
generators, 12.14—12.18, 12.64
Steam-jet air ejector, 9.113, 9.114, *see also* Ejector
gases
Induced radioactivity, 7.79—7.82
Iodine in effluents, 9.67
Iodine-131, dose from, 9.38
Boric acid as chemical shim, 5.202, 11.61
Boron control material, 5.193

- 计数器
 屏蔽内的
 热电堆
 雷诺相似数
 雷姆
 零功率温度系数
 辐射率
 辐射俘获
 辐射(亦见“ α ”、“ β ”、“ γ ”等)
 生物效应
 损伤(见“辐射效应,材料内”)
 分解,水的
 剂量,来自大气扩散
 甲状腺
 全身
 负担
 内部源的
 单位
 效应,材料内
 原子位移
 燃料的
 二氧化铀
 金属铀
 石墨的
 计数器, 5.267
 在屏蔽内, 10.45
 热电堆, 5.272
 雷诺相似数, 6.109
 雷姆, 9.40
 零功率温度系数, 5.93
 发射率, 6.60, 6.61
 辐射俘获, 1.40, 2.80—2.82
 辐射, 2.27—2.32, *see also* Alpha, Beta, Gamma, etc.
 生物效应, 9.7—9.23, 9.74—9.94
 损伤, *see* Radiation effects in materials
 水的分解, 7.148—7.153
 剂量, 来自大气扩散, 11.115—11.125
 甲状腺, 11.124, 11.125
 全身, 11.122, 11.123
 负担, 9.37, 9.39
 内部源的, 9.34—9.39
 单位, 9.24—9.27, 9.40—9.45
 效应, 材料内, 7.47—7.77
 原子位移, 7.50—7.59
 燃料的, 8.63, 8.64
 二氧化铀, 8.85—8.87
 金属铀, 8.75—8.78
 石墨的, 7.137—7.139

辐射效应 (续)

- 机制
 - 肿胀
 - 危害
 - 的防护
 - 传热
 - 强度
 - 监测
 - 区域仪表
 - 冷却剂和排放物仪表
 - 环境辐射
 - 一般仪表
 - 人员仪表
 - 便携式测量仪表
 - 防护标准
 - “ALARA”放射性水平
 - 照射途径
 - 一般居民照射量
 - 空气和水中的最大容许浓度
 - 职业性照射量
 - 屏蔽 (见“屏蔽”)
 - 源, 外部的
 - 内部的
 - 单位
 - 贝可勒尔
 - 居里
- Radiation effects (Continued)
- mechanisms, 7.60—7.64
 - swelling, 7.72—7.77, 7.103, 7.104
 - hazards, 9.3—9.18
 - protection from, 9.19—9.23
 - heat transfer, 6.60—6.63
 - intensity, 9.27
 - monitoring, 9.5, 9.134—9.181
 - area instruments, 9.164—9.166
 - coolant and effluent instruments, 9.175—9.180
 - environmental radiation, 9.161
 - general instruments, 9.157—9.163
 - personnel instruments, 9.135—9.156
 - portable survey instruments, 9.167—9.170
 - protection standards, 9.46—9.73
 - “ALARA” radioactivity levels, 9.63—9.68
 - exposure pathways, 9.69—9.73
 - general population exposure, 9.54—9.57
 - MPCs in air and water, 9.58—9.62
 - occupational exposure, 9.48—9.53
 - shielding, see Shield
 - sources, external, 9.13
 - internal, 9.13—9.18
 - units, 2.15—2.18, 9.24—9.27
 - becquerel, 2.15
 - curie, 2.15

戈瑞 9.25
 拉德 9.25
 雷姆 9.40
 伦琴 9.24
 希沃特 9.40
 辐射的遗传效应 9.83—9.89
 辐射的躯体效应 9.77—9.82
 缓发的 9.80—9.82
 早期的 9.78, 9.79
 输运方程 4.86—4.96
 截面 3.12
 照射量率, 辐射 9.27
 群常数计算 4.16—4.22
 扩散系数 4.21
 通量, 空间有关的 4.46—4.51

十四画

腐蚀 7.83—7.94
 电化学与化学的 7.83—7.86
 侵蚀与摩擦 7.87, 7.88
 氢脆 7.91
 晶间 7.85
 传质 7.92—7.94
 应力腐蚀断裂 7.89, 7.90
 错的 7.121—7.123
 慢化 (亦见“慢化, 中子”) 3.66, *see also* Slowing down

- 慢化剂
 释热
 材料
 铍
 石墨
 重水
 性质
 水
 氯化铍
 温度系数
 慢化, 中子
 有吸收时
 无吸收时
 密度
 弹性散射引起的
 长度
 熔盐增殖堆 (MSBR)
- Moderator, 1.58
 heat generation, 6.41, 6.42
 materials, 7.131—7.155
 beryllium, 7.141—7.143
 graphite, 7.132—7.140
 heavy water, 7.146—7.153
 properties of, Table A.4
 water, 7.144, 7.145
 zirconium hydride, 7.154, 7.155
 temperature coefficient, 5.92, 5.100—5.109
 Slowing down, neutron, 3.64—3.106
 with absorption, 3.96—3.106
 without absorption, 3.89—3.95
 density, 3.91
 by elastic scattering, 3.67—3.85
 length, 3.130
 Molten-salt breeder reactor (MSBR), 8.229, 12.97—
 12.102
 Spectral-shift reactor concept, 8.241
 Rest mass, 1.24
 Simulators, reactor, 5.163, 5.164
 Boral, 5.193, 10.45
 Cross section, 2.108—2.122
 and energy, 2.136—2.140
 fast neutron, 2.165
 fission, 2.177—2.179
- 谱移反应堆原理
 静止质量
 模拟器, 反应堆
 碳化硼铝
 截面
 和能量
 快中子
 裂变

表

- 宏观的
测量
微观的
和核反应率
共振
散射, 弹性的
非弹性的
稳定性条件
膜, 气体扩散
膜态沸腾
- listing, Table A.2, Table A.3
macroscopic, 2.111—2.114
measurement, 2.115, 2.116, 2.119—2.122
microscopic, 2.111
and nuclear reaction rates, 2.117, 2.118
resonance, 2.141—2.153
scattering, elastic, 2.154—2.161
inelastic, 2.162—2.164
Stability conditions, 5.159—5.162
Barrier, gaseous diffusion, 8.29
Film boiling, 6.122

十五画

- 摩擦系数
摩尔
潜艇反应堆
增益系数, 传递函数中
增殖比
增殖反应堆(见“快中子增殖堆”、“轻水增殖堆”、“熔盐增殖堆”)
辐, 用于控制
屏蔽中的
铀
镍合金
镁诺克斯
- Friction factor, 6.142
Mole, 1.19
Submarine reactors, 1.83
Gain factor, in transfer function, 5.138
Breeding ratio, 8.194, 8.203—8.208
Breeder reactor, *see* Fast breeder reactor; Light-water breeder reactor; Molten-salt breeder reactor
Cadmium, for control, 5.190, 5.191
in shields, 10.34
Neptunium, 1.41, 8.126
Nickel alloys, 7.113
Magnox, 7.98, 12.79

- 凝胶球法
- 激光法用于同位素分离
- 激发态, 核
- 激发能
- 和裂变
- 和共振
- 燃料消耗
- 燃料燃耗
- 通道功率分布
- 循环
- 贫化计算
- 设计技术指标
- 沸水堆
- 坎杜型堆
- 液态金属快增殖堆
- 压水堆
- 管理
- 材料
 - 一般性质
 - 辐照损伤
 - 钚
 - 钍
 - 碳化钍
 - 二氧化钍
- 管理
 - management, 8.172—8.192
- 材料
 - materials, 8.63—8.110
 - general properties, 8.63—8.66
 - irradiation damage, 8.63, 8.64
 - plutonium, 8.96—8.101
 - thorium, 8.102—8.110
 - uranium carbide, 8.89—8.92
 - uranium dioxide, 8.81—8.88
- 凝胶球过程, 8.110
- 激光法用于同位素分离, 8.60—8.62
- 激发态, 核, 1.37
- 激发能, 1.37, 2.20, 2.22, 2.24, 2.78
- 和裂变, 2.173, 2.174
- 和共振, 2.141, 2.142
- 燃耗, 1.55, 4.75—4.80, 8.174—8.180
- 燃料燃耗, 4.70—4.85, 8.174—8.180
- 通道功率分布, 6.34—6.36
- 循环, 1.69—1.72, 8.1—8.6
- 贫化计算, 4.70—4.85, 8.180
- 设计技术指标
- 沸水堆, 12.20—12.23
- 坎杜型堆, 12.36—12.38
- 液态金属快增殖堆, 12.49, 12.54—12.57
- 压水堆, 12.6—12.8

燃料材料 (续)

金属铀

模型程序

生产

钚

钍

铀

后处理

冷却

首端过程

高温化学流程

溶剂萃取

普雷克斯流程

挥发流程

温度系数

利用

堵塞流

器官积存量

瞬态

热传导

传热

瞬发临界条件

裂变中子

中子寿命

Fuel materials (Continued)

uranium metal, 8.67—8.80

modeling codes, 8.111—8.117

production, 8.7—8.26

plutonium, 8.26

thorium, 8.23—8.25

uranium, 8.16—8.22

reprocessing, 8.118—8.144

cooling, 8.121—8.127

head-end processes, 8.128, 8.129

pyrochemical processes, 8.144

solvent-extraction, 8.130, 8.142

Purex process, 8.138—8.142

volatilization process, 8.143

temperature coefficient, 5.97—5.99

utilization, 8.193—8.242

Choked flow, 11.85

Organ burden, 9.39

十七画以上

Transient, 11.21

heat conduction, 6.78—6.88

heat transfer, 6.89, 6.90

Prompt critical condition, 5.51—5.55

fission neutrons, 2.183, 2.188, 2.189

-neutron lifetime, 5.8, 5.11—5.12