

反应堆分析

下 册

R. V. 梅弗雷布林 著
D. K. 霍姆斯

科学出版社

72.34
547
:2

反应堆分析

(下册)

R. V. 梅弗雷布林 著
D. K. 霍姆斯

姚进译

310508/27



内 容 简 介

本书比较系统地介绍了原子反应堆的物理过程和物理计算方法,包括中子慢化、扩散和迁移理论,以及均匀与非均匀反应堆的临界计算,反应堆动态与控制的计算等。书内还列举了一些具体计算的例子,有助于读者运用所学的理论。

原书共有十三章,中译本分两册出版,上册包括一到七章,下册包括八到十三章。

本书可供高等院校原子能专业师生参考,也可供从事反应堆工作的科学技术人员阅读。

R. V. Meghreblian, D. K. Holmes

REACTOR ANALYSIS

McGraw-Hill, 1960

反 应 堆 分 析

(下 册)

R. V. 梅弗雷布林 D. K. 霍姆斯 著

姚 进 译

*

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1977年4月第一版 开本: 850×1168 1/32

1977年4月第一次印刷 印张: 13 1/4

印数: 0001—2,960 字数: 353,000

统一书号: 13031·512

本社书号: 754·13—3

定 价: 1.65 元

目 录

第八章 带反射层反应堆	467
8.1 绪论	467
8.2 单速模型	471
8.3 球对称的反应堆; 塞伯尔-威尔逊条件	491
8.4 双组模型	509
8.5 利用双组模型的计算举例	524
8.6 完全反射系统	532
8.7 费曼-韦尔顿方法	543
8.8 带反射层反应堆的多组处理	582
习题	609
第九章 反应堆动态	612
9.1 忽略缓发中子时的中子通量随时间变化特性	613
9.2 脉冲中子束法测反应堆参量	624
9.3 缓发中子效应	634
9.4 取决于温度的反应堆动态	646
9.5 循环燃料反应堆的动态	660
9.6 裂变产物的衰变及可燃毒素	684
习题	700
第十章 非均匀反应堆	702
10.1 绪论与概述	702
10.2 不利因子与热中子利用系数	722
10.3 逃脱共振几率	739
10.4 快中子效应	775
10.5 空腔与燃料块对徙动面积的效应	782
10.6 范伯格-加拉宁的非均匀反应堆计算方法	788
第十一章 控制棒理论	808
11.1 单组模型下的中心控制棒	808

11.2	双组模型下的中心控制棒	815
11.3	双组模型下的偏心控制棒	827
11.4	双组模型下的控制棒圈	833
第十二章 含氢系统		839
12.1	对氢所需的特殊处理	839
12.2	戈泽耳-西伦加特方程的基本推导	841
12.3	含氢系统的玻耳兹曼方程的解	843
12.4	数值结果	852
第十三章 微扰理论		856
13.1	微扰理论的范围与方法	856
13.2	无限增殖介质内的微扰	865
13.3	裸反应堆在单速模型下的微扰	871
13.4	普遍系统内单速模型下的微扰	876
13.5	双组模型下的微扰	880
13.6	年龄-扩散模型内的微扰	883

第八章 带反射层反应堆

8.1 绪 论

a. 反射层节省 由中子经济利用的观点看来,若在前一章所讨论的裸堆四周增添上一层非增殖介质,以便将由堆芯逸出中子的一部分反射回去,从而增加其引起裂变的机会,就可以很容易地改进裸堆的性能。在反射层内所用材料的组合方式,自然取决于以下的一般性要求即:紧凑性、经济性、强度、屏蔽性能等等。若仅由保持中子的角度看,添加反射层至少有两个主要的好处:

(1) 减少由堆芯泄漏的中子数;

(2) 中子可在反射层内慢化。 (8.1)

在裸反应堆内所采用过的模型之中,真空区被当作是中子的完全吸收体;这样,只要在堆芯外面添加任何物质,不论是多么薄或吸收性多么强,都可以有某些利益,因为它总要把堆芯投射过来的全部中子内一部分(无论多么小)反射回去。在我们讨论扩散模型时,曾发现用反照率来描述介质的反射性质是有用的。这种概念对于讨论多区反应堆系统特别适宜。由于反照率等于投射到一种介质表面而被返射回去的份额,它的数值将取决于此介质的厚度以及它的吸收截面。显然可见,虽然一个薄反射层总可以将一部分中子反射回到堆芯内,但它仍将允许一定份额的中子扩散穿过它,从而由系统内逸出。当反射层厚度增大时,由反射层外边界泄漏而损失的中子份额愈来愈少。不过,采用过大厚度的反射层是既不必要也不现实的。虽然反照率随厚度增加而变大(图8.1),但当厚度超过几个扩散长度时,这种增益就很小了。

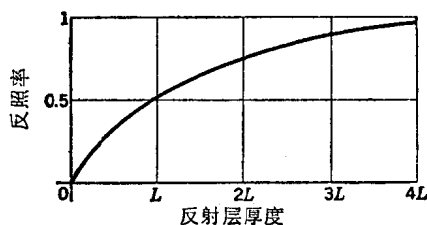


图 8.1 反照率与反射层厚度的函数关系

反射层的第二个好处是由于它的慢化性质得来的。这种特性对于热中子(或部分热中子)反应堆特别重要。在所有反应堆堆芯中,裂变中子以所有各种能量出现,而倘若我们所设计的系统的核特性要求利用燃料的热中子性能,则必须在系统内加入慢化剂。由于反应堆工程上的需要,常常不可能或不希望把这些轻质量物质直接与燃料相混。在这种情况下,反射层区域可由慢化物质组成,并使许多中子的慢化过程发生在反射层内。这样,在许多反应堆系统内,反射层将成为热中子的主要来源。这种布置同燃料与慢化剂密切混合的系统相比,具有若干优点,因为此时中子在不含燃料的区域内慢化通过燃料的共振能区。这样一来,一般将使逃脱共振几率增大。

在快中子反应堆系统内,当然不需要(或不希望要)反射层带有慢化性质。在此种反应堆内,最主要关心的是使低核质量的物质质量减到最少,以便尽可能实现“最快”的中子谱。所以在快中子反应堆内反射层的主要功用,在于减少泄漏损失。

在反应堆上利用外部反射层还有第三个好处,即反射层可以充当辐射屏蔽层的一部分(或屏蔽层可部分地充当反射层)。这种效应未列入(8.1)内,因为对本章研究的目的而言,这种多区系统的基本特征已包含在前两个考虑内了。

估计反射层利益的一种方便的尺度,就是所谓**反射层节省**。反射层节省给出了:添加某种反射层,能使裸反应堆的临界堆芯尺寸减小多少。为了说明这个概念,考虑如下的例子:即一个半厚度为 a 的无限宽平板反应堆。在单速近似内,临界方程由下式给出

$$\nu \Sigma_f = \Sigma_a + DB^2, \quad (5.126)$$

其中 $B = \pi/2\tilde{a}$ 。此关系式规定了尺寸 a 下的临界燃料浓度。现在假设此平板反应堆两侧用半无限厚石墨介质作反射层,如图8.2所示。半无限厚介质的反照率已由(5.116)给出,而石墨的性质则列在表5.1内,这一关系式给出反照率近似等于0.92;这就是说,离开平板表面的全部中子中有92%被反射回去了。这样,

(5.126) 内表示泄漏损失的 DB^2 项大大减小,从而带有此种反射层结构的增殖性平板可在低得多的燃料浓度下维持临界。另一方面,假如我们想要保持原来的(裸平板内)燃料浓度,则在带反射层系统内,

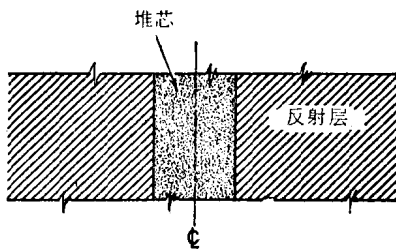


图 8.2 带无限厚反射层的平板反应堆

堆芯的厚度可以减小。正是这种临界大小上的差别,我们称之为反射层节省;这样,如 a_0 为裸系统的临界大小,而 a_R 为同样燃料浓度但有反射层的系统的临界大小,则可定义

$$\text{反射层节省} \equiv a_0 - a_R. \quad (8.2)^*$$

这个数值就是由于添加反射层而节省的堆芯物质质量的一种度量。自然,反射层节省取决于堆芯及反射层的相对核特性以及反射层本身的厚度。在处理反射层结构时,数值 a_0 一般被称为等效裸堆尺寸,而且,正如前面第 6.6 节内示例计算所述,此数值在决定复杂的多区反应堆的核性质时非常有用。

b. 解析模型 用解析方法处理带反射层系统内中子慢化与扩散的普遍性问题是很难的,即使在高度热中子化的反应堆内,主要兴趣集中在热中子扩散问题上时也是如此。主要的困难发生在下列计算中:

1. 中子慢化成热中子过程中的吸收与泄漏损失: 反射层的存在引入了新的吸收物质以及中子通量的新的空间分布,因而导致吸收与泄漏几率表达式的复杂化。

2. 进入热组的中子空间分布: 由于中子在慢化过程中的徙动,热中子区慢化密度的空间分布不同于热中子裂变的空间分布;此外,在反射层内有一个显著的热中子源,因为有些中子在该处被热化。

在前几章内,我们将注意力集中于推导一种能描述简单几何形状反应堆内中子群体的基本概念与适当的模型。到目前为止,

我们所研究过的两种基本模型,即扩散模型与费米年龄模型,只应用于裸反应堆。在本章内,我们的目的在于表明:如何通过适当的修正,将这些模型推广应用到更实际的结构中去;正如我们已看到那样,此种结构必然包括着多区域的介质。这些修正由于上列两方面的基本考虑而复杂化了。这些问题的性质,可以在连续慢化扩散模型中很好地表示出来。

可以回忆一下,当推导年龄-扩散模型时,在处理包含能量变量的边界条件上曾遭遇到某些困难。在处理反应堆外表面的边界条件时,通过消去其中的能量变量,就可以把这个问题回避过去了。但如果我们把连续慢化扩散模型应用到包含几个不同成分区域的实际系统上时,在建立可用的分界面条件关系式方面,显然将产生进一步的复杂性。我们在上面已看到,由于这种物质成分的差异,各种能量下中子通量的空间分布形式也将有所不同。因此不可能用单一函数来描述所有能量的中子空间分布,因而对此类系统常常不可能得出解析解。克服此困难的一种办法,就是分成能组。在这种方法中,将整个慢化能区划分为若干能量区间,并各用一个适当的单速扩散型微分方程,来描述每一组内中子的空间分布。但是,由于各组之间系通过慢化密度项相互耦合的,因此这种方法常得出多得可怕的联立方程组,后者最好是用快速计算机来处理。这种方法所涉及的计算技术,将在第 8.8 节内再较详细地加以讨论。

由前面的讨论中显然可见,在一个实际反应堆内,对中子群体的极精确描述,需要很大的计算工作量。目前我们的注意力将放在较不精确但便于用手计算的模型上。我们由单速扩散模型在多区介质内的应用入手。由于此种模型不能计入慢化过程的中子分布,在分析反射层结构时,它的用途仅限于决定特定反射层所减少的中子泄漏。不过,注意到以下这点是很重要的:即在单速处理中所发展的许多方法与所得到的许多结果,都可直接用于多组模型。

处理多区问题的第二种基本不同的方法是双组模型。这一模

型试图将所有中子分为热中子与非热(快)中子两组,以便描述中子的空间与能量两方面的分布。每组内中子的空间分布都用一个单速扩散关系式给出,这很类似于多组处理的方式;然而,此处所推导的双组模型与普遍性的多组模型却有一个基本性质上的差别。双组处理是描述一个理想化反应堆系统的特定微分方程组的精确解析解,而多组方法的解仅是一种叠代(数值)结果。虽然双组模型初看起来似乎十分粗略,但却已证明它对于初步分析复杂系统是极为有用与有效的。

8.2 单速模型

a. 普遍方程 我们已注意到,在带反射层反应堆内(它们至少部分地取决于热中子裂变),反射层充当了一个重要的热中子源。显然仅由这一事实就可看出,热能处慢化密度的空间分布不可能处处正比于热中子裂变的分布。由于这两种分布的一致性单速模型的根本前提,因此可以预期,将此模型用于带反射层系统时,对于多数具有实际意义的情况,最好不过也只能给出实际情况的一个不好的近似。事实上,在此模型内,描述热中子裂变分布时最多只能说:在增殖区内它正比于热中子通量,而在其余所有地点均为零。然而,由这种应用中也可得到一些好处,因为此模型至少描述出了各个非增殖区内反射中子的特性。此外,它还常能给出关于中子分布的一种有用的一阶近似,而且单速模型的分析处理也将有助于推导多组方法。

在以下整个处理过程中,我们假设带反射层的反应堆由两个部分组成:中央增殖介质的堆芯是内部均匀的;而包围堆芯(虽不一定包住它所有各个面)的也是一个内部均匀的非增殖性介质,我们称做反射层。这样一来,此处讨论的所有反应堆都是双区系统。然而,这并不限制我们的分析,因为这种系统已足以表明分析时所涉及到的全部基本概念与方法,而且它也是更普遍适用的。对于具有三个或者更多不同区域的系统,也可用同样方法加以分

析。后一种计算不过更繁重一点而已。

在单速系统内,给出堆芯(C)和反射层(R)内中子分布的基本关系式可以写为

$$\begin{aligned} -D_C \nabla^2 \phi_C(\mathbf{r}) + \sum_a^{(C)} \phi_C(\mathbf{r}) &= \nu \sum_f \phi_C(\mathbf{r}), \quad (\text{a}) \\ -D_R \nabla^2 \phi_R(\mathbf{r}) + \sum_a^{(R)} \phi_R(\mathbf{r}) &= 0, \quad (\text{b}) \end{aligned} \quad (8.3)$$

函数 ϕ_C 与 ϕ_R 所需满足的边界条件可假设为

- | | | |
|---|---|--------|
| (1) 堆芯内的对称性, 或堆芯中心点上通量是非奇性的
(2) 堆芯-反射层分界面上所有点处中子通量的连续性
(3) 堆芯-反射层分界面上所有各点处的净中子流的连续性
(4) 在此装置的所有外推外表面上中子通量应为零 | } | (8.4)* |
|---|---|--------|

在本节的其余部分,我们将讨论三种基本反应堆几何形状下方程(8.3)的解,并利用条件(8.4)。为符号上的方便,我们将微分方程组写成下列形式

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi_C(\mathbf{r}) + B^2 \phi_C(\mathbf{r}) &= 0, \quad B^2 \equiv \frac{1}{D_C} [\nu \sum_f - \sum_a^{(C)}], \quad (\text{a}) \\ \nabla^2 \phi_R(\mathbf{r}) - \kappa_R^2 \phi_R(\mathbf{r}) &= 0, \quad \kappa_R^2 \equiv \frac{\sum_a^{(R)}}{D_R}. \quad (\text{b}) \end{aligned} \quad (8.5)*$$

b. 球形几何 如果假设是球对称性的话,则球形堆芯(半径 R_0)及球壳形反射层(外半径 R_1)的情况特别简单。在此情况下,方程(8.5)的普遍解为

$$\begin{aligned} \phi_C(\mathbf{r}) = \phi_C(r) &= A_C \frac{\sin Br}{r} + C_C \frac{\cos Br}{r} \\ \phi_R(\mathbf{r}) = \phi_R(r) &= A_R \frac{\sinh \kappa_R r}{r} + C_R \frac{\cosh \kappa_R r}{r} \end{aligned} \quad (8.6)$$

由于函数 $\cos Br/r$ 在 $r=0$ 处有奇点,我们取 $C_C \equiv 0$ 。同时,由(8.4)的条件(4),在目前情况下有

$$\phi_R(\tilde{R}_1) = 0, \text{ 其中 } \tilde{R}_1 \equiv R_1 + 0.71 \lambda_{tr}^{(R)} \quad (8.7)$$

如将此条件应用于 ϕ_R ,并舍去 ϕ_C 的余弦项,很容易证明其解呈下

列形式

$$\begin{aligned}\phi_C(r) &= A \frac{\sin Br}{r}, \\ \phi_R(r) &= C \frac{\sinh \kappa_R (\tilde{R}_1 - r)}{r}.\end{aligned}\quad (8.8)$$

(8.4)内的连续性条件(2)及(3)给出

$$\begin{aligned}\phi_C(R_0) &= \phi_R(R_0), \\ D_C \phi'_C(R_0) &= D_R \phi'_R(R_0).\end{aligned}\quad (8.9)$$

当(8.8)的结果用于上列第一个关系式中时,可得出一个 A 与 C 间的方程;即

$$C = \frac{A \sin BR_0}{\sinh \kappa_R (\tilde{R}_1 - R_0)}.\quad (8.10)$$

如果将(8.8)的方程用于(8.9),并将通量关系式用中子流关系式相除,常数 A 及 C 就被消去而得出下列方程

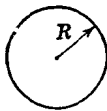
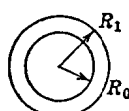
$$BR_0 \cot BR_0 - 1 = -\frac{D_R}{D_C} [\kappa_R R_0 \coth \kappa_R (\tilde{R}_1 - R_0) + 1].\quad (8.11)^*$$

为了使系统在恒稳态下运行,堆芯与反射层内诸参量必须满足上列关系式。事实上,这个关系式就是单速双区球形反应堆的临界条件。应用此关系式所涉及的计算程序是直接明了的,而且与裸堆计算所用方法颇为相似。自然,其间唯一的区别在于此处尺寸大小与物质性质之间的关系式是一个超越方程。为了表明如何应用此式,考虑下列情况:待分析的是一个堆芯半径为 R_0 的球对称反应堆,其反射层外半径为 R_1 。反射层已选定,而且其物质常数为 κ_R 及 D_R 。问题是要求出堆芯内燃料的临界浓度。通常的程序是:首先假设 D_C 值。这一点很容易做到,因为 D_C 主要由堆芯内非燃料成分决定(这假定为已知),而燃料浓度对其影响很小。给出 D_C 后,于是(8.11)的右边已完全确定,可解出左边的表达式求得相应的 B 值。将此结果代入(8.5)的 B^2 方程,即可求得燃料浓度。

决定了数量 B 后,现在通量关系式(8.8)就完全确定了。此处

注意,象在裸反应堆内的结果一样,通量表达式内包含一个任意常数 A (或 C), 后者需由初始条件决定。(在某些情况下比较方便的是由反应堆总功率输出项来计算此常数。)此处稍有兴趣的是比较一下有反射层球体与裸球体的结果。这种比较列于表 8.1 内。

表 8.1 裸的与带反射层的球形反应堆比较

	裸球形堆	带反射层球形堆
几何形状.....		
堆芯内通量.....	$\frac{A' \sin Br}{r}$	$\frac{A \sin Br}{r}$
B^2 的定义.....	$\frac{1}{D} (\nu \Sigma_f - \Sigma_a)$	$\frac{1}{D_c} [\nu \Sigma_f - \Sigma_a(C)]$
恒稳态条件.....	$B = \frac{\pi}{R}$	$BR_0 \cot BR_0 - 1 = -\frac{D_R}{D_c} [\kappa_R R_0 \coth \kappa_R (\tilde{R} - R_0) + 1]$

在讨论其他几何形状的类似处理方法之前,需要先讨论一下添加反射层所引起的某些物理后果。以下的结果系对球形的特殊情况推导的,但对圆柱形与立方反应堆也可得到相似的关系式。我们开始时研究这样一种带反射层的系统: 其中反射层的外推厚度 $(\tilde{R}_1 - R_0)$ 比堆芯半径 R_0 及反射层内扩散长度 L_R 都要小。(当然以上所假定的扩散理论可能不能很好适用于本情况,但却能正确地表示出定性的特性。)

现在,对于小宗标值,双曲线余切可展开为

$$\coth x = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} + \dots \quad (8.12)$$

如果我们假设 $D_c \simeq D_R$, 则将上述展开式的第一项代入临界方程 (8.11) 可得

$$BR_0 \cot BR_0 \simeq -\frac{R_0}{\tilde{R}_1 - R_0} \quad (8.13)$$

但由假设可知, 此式右边为一大数; 故 $BR_0 \simeq \pi$. 因此, 我们需要在 $\kappa \equiv \pi - \varepsilon$ ($\varepsilon \ll 1$) 情况下的 $\cot \kappa$ 表达式. 这便是

$$\cot(\pi - \varepsilon) \simeq -\frac{1}{\varepsilon} \quad (8.14)$$

将此关系用于(8.13)给出

$$\frac{BR_0}{BR_0 - \pi} \simeq -\frac{R_0}{\tilde{R}_1 - R_0} \text{ 和 } B \simeq \frac{\pi}{\tilde{R}_1} \simeq \frac{\pi}{\tilde{R}_0} \quad (8.15)$$

其中 $\tilde{R}_1 - R_0 \rightarrow 0$. 这样, 在极薄反射层的极限情况下, 超越方程(8.11)变为裸反应堆内的结果. (注意, 由于我们假定了 $D_C \simeq D_R$, 堆芯与反射层的外推距离相同.)

以上引入的近似可用于估计裸球堆外添加极薄反射层时所得的反射层节省. 令裸系统的临界半径为 R_{00} , 则由定义

$$\text{反射层节省} = R_{00} - R_0, \quad (8.16)$$

其中 R_0 为堆芯具有同样成分的带反射层反应堆的堆芯半径. 如果应用条件 $\kappa_R(\tilde{R}_1 - R_0) \ll 1$, 则临界关系式取下列近似形式

$$BR_0 \cot BR_0 - 1 \simeq -\frac{D_R}{D_C} \left(\frac{R_0}{\tilde{R}_1 - R_0} + 1 \right). \quad (8.17)$$

由于根据假设, 反射层厚度也仍是比 R_0 要小, 故(8.17)的右边很大, 故由(8.14)的近似可得出: 上列关系式可以写成

$$\frac{BR_0}{BR_0 - \pi} \simeq -\frac{D_R}{D_C} \left(\frac{R_0}{\tilde{T}} + 1 \right), \text{ 其中 } \tilde{T} \equiv \tilde{R}_1 - R_0. \quad (8.18)$$

如果我们采用假设 $\tilde{T}/R_0 \ll 1$, 则由此方程求 R_0 之解得

$$R_0 \simeq \frac{\pi}{B} - \frac{D_C \tilde{T}}{D_R}. \quad (8.19)$$

由前述裸球形反应堆的关系式可知 $R_{00} = \pi/B$; 因此, 将(8.19)代入(8.16)可给出

$$\text{反射层节省} \simeq \frac{D_C \tilde{T}}{D_R}. \text{ 薄反射层} \quad (8.20)^*$$

在许多有意义的情况下, $D_C \simeq D_R$; 这样, 在裸反应堆外添加一层

外推厚度为 $\tilde{T} \equiv \tilde{R}_1 - R_0$ 的反射层, 可使临界堆芯半径减小数量 $\tilde{T}$ 。当然, 如果不能满足不等式 $\kappa_R(\tilde{R}_1 - R_0) \ll 1$ 及 $(\tilde{R}_1 - R_0)/R_0 \ll 1$, 则线性关系式(8.20)也将不能成立。在此情况下, 带反射层系统的临界半径必须由(8.11)算出, 并将结果代入(8.16)以求出反射层节省。同时也应该记住, (8.20)的结果只适用于球形系统; 虽则此表达式也常当作普遍适用的表达式用于其他几何形状下, 来进行薄反射层效应的初步速算。

上面所采用的普遍性方法也可应用到具有厚反射层的系统内。在此情况下我们采用限制条件 $\kappa_R(\tilde{R}_1 - R_0) \gg 1$ 并进一步要求 $\kappa_R R_0 \gg 1$; 即反射层厚度与堆芯大小两者都远大于反射层物质的扩散长度。由于前一条件, 有 $\coth \kappa_R(\tilde{R}_1 - R_0) \simeq 1$, 而(8.11)可用下式近似

$$BR_0 \cot BR_0 \simeq -\frac{D_R}{D_C}(\kappa_R R_0 + 1) + 1. \quad (8.21)$$

按后一条件, 此关系式的右边为大数且为负值, 因此近似式(8.14)也适用于左边。结果是

$$R_0 \simeq \frac{\pi}{B} - \frac{D_C L_R}{D_R}.$$

而由(8.16)

$$\text{反射层节省} \simeq \frac{D_C L_R}{D_R}. \quad \text{厚反射层} \quad (8.22)^*$$

基于单速模型临界方程之解精确算出的反射层节省, 可以画

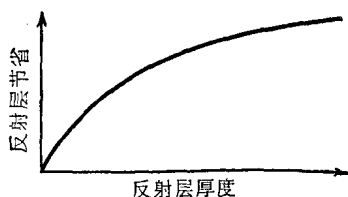


图 8.3 反射层节省

出图 8.3 所示形状的曲线。近似式(8.20)及(8.22)适用于反射层厚度的两个极端值。

带反射层的单速球形反应堆问题, 也可利用反射率概念来进行研究。这

样, 让我们以 α 表示球壳反射层的反射率, 其中

$$\alpha \equiv \begin{cases} \text{由堆芯投射到反射层上的中子} \\ \text{被反射回来的份额。} \end{cases} \quad (8.23)$$

此数值是壳层内外半径(R_1 及 R_0) 以及其中材料的(单速)迁移与吸收截面的函数。普遍而言, α 还取决于入射中子的角分布; 但目前分析中我们选取与扩散理论相符的分布。

堆芯内满足微分方程(8.5 a)的单速通量, 现在必须满足下列边界条件

$$\begin{aligned} (1) \quad \phi_c(r) &\neq \infty, \text{ 对 } r \leq R_0 \\ (2) \quad j_r^{(c)}(R_0) &= \alpha j_r^{(c)}(R_0). \end{aligned} \quad (8.24)$$

满足(8.24)内条件(1)的堆芯方程之解已由(8.8)给出。将此表达式代入(8.24)的条件(2), 就得出关系式

$$\frac{D_c}{R_0} (1 - BR_0 \cot BR_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} \right), \quad (8.25)^*$$

此式相当于(8.11)。将 R_0 及 D_0 视为不变, 则(8.25)具有下列极限形式[利用(8.14)]

$$\begin{aligned} \alpha \rightarrow 0, B &\rightarrow \frac{\pi}{R_0 + 2D_c}; \text{ 对 } \frac{R_0}{2D_c} \gg 1 \\ \alpha \rightarrow 1, BR_0 \cot BR_0 &= 1. \end{aligned}$$

如果堆芯内材料浓度保持不变, 则当反射层反照率增大时, 必须减小半径 R_0 以保持反应堆

于临界状态; 在图 8.4 内示意地画出了这种临界半径的情况。反射层内反照率可通过三种途径增大:

(1) 增加反射层厚度, (2) 增大反射层的宏观散射截面, 和(3)减少反射层的宏观吸收截面。

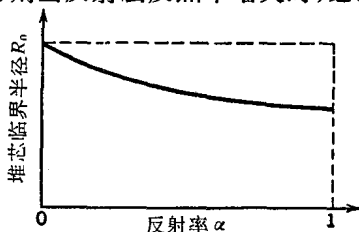


图 8.4 固定堆芯成分下的临界半径与反射层反照率的关系

c. 圆柱几何 完全被反射层包围的有限增殖圆柱这种普遍性问题不易用解析方法解出(见图 8.5)。我们目前只考虑两种普遍性较小的问题。至于完全反射的反应堆, 则在第 8.6 节内利用

包括叠代过程的近似方法来处理。

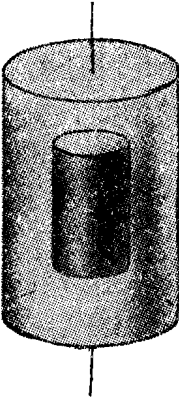


图 8.5 完全反射的圆柱反应堆

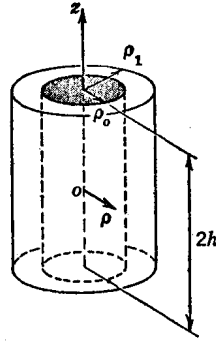


图 8.6 带侧面反射层的圆柱反应堆

1. 在曲面上有反射层的圆柱堆芯 此系统的几何形状与尺寸表示在图 8.6 内。对此轴对称情况下,微分方程(8.5)的相应形式为

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \phi_C(\rho, z) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \phi_C(\rho, z) + B^2 \phi_C(\rho, z) = 0, \quad (a) \quad (8.26)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \phi_R(\rho, z) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \phi_R(\rho, z) - \kappa_R^2 \phi_R(\rho, z) = 0. \quad (b)$$

这些方程的解应满足边界条件(8.4)。在(8.26)的每个方程内,通量都可分为一个依赖于 ρ 和一个依赖于 z 的分量;即

$$\begin{aligned} \phi_C(\rho, z) &\equiv F_C(\rho) G_C(z), \\ \phi_R(\rho, z) &\equiv F_R(\rho) G_R(z). \end{aligned} \quad (8.27)$$

将这些关系式代入(8.26)就得到下列方程

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho F'_C(\rho)} \frac{d}{d\rho} [\rho F'_C(\rho)] + \frac{G''_C(z)}{G_C(z)} &\equiv -B^2, \quad (a) \\ \frac{1}{\rho F'_R(\rho)} \frac{d}{d\rho} [\rho F'_R(\rho)] + \frac{G''_R(z)}{G_R(z)} &\equiv \kappa_R^2. \quad (b) \end{aligned} \quad (8.28)$$

由于 ρ 及 z 为独立变量,上述关系式只有当每项均为常数时才能被满足;因此,设