

内 容 简 介

本书是受控热核聚变的入门书,包括聚变的基本理论、各种实验途径及聚变反应堆。全书共分七章,内容有:热核聚变的基础理论,受控聚变反应堆,托卡马克,磁镜,角向箍缩,激光聚变以及实现聚变的其它途径。

本书可供受控热核聚变、等离子体物理、磁流体力学等领域的科研、工程技术人员参考,也可供高等院校有关专业的师生参考,也适合对受控核聚变感兴趣的广大技术人员阅读。

受控核聚变导论

[美] M. O. 哈格勒 M. 克利蒂安森

李银安 姚国昌 周美和 译

康寿万 校

原子能出版社出版

(北京 2108 信箱)

重庆印制一厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

☆

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{32}$ · 印张 5 $\frac{1}{2}$ · 字数 129 千字

1981年11月第一版·1981年11月第一次印刷

印数 001—1,400 统一书号: 15175 · 360

定价: 0.75元

序 言

本书的目的，是为了帮助那些努力钻研受控热核聚变（由等离子体物理、核物理及材料科学组成）学科的人比较省力地获得该领域的全面的知识。本书并不是一本等离子体物理、核物理或材料科学方面的教科书，因而阅读本书时并不需要这些领域实际的预备知识。也就是说，本书或多或少地包括了这些知识。虽然如此，如果需要用一些比较复杂的概念来讲述受控热核聚变应该如何进行的话，我们会毫不犹豫地引入并解释这些概念。我们将从大多数工程师和物理学家所熟知的概念（ $F=ma$ ， $p=nkT$ ，高斯定律， $F=q(E+v \times B)$ ，安培定律等等）出发，尽力对受控热核聚变的各种过程建立明确和直观的图象。因而，这本书对于以下这些人员可能是有用的：①正在学习初级等离子体教程而想要了解等离子体与聚变之间关系的学生；②最近进入聚变领域在某一具体课题上工作着的、并想了解这个课题如何配合全面研究工作的工程师和物理学家；以及③已经从事一段时间聚变研究，但没有时间全面地调研这方面的情况，以了解所有其他聚变工作者正在研究的一些想法的人们。总之，本书打算或者作为自学的、或者作为与聚变有关的大学生或研究生教程的补充读物。学习初级课程的学生可当作课外读物来学习关于托卡马克比较简单的论述，并且，例如在课堂上简短地进行讨论，这样使他们对磁流体动力学平衡和稳定性、新经典扩散和反常扩散、捕获粒子模和托卡马克定标所建立的概念，比用其它方法所建立的概念要好得多。这本书也可以作

为大多数等离子体教科书的补充，与别的书相比，本书在建立一些重要的等离子体物理学概念时，采用了物理图象相当多而抽象性很少的方法，例如，请注意在托卡马克几节中对漂移波的讨论。用几种方法来描述总是有用的。

总之，本书的目的显然不是为了使读者成为受控核聚变方面的专家，确切地说，它是一本对不同背景的工作者都能接受的、简单而又说理清楚的入门书。

我们不想讲述受控聚变的发展史。虽然这是一个令人向往的主题，但我们感到，从教学法的角度来看，历史并不总是最好的教员。书目注释中列出的毕晓普 (Amasa S. Bishop) 的书论述了 1958 年以前的受控聚变史，以后的历史情况就需要查阅那些分散的综述性文章以及其它文章了。

每章在适当的地方都有注释。还要注意，除专门注明的以外，均使用有理的 MKS 单位。

我们很高兴地感谢那些对本书给予合作的人士，他们为本书提供了资料，特别感谢那些为本书提供插图的人士。还要感谢那些读过原稿各部分并进行评论的读者。最后，我们衷心感谢 Vicky Todd, Mary Garcia, Lyna Cattaneo 和 Susan Godwin，因为他们大胆而从容地整理显然被揉皱了的一堆碎纸片，在纸的正面、反面、页边及行间写的是不易辨认的潦草的字迹，并且成功地把这些纸片都制成了打字稿。

目 录

插图目录	
表目录	
序言	

第一部分 一般原理

第一章 基础理论

引言	1
裂变、聚变、质量亏损及能量释放	2
库仑势垒	3
感兴趣的可能的聚变反应	4
碰撞粒子束的聚变	5
无规热运动粒子的聚变	6
单个带电粒子的磁约束	7
等离子体的磁约束	11
等离子体的辐射损失	17
附录 1-A, 磁场曲率和磁场梯度的关系	19

第二章 受控聚变反应堆

热核反应堆的等离子体参数	21
D-T 热核聚变反应堆的设计考虑	29
D-T 反应堆的常规设计	35
激光聚变和等离子体的惯性约束	42
相对论电子束聚变	43
费用	44
附录 2-A, 聚变反应堆的能量得失相当和点火	45
附录 2-B, 聚变反应堆的尺寸考虑	47
附录 2-C, 激光聚变的能量得失相当	50

第二部分 聚变装置

第三章 托卡马克

引言.....	52
托卡马克的磁流体动力学性质.....	58
托卡马克的粒子动力学性质.....	67
托卡马克中的扩散、约束时间及定标.....	84
非圆截面托卡马克.....	87
未来的托卡马克.....	90
附录 3-A: 无规行走.....	97
附录 3-B: 大托卡马克参数一览表.....	99

第四章 磁镜

第五章 直线角向箍缩和环形角向箍缩

第六章 激光靶丸聚变

附录 6-A: f_B 与 $n\tau$ 和 ρR 的关系.....	139
附录 6-B: 等离子体频率和 X 牌激光器.....	140

第七章 实现聚变的其它途径

皱褶环 (Bumpy Torus)	142
天体器.....	144
环形 Z 箍缩	146
仿星器.....	147
扭曲器 (Torsatron)	149
会切环 (Tormac)	150
拓扑器 (Topolotron)	152
表面磁约束器 (Surmac)	152
电子束靶丸聚变.....	153
高密度等离子体焦点.....	157
爆聚衬筒 (Imploding Liners)	159
激光加热螺管聚变.....	164

参考文献.....	170
作者简历.....	174
译名表.....	175

插 图 目 录

1-1	质量亏损与质量数的关系 曲线	3
1-2	均匀磁场中的单个粒子 轨道	7
1-3	磁镜场 位形	8
1-4a	简单的环形磁场 位形	9
1-4b	横越简单环形约束磁场的粒子 漂移	9
1-4c	螺旋形磁力线引起的回转变换	10
1-5	一个粒子的碰撞 效应	12
1-A-1	环中的非均匀磁场	20
2-1	D-T 和 D-D 反应的热核功率密度与 粒子密度的 曲线关系	21
2-2	D-D 和 D-T 聚变反应的理想能量得失相当 条件	23
2-3	D-T 反应堆截面	36
2-4	概念性聚变反应堆系 统	37
2-5	环形反应堆 截面	39
3-1	环向电流产生的磁 力 线	54
3-2	基本的托卡马克 装置	54
3-3	等离子体在大半径方向上的 平衡	55
3-4	归一化后所要求的约束磁场与 β 值的 函数关系	63
3-5	托卡马克稳定运行区 略图	67
3-6	直线磁镜中单粒子的 轨道	70
3-7	捕获粒子和非捕获粒子的速度空间 区域	72
3-8	捕获粒子和非捕获粒子轨道在固定 ϕ 的 平面上的	

投影	74
3-9 垂直于约束磁场的平面内典型的等离子体密度剖面	77
3-10 波纹(漂移波)在等离子体表面上沿短路径(θ 方向)绕环的传播	83
3-11 非圆小截面托卡马克的例子: (a)椭圆形, (b)D形, (c)双流器	88
3-12 在通用原子公司待建的双流器Ⅲ图	91
3-13 角向偏滤器实验装置(PDX)	93
4-1 约束在棒球线圈产生的最小 B 磁场位形中的等离子体	108
4-2 约束在阴-阳线圈产生的最小 B 磁镜中的等离子体	108
4-3 将磁镜终端损失的离子能量转换为直流电输出的装置	111
4-4 表示有直接转换的磁镜聚变电站的能流图	115
5-1 由电容量 C 和有效电感 L_e 的电容器组驱动的短的直线角向箍缩(装置)	119
5-2 赛拉克磁场-等离子体位形	123
5-3 分级角向箍缩反应堆中等离子体的加热和燃烧	126
5-4 相应于一个两米长组件的概念性角向箍缩参考反应堆电站的剖面图	127
6-1 激光靶丸聚变能流图	131
7-1 皱褶环	144
7-2 天体器	144
7-3 $l=3$ 的仿星器中的螺旋导体和磁面	148

7-4	四极会切环 (Quadrupole Tormac) 示意图.....	151
7-5	四极会切环中等离子体的约束.....	152
7-6	拓扑器位形.....	153
7-7	拓扑器的磁力线.....	153
7-8	表面磁约束器中等离子体及面电流产生的磁力线 的截面	154
7-9	特为靶丸压缩设计的相对论电子束二极管.....	156
7-10	三导体传输盘.....	157
7-11	高密度等离子体焦点.....	158
7-12	简单的电感储能系统.....	162
7-13	激光加热螺管动力堆示意图.....	169

表 目 录

2-1 受控聚变条件一览表.....	28
2-2 预期的反应堆参数一览表.....	41
3-1 双流器Ⅲ参数.....	92
3-2 PDX 参数.....	92
3-B-1大托卡马克参数一览表.....	99
4-1 磁镜实验装置 (MX) 和计划的磁镜聚变能研究 装置 (FERF) 的装置参数	117
5-1 角向箍缩参考反应堆概念性设计(RTPR)参数	129
6-1 希瓦 (SHIVA) 设计性能指标.....	137
6-2 大能量气体激光装置的功率放大器参数.....	138

第一部分 一般原理

第一章 基础理论

引 言

除了从化学反应（燃烧矿物燃料）获得动力的方法以外，另一种有希望的方法是从核反应（燃烧核燃料）中获得动力。这些令人感兴趣的反应或者属于裂变，或者属于聚变。裂变反应中，重核分裂成两个较轻的核，加上两个或三个动能很大的中子。在聚变反应中，两个轻核结合而形成—个较重的核和一个较轻的核，它们均具有很大的动能。在这两种情形（裂变和聚变）中，都必须把这种动能转换成某种有用的能量形式，例如电能。

裂变反应是现在所有的核电站和目前正在研制中的增殖堆的基础。另一方面，我们讨论核聚变堆设计的一些原理。虽然在实际设计和建造核聚变堆之前仍然有许多必须克服的技术问题，但是对于从受控热核聚变反应中获取电能的兴趣却与日俱增。这种兴趣从最近发表的关于受控热核聚变方面的评述性文章^[1-5]中可以反映出来，其原因部分地是由于这种反应堆有希望能安全地产生比较廉价的电能。然而，聚变研究在经过许多年的挫折之后，目前所得到的一些令人鼓舞的进展是重新引起人们兴趣的主要原因。为了进一步探讨

聚变动力潜在的效益，请读者参阅 [1-5] 这些评述性文献。

裂变、聚变、质量亏损及能量释放

我们先回忆一下：原子核基本上是由质子和中子所组成，一个自由（孤立的）质子的质量是1.007825原子质量单位，一个自由（孤立的）中子的质量是1.008665原子质量单位，再来讨论裂变和聚变过程是如何释放出能量的¹⁾。如果我们用若干孤立的质子和中子来组成一个原子核，然后来确定其质量，则我们会发现，这个质量与组成该核的（孤立的）质子和中子的质量之和一般是不同的。例如，一个⁴He核（一个 α 粒子）由两个中子和两个质子所组成，并具有4.00260原子质量单位的质量，但两个自由中子和两个自由质子的质量之和共为4.03298。任意一个原子核（氢除外）的质量要比组成它的质子和中子的总质量小。这个差称为质量亏损。图 1-1 表示了每个核子（一个质子或一个中子）的质量亏损与质量数（核内中子和质子的总数）的关系。对于某一特定的核来说，每个核子的质量亏损就是这个核的质量亏损除以该核的质量数。注意，当质量数接近60时，每个核子的质量亏损出现最大值。因而，我们能够用或者使轻元素聚变的方法，或者使重元素裂变的方法来增加每个核子的质

-
- 1) 1原子质量单位很接近于一个质子或一个中子的质量，并被精确地定义为一个¹²C原子质量的1/12（在¹²C这个符号中，下脚标是该元素的原子序数，而上脚标是核的质量数）。由于对1原子质量单位量值作了这种特殊选择，因此，任何核的质量用原子质量单位表示时，经四舍五入化整到最接近的整数之后，正好是质量数（核中质子和中子的总数）。如果我们把1原子质量单位定义为正好是质子或中子的质量，则这种幸运的情况便不会出现。

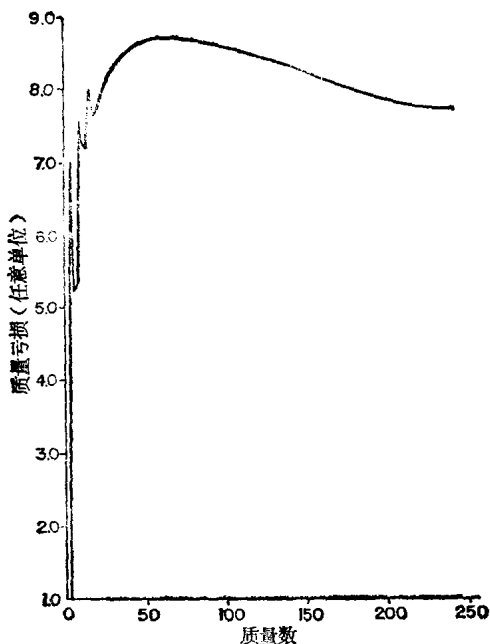


图 1-1 质量亏损与质量数的关系曲线

量亏损。那结果又怎么样呢？

我们从质量和能量等效定律知道，如果质量消失，则该质量必定转变成了能量。于是，由于轻核聚变和重核裂变二者都使每个核子的平均质量减小（也就是使质量亏损增加），所以这两种过程都释放出核中所储存的能量。所释放的这种能量主要是以反应产物的动能形式出现的。

库 仑 势 垒

两个核发生聚变的主要问题是它们彼此排斥，因为它们都带正电。然而，如果两个能量足够高的核迎面相遇，它们就能相当紧密地聚集在一起，以致短程核力（这个力使所有的核聚集在一起，尽管这些核的净电荷都是正电荷）能克服库仑斥力，而发生聚变反应。粗略地说，当两核“接触”时，核的引力开始起支配作用。使用“接触”这个词是不严格的，

因为核，也就是一个量子力学粒子，并没有一个清晰明确的边界。然而，一个核的半径 R 仍可以近似地由下式给出¹⁾

$$R = 1.5 \times 10^{-15} A^{1/3} \text{ 米},$$

其中 A 是该核的原子质量数。因此，当一个原子数为 Z_1 和半径为 R_1 的核与原子数为 Z_2 和半径 R_2 的核刚刚接触时，由于库仑斥力而产生的位能是

$$(U_{\text{斥力}})_{\text{max}} = \frac{(Z_1 e)(Z_2 e)}{4\pi\epsilon_0(R_1 + R_2)}, \quad (1.1)$$

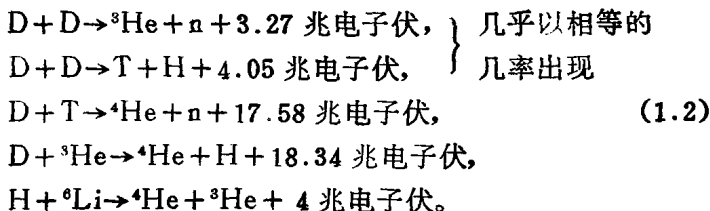
对于氢的同位素， $Z_1 = Z_2 = 1$ ， $R_{1,2} \approx 2 \times 10^{-15}$ 米。因此，

$$(U_{\text{斥力}})_{\text{max}} \approx 360 \text{ 千电子伏}^{2)}。$$

要注意，原子序数小的元素产生小的 $(U_{\text{斥力}})_{\text{max}}$ 。从图1-1也可以明显地看到，质量较小的核在聚变反应时每个核子所释放的能量比质量较大的核所释放的能量多。因而，这两个因素都促使人们喜欢用轻核进行聚变。

感兴趣的可能的聚变反应

一些感兴趣的受控热核聚变反应是³⁾：



其中 D (氘) 是氢的同位素，原子质量数为 2 (核中有一个

- 1) 这个关系式假定核的体积 V 正比于其质量数 A ，并假定核大致是球形，因而 $V \propto R^3$ 。于是 $R \propto A^{1/3}$ 。比例常数是个经验常数。
- 2) 1 电子伏 $= 1.60 \times 10^{-19}$ 焦耳。
- 3) 除了这类直接的聚变反应以外，某些催化 (链式) 聚变反应也是有意义的。例如，见 J. R. McNally Jr., *《Nuclear Fusion》*, 11, 187, 189, 191, 554 (1971)。

质子和一个中子)，T（氚）也是氢的同位素，原子质量数为3。1加仑海水含有的氘足以释放出大约相当于燃烧300加仑汽油所放出的能量。由于分离出氘的成本很低，所以，在D-D反应堆中燃料的成本将是微不足道的。氘在自然界中存在的比例是普通氢的1/6500。另一方面，氘是放射性物质，其半衰期为12.4年，因而在自然界中没有发现它们大量存在。所以，任何氘燃料都必须由人工制造。

碰撞粒子束的聚变

根据定义，1电子伏（eV）数量上等于一个带有一个电子电荷的粒子通过1伏电势差时所获得的能量。因而，用标准的粒子加速器就可以把核加速到超过克服库仑势垒¹⁾（~360千电子伏）所需要的能量，例如，范德格拉夫加速器可把粒子加速到3兆电子伏以上。这样，我们或许可以建议，使带有电荷的兆电子伏的粒子束相互对射来实现聚变反应^{1a)}。但不幸的是，粒子从束中散开并损失掉的几率比两个核发生聚变的几率要大几千倍。因为从束中散开的粒子代表一种能量损失，所以就不可能从这种方法所产生的聚变反应中回收到与使所有的粒子加速到克服库仑势垒所需要的同样多的能量²⁾。还可以证明，即使粒子的散开不成问题，则由

- 1) 事实上，库仑势垒的有效高度被隧道效应降低了。这是个量子力学过程，其中能量不足以越过库仑势垒顶峰的粒子仍然能贯穿或经隧道而通过势垒，如果势垒是足够薄的话。举例来说，电子的隧道效应在隧道二极管的工作中是十分重要的。
- 2) 一个可能的例外是稍有争议的混合器（Migma）装置。该装置是以高能核物理学中的碰撞束储存的概念为基础的（见B. C. Maglich, J. P. Blewett, A. P. Colleraine 和 W. C. Harrision, "Fusion Reactions in Self-Colliding Orbits," *Phys. Rev. Lett.*, 27, 909(1971)。另见F. F. Chen et al. Princeton Plasma Physics Laboratory Report MATT-1237, April 1976)。

这一种反应堆方案所产生的能量密度，对于实际的大规模动力生产来说也未免太低了¹⁾。

无规热运动粒子的聚变

为克服库仑散射几率很大这个困难，通常建议采用的技术是把一团原子核约束起来，并把它们加热到高温。这样，在一团热的粒子中一个进行快速无规热运动的粒子，比起束中与一团粒子一起作直线运动的一个相同的粒子来，就有更多的机会发生碰撞和聚变。这种方法称为热核聚变。

已知一团粒子的温度为 T ，每个粒子的平均热能就是 $3/2kT$ ，其中 T 是用 K 表示的温度， k 是玻尔兹曼常数²⁾。如果粒子的平均能量为 360 千电子伏以上，我们当然就可以期望得到数量可观的聚变反应。对应的温度约为 $4 \times 10^8 \text{K}$ 。实际上稍微低一些的温度也够了，因为甚至当温度降低时，这团粒子中也有很多粒子的能量高到足以克服库仑势垒。由于每一次聚变反应释放的能量都是相当大的，所以，只需要用一小部分粒子进行聚变，就可以释放出相当数量的能量³⁾。然而，显然，即使温度大大降低了，也没有一种物质壁能经受得住这种高温，因为大部分材料在 $T > 3500 \text{K}$ 时

- 1) 用氦核束来轰击含氦的固体靶这样一个类似的方案，由于大部分氦核仅使靶中的原子电离，实际上不与固体中的氦进行聚变而宣告失败。
- 2) 为简单起见，我们假定粒子有麦克斯韦-玻尔兹曼速度分布，因而温度是明确定义的。
- 3) John Dawson, Harold Furth 和 F. H. Tenney 提出了碰撞束和通常的热核聚变过程的一种混合系统 (*Phys. Rev. Letters*, 26, 1156 (1971))。在这种方法中，高能离子束经过一团近乎静止的靶离子而燃烧。当束中的离子与靶离子相碰时，聚变和散射过程都要发生。然而，与碰撞束方法不同，在一次或两次碰撞之后散射的离子不会损失掉，而是有很多机会进行碰撞和聚变，这一点恰好与通常

就熔化了。实际上更重要的是，物质壁能使核的温度很快地降低，以至不能发生聚变反应。这样，就必须用除了物质容器（瓶子）以外的某些东西来约束这些核。下一节我们开始讨论磁约束。在较后面的一节中将简短地论述惯性约束，这在激光聚变方法中是重要的。

单个带电粒子的磁约束

一个单个的带电粒子在恒定的均匀磁场中运动时描绘出一条围绕着磁力线

的螺旋轨道，如图 1-2 所示。结果，带电粒子不能横越磁力线运动，于是，就垂直于磁场的方向来说，带电粒子就被约束住

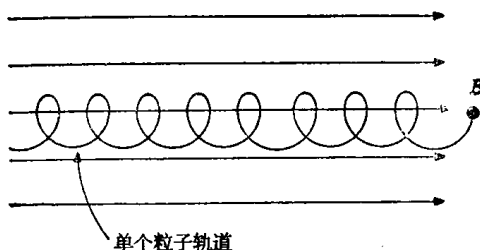


图 1-2 均匀磁场中的单个粒子轨道

了。然而，粒子沿磁场方向的运动是自由的，所以在这个方向上粒子并未被约束住。至少可以用两种方法对沿着磁场运动的粒子进行约束。首先，可以在恒定均匀磁场区域的每一端增加磁场强度，于是，磁力线挤在一起，如图 1-3 所示，形成一个所谓磁瓶。从作用在粒子上的洛伦兹力 $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$

的热核聚变一样。但和简单的热核聚变不同，它不需要把所有 的 离子加热到很高的温度，以致其中只有少数离子会有足够的能量 来克服库仑势垒而发生聚变。相反，在碰撞束方法中，能量集聚在 高能离子束中，束中的离子与普通热核反应中出现的许多运动较慢 的离子比较起来，它克服库仑势垒的几率要大得多。因此设计了二 离子组分的研究方案，以了解碰撞束和热核聚变这两者最好的 特点。下面我们将有机会更详细地讨论二离子组分的方法。