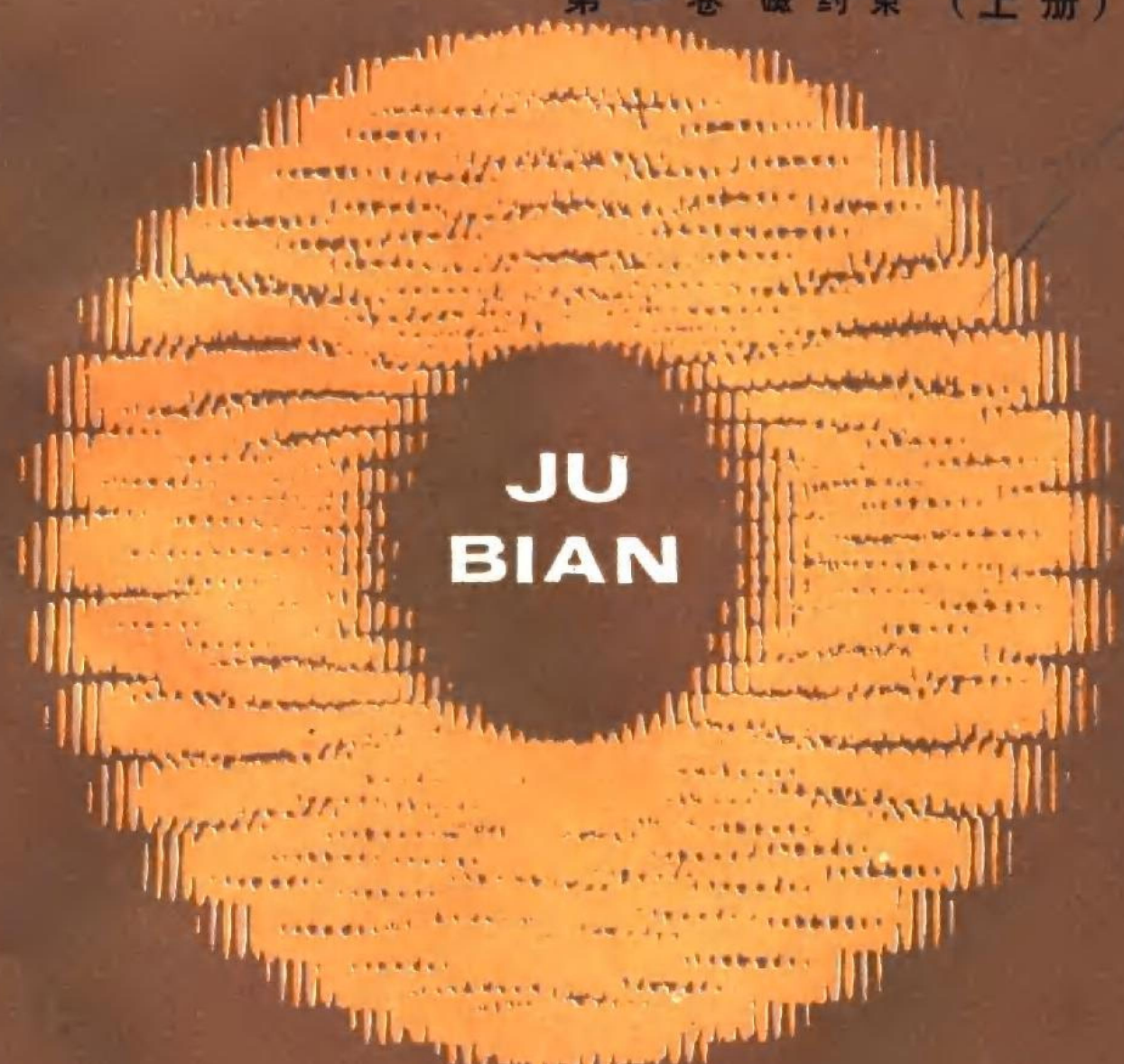


第一卷 磁约束 (上册)



JU
BIAN

聚变

JU BIAN

[美] 爱德华·泰勒 编

原子能出版社

内 容 简 介

本书是《聚变》这套书的第一卷磁约束的第一部分（上册）〔第二部分（下册）也将随后出版〕。

《聚变》这套书各章的编写者，都是等离子体物理学和聚变研究领域里的权威人士和著名学者，他们把丰富的知识和经验都写在这套书里。

本书共收七章，各章内容分别是：绪论，托卡马克等离子体的稳定性，托卡马克，仿星器，磁镜理论，磁镜约束物理实验基础，反向场箍缩。各章内容丰富、精炼、可靠。

本书是从事等离子体物理学及受控核聚变研究的学者、科技人员和大专院校有关专业的师生必备的重要参考书。

Fusion

Volume 1

Magnetic Confinement

Part A

Edited by EDWARD TELLER

ACADEMIC PRESS

1981

聚 变

第一卷

磁约束（上册）

〔美〕爱德华·泰勒 编

胥 兵 李长和 汤大荣 译

李长和 张英光 王维良 校

原子能出版社出版

（北京 2108 信箱）

通县长城印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

☆

开本 787×1092 1/16 ·印张 20.75 ·字数 505 千字

1987 年 3 月北京第一版·1987 年 3 月北京第一次印刷

印数 1—1,200 ·统一书号：15175·791

定价：4.20 元

前言

人类学会飞行是不容易的。为获得成功，人们必须熟悉空气中的涡流，并且必须使飞机适应这种奇特的情况。为此，科技人员做了大量的科学技术工作。

受控聚变的发展，在性质上也类似这样，只是受控聚变更加复杂而已。正在认真从事受控聚变事业的人们（本书实际上是为他们写的）完全了解这个事实。为了详尽地描述迄今所取得的进展，这个领域的第一流专家们近几年来已为本书付出了辛勤的劳动。

至于成功的希望，自美国国会议员麦考密克（McCormick）提出的法案得到华盛顿特区的立法机关通过以来，前景变得更加光明了；该法案批准今后二十年用于受控磁约束聚变的经费为200亿美元。与庞大的研制规划比较起来，本卷不仅在价格上而且在篇幅上都是合适的。本卷只有16章。倘若我们写20章的话，后加的4章可能包括最终的解决办法。我并不排除这种可能性。

然而，我认为这16章已把磁约束聚变的每种有希望的途径都包括在内了。讨论的范围是从当前流行的并得到蓬勃发展的托卡马克到研究规模更有节制的聚变-裂变堆，这两者之间的一切都涉及到了。

本书的读者是正在精神饱满地投身于这项富有冒险性的事业的研究生及其导师们。他们将会判断什么是最重要的。这些导师至少是聚变研究的某个方面的专家，但是其中大多数在面對那些勤奋而富有创造精神的、可能成为未来热核科学家的学生们讲学之前，也许还必须补充其它方面的知识。正是所有这些人的努力，将使我们的梦想变为现实。

作者表

括弧里的数字表示作者所写文章的起始页码。

- 贝克 (D. A. Baker) (437), 新墨西哥州, 洛斯阿拉莫斯, 加利福尼亚大学国立洛斯阿拉莫斯实验室
- 福勒 (T. K. Fowler) (291), 加利福尼亚州, 利弗莫尔, 加利福尼亚大学国立劳伦斯利弗莫尔实验室
- 弗思 (H. P. Furth) (123), 新泽西州, 普林斯顿, 普林斯顿大学普林斯顿等离子体物理实验室
- 波斯特 (R. F. Post) (357), 加利福尼亚州, 利弗莫尔, 加利福尼亚大学国立劳伦斯利弗莫尔实验室
- 奎因 (W. E. Quinn) (437), 新墨西哥州, 洛斯阿拉莫斯, 加利福尼亚大学国立洛斯阿拉莫斯实验室
- 罗森布拉思 (M. N. Rosenbluth) (31), 新泽西州, 普林斯顿, 普林斯顿大学普林斯顿等离子体物理实验室
- 卢瑟福 (P. H. Rutherford) (31), 新泽西州, 普林斯顿, 普林斯顿大学普林斯顿等离子体物理实验室
- 肖赫特 (J. L. Shohet) (243), 威斯康星州, 麦迪逊, 威斯康星大学电气和计算机工程
- 爱德华·泰勒 (Edward Teller) (1), 加利福尼亚州, 利弗莫尔, 加利福尼亚大学国立劳伦斯利弗莫尔实验室

译者说明

本书中所用的计量单位, 大部分为国际单位制单位, 与我国法定计量单位一致, 只有少数单位为等离子体物理学和受控核聚变研究领域所惯用, 现将它们与法定单位的关系列于下表。

物 理 量	书 中 所 用 单 位	与 法 定 单 位 的 关 系
温 度	eV	相应于 1.16×10^4 K
磁感应强度	G	$1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$
磁场强度	Oe	$1 \text{ Oe} = 79.5775 \text{ A/m}$
能 量	erg	$1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$
功 率	erg/s	$1 \text{ erg/s} = 0.1 \mu\text{W}$
气体压强	Torr	$1 \text{ Torr} = 133.3224 \text{ Pa}$
电场强度	V/cm	$1 \text{ V/cm} = 100 \text{ V/m}$
电 阻 率	$\Omega \cdot \text{cm}$	$1 \Omega \cdot \text{cm} = 10^{-2} \Omega \cdot \text{m}$

上册目录

第1章 绪论	(1)
爱德华·泰勒 (Edward Teller)	(1)
I. 早期的历史	(1)
II. 低密度等离子体的受控聚变	(3)
III. 等离子体的一些性质	(7)
IV. 等离子体不稳定性的作用	(13)
V. 磁约束聚变装置的类型	(14)
VI. 展望	(17)
参考文献	(18)
第2章 托卡马克等离子体的稳定性	(19)
罗森布拉思 (M. N. Rosenbluth) 和卢瑟福 (P. H. Rutherford)	(19)
I. 引言	(20)
II. 平衡	(21)
III. 稳定性: 一般考虑	(24)
IV. MHD 稳定性	(31)
V. 托卡马克的MHD稳定性	(35)
VI. 电阻不稳定性	(46)
VII. 微观不稳定性	(56)
VIII. 横越磁场的输运	(64)
IX. 结论	(73)
参考文献	(73)
第3章 托卡马克	(76)
弗思 (H. P. Furth)	(76)
I. 引言	(77)
II. 托卡马克位形	(78)
III. 实验托卡马克装置	(83)
IV. 等离子体加热方法	(91)
V. MHD稳定性	(104)
VI. 约束	(115)
VII. 未来的托卡马克装置	(136)
参考文献	(145)
第4章 仿星器	(155)
肖赫特 (J. L. Shohet)	(155)
I. 引言	(155)
II. 仿星器和扭曲器中的粒子轨道	(164)
III. 仿星器和扭曲器中的输运	(166)
IV. MHD 平衡和稳定性	(168)
V. 实验装置综述	(170)
VI. 仿星器堆	(176)

IV. 小结	(179)
参考文献	(179)
第5章 磁镜理论	(182)
福勒 (T. K. Fowler)	(182)
I. 引言	(182)
II. 磁镜效应	(183)
III. 磁阱镜几何形态	(187)
IV. 标准磁镜概念	(193)
V. 串级磁镜概念	(199)
VI. 磁镜稳定性理论	(205)
VII. 磁镜堆	(213)
VIII. 场反向磁镜	(217)
参考文献	(221)
第6章 磁镜约束物理实验基础	(225)
波斯特 (R. F. Post)	(225)
I. 引言	(225)
II. 早期观测结果	(226)
III. 磁镜约束原理的确立——早期工作	(227)
IV. 磁阱原理——约飞实验	(231)
V. 微观不稳定性——初步观察	(232)
VI. 中性束和分子离子的注入	(234)
VII. 微观不稳定性——精细观察	(241)
VIII. 高密度等离子体和 DGH 模及 CLC 模	(245)
IX. DCLC 模; 2XII B 和温等离子体的致稳作用	(249)
X. 双极势和电子物理	(253)
XI. 磁阱和高 β	(260)
XII. 高密度磁镜实验—— θ 箍缩和多级磁镜系统	(262)
XIII. 直接转换和磁镜聚变系统	(263)
XIV. 新磁镜装置	(269)
参考文献	(271)
第7章 反向场箍缩	(274)
贝克 (D. A. Baker) 和奎因 (W. E. Quinn)	(274)
I. 引言	(274)
II. 反向场箍缩位形	(277)
III. 产生 RFP 位形的方法	(279)
IV. Z 箍缩和 RFP 稳定性理论述评	(282)
V. RFP 实验的述评	(286)
VI. 反向场箍缩物理	(291)
VII. RFP 聚变堆的前景	(294)
参考文献	(295)
英汉名词索引	(300)

第1章 绪 论

爱德华·泰勒 (Edward Teller)

- I. 早期的历史
 - II. 低密度等离子体的受控聚变
 - III. 等离子体的一些性质
 - IV. 等离子体不稳定性的作用
 - V. 磁约束聚变装置的类型
 - VI. 展望
- 参考文献

I. 早期的历史

似乎难以令人相信，自阿特金森 (Atkinson) 和豪特曼斯 (Houtemans) (1929) 提出太阳能是由热核反应释放的假说至今才过了半个世纪。在这个重要的假说公布以后不久，有一位还不太著名的年轻物理学家乔治·伽莫夫 (George Gamow) 在列宁格勒的一次会议上谈到了这个假说。会后共产党的领导成员布哈林 (Bukharin) 带着一个建议来找伽莫夫，说如果他能把太阳中发生的过程在地球上再现，那么每夜只需一个小时便可得到列宁格勒输出的全部电能。这位具有远见卓识的物理学家伽莫夫没有接受这一建议。

理论研究在继续发展。在“物理学家的这种狂热想法”受到一些预料中的抵制之后，天文学家完全承认了核反应在天文物理中所起的重要作用。此外，在第二次世界大战期间，出现了用裂变爆炸引发类似于星球内部反应的聚变过程的想法。

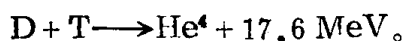
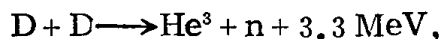
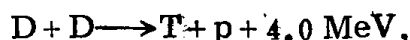
第一个热核装置刚爆炸成功，关于受控聚变的讨论在美国就引起了很大兴趣。在行政官员和政治家看来，以剧烈反应方式发生的聚变反应也有可能以受控方式发生并为和平目的服务。尽管在当时这仅仅是个可能性的问题，但仍必需使决策者懂得，实现受控过程有着无可比拟的困难，而且在达到任何一种实际应用之前，要经过相当长时间的研究、实验和发展的过程。

最幸运的是，作为第一步，这方面的研究得到了强有力的支持。而且，美国有四个实验室早就开始了这方面的研究，现在我们也知道，当时除美国以外许多地方也开始了这方面的研究。

在一本献给专业读者的书中，回忆一下历史背景或许是适当的。作为背景的一部分，我们将说明热核爆炸发展迅速而热核堆研究艰难曲折的原因，以及这两者之间的基本相似点和重大差别。

相似点是很显然的。在两种情况下，我们处理的都是热核聚变反应，即在约 10^8 K 的超高温下，使轻核彼此接近到足以使最轻的核（通常是氢的同位素）聚合成较重的核，

从而释放出能量。在太阳中主要的反应是两个质子之间的反应，此反应进行得如此缓慢，以致在实验室或许永远不会观察到。但是这里有几种可供选择的反应实际是可行的。其中最重要的反应是氘-氘反应及氘-氚反应：



这些反应在热核爆炸和聚变能的受控释放中都起着重要的作用。〔另一些反应将在第16章中由道森 (Dawson) 加以讨论。〕

相反，从实用的观点来看，热核爆炸和聚变能的受控释放之间存在着很大的差别。前者，不必约束反应；后者，约束则成为最重要的问题。在裂变反应情况下有没有相应的差别呢？

在裂变反应中，我们处理的是由中子驱动的链式反应。中子是原子核的组成部分，只有它能自由地进入核中。如果一次裂变能使系统中保持的中子恰好够引起下一次裂变，那么反应将以稳态方式进行。如果中子太少，反应将指数下降，如果中子太多，反应则指数上升。

虽然看起来很难保持反应正好处于稳态，但实际上问题很简单，因为存在着延迟好几秒才发射的中子。这就是说，对反应可以进行调整。将裂变材料装配得足够可靠，以致在发生剧烈爆炸之前它不会缓慢地解体，从而反应不会停止下来，实际上这是很难做到的。历史上受控的裂变是在1942年末实现的，而首次的剧烈爆炸是1945年夏进行的。

聚变的情况完全不同。反应的一个必要条件是高温。任何地方出现高温，就会使我们陷入困境。甚至在几千度的情况下，这些技术上的障碍也是很难克服的。在聚变反应所需的好几百万度的温度下，似乎技术上的困难几乎是不可克服的。氢弹以剧烈的方式完成反应。太阳是全靠强力和纯惯性力完成反应的。要耗尽星球上的热核燃料，则需要很长很长的时间，差不多要好几百万年，甚至几十亿年。所有这些都清楚地说明，实现人工控制的聚变反应是一件非同寻常的事情。

迄今为止，聚变有两条截然不同途径，人们希望能通过这些途径成功地实现人工控制的聚变反应。一条途径是利用非常稀薄的燃料，因而反应速度减慢，这样就可适当地控制反应。在这条途径中，所用的密度约为标准温度和标准气压下氢气密度的十万分之一。典型状态下的密度必须为每立方厘米 10^{14} 个氢的同位素（或更确切地说是 10^{14} 个正离子和 10^{14} 个电子）。第一卷专门论述这种途径。

另一条途径是使燃料达到极高的密度，比液态氢的密度高一千倍以上。这样就可以产生类似于氢弹中发生的爆炸，不过爆炸所释放的能量还不到氢弹输出能量的百万分之一。这种过程不断重复，就能类似于内燃机产生动力那样产生出核能。这一途径将在第二卷讨论。

本卷所叙述的有关第一条途径的重要工作开始于五十年代初。自然，当时已认识到它固有的困难：密度很低的气体粒子具有长的平均自由程，因此会与容器壁碰撞而失掉其能量。要使核相互接近并产生反应，则要求高温，这样气体便完全电离并变成等离子体¹⁾。

1) 等离子体是一种绝大部分粒子都已电离了的气体。这里我们感兴趣的等离子体中实际上不存在中性原子，

这也许是宇宙间大量存在的一种物态；所有可见星体的物质都处于这种状态。

在小型实验室装置上，为使气体变成等离子体而投入的大量能量，甚至在出现少量的热核反应之前就迅速地损失到器壁上。因此，需要把等离子体约束在一个既能盛装粒子又不会使粒子失去能量的瓶子中。应用适当的磁场就可以做到这一点。我们可以说等离子体被约束在磁瓶中。

从早期对等离子体和磁场的相互作用考虑中就可以清楚地知道，磁瓶是靠不住的，它仍会泄漏。磁场中等离子体之间的相互作用要受到各种不稳定性的影响。在所谓的磁箍缩约束中似乎早期就取得了成功。等离子体被压缩，并产生了中子；但几乎很快就弄清了反应不是在热平衡中出现的。在箍缩稍微强烈的部分，过程被加速，引起典型的不稳定性。于是，当箍缩过度时，被压缩的等离子体便分成几段，并产生了强电场，在形成的放电中产生了一些中子。在美国和苏联互不了解彼此工作的情况下，他们早期的实验都取得过显著的成功，但也遭受过同样的挫折¹⁾。当著名的苏联科学家库尔恰托夫 (Kurchatov) 在英国讲了这个问题后，影响发展的保密首次被解除。这曾帮助说服了美国当局把五十年代中期已形成几个分支的磁瓶途径解了密。在 1958 年第二届和平利用原子能会议上，美国完全公开了他们的研究，苏联也作了积极的响应。从那以后，稀薄等离子体的研究工作便在许多国家间的公开而全面的国际合作下开展起来了。

在了解和限制不稳定性的效应方面已取得了很大进展。现在看来，很有可能在不久的将来，就会实现自持的受控聚变过程。

II. 低密度等离子体的受控聚变

低密度等离子体的稳态反应，要求等离子体内的能量增益和能量损失相平衡。有如下两个重要的平衡效应：一方面，是热核反应产生能量，这些能量再沉积在等离子体中，这就是说带正电荷的高能反应产物与等离子体中的粒子（包括电子）之间均分其能量；另一方面，存在着能量损失，在过去的实验中主要是由等离子体损失引起的，但最终它将由辐射引起，这是一种无法减少的能量损失。

与能量产生相关的一个量是，反应截面 σ 和碰撞粒子的相对速度 v 的乘积对较高温度下等离子体正离子的麦克斯韦分布的平均值²⁾。若将这个麦克斯韦平均的 $\langle\sigma v\rangle$ 乘以两种碰撞粒子密度之积（在 D-D 反应中必须取密度平方的二分之一），便可获得每立方厘米所产生的反应数。

人们已测定了氢同位素之间全部有关反应的截面，同时计算了麦克斯韦平均值 $\langle\sigma v\rangle$ 。其结果示于图 1。为了完整起见，还补充了包括 He^3 的类似反应。我们将说明 $\text{T} + \text{D} \rightarrow \text{He}^4 + \text{n}$ 反应的优点。唯一有着直接现实意义的另一种反应是 $\text{D} + \text{D}$ 反应。下面列出了所示的各种反应：

1) 早期阶段，美国的计划取名“雪伍德方案”，可能是因为支持者之一吉姆·塔克 (Jim Tuck) 回想起雪伍德森林中的人物。当出现困难时，流传着一句时髦的口头语：“如果事情行得通，那就好”。

2) 除麦克斯韦分布中的离子外，还必须考虑高能离子，因为它们在被慢化到麦克斯韦特征速度的过程中将会引起反应。这些快离子是在反应中产生的，或者也可以通过在等离子体中注入中性粒子而获得。由这些快粒子引起的反应有重要贡献，但不打算在结论中讨论。

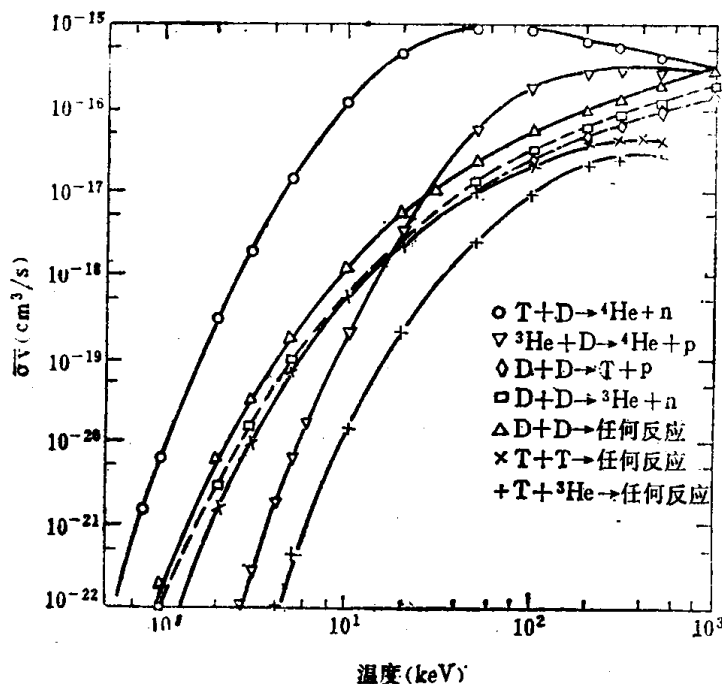


图 1 一些同位素热核反应的麦克斯韦平均截面

反应原料的氘。实际上它是用之不尽的。如果我们选择容易发生反应的 $D+T$ 反应作能源，则锂是另一种原料。它的供应是充足的，但并不是用之不尽的。

反应产物中只有受磁场约束的带电粒子才会把它的能量沉积在等离子体中，被中子带走的能量几乎全部逃逸掉。在 $D+D \rightarrow T+p$ 反应中，产生的 4 MeV 的能量全部沉积下来。在 $D+D \rightarrow He^3+n$ 的反应中，只有 He^3 携带的 0.82 MeV 的能量将沉积下来。在 $T+D \rightarrow He^4+n$ 的反应中， α 粒子携带的 3.5 MeV 的能量将保留下来，而 14 MeV 的中子将逃逸掉。最后，在 $He^3+D \rightarrow He^4+p$ 的反应中，18.2 MeV 的能量全部沉积下来。尽管在低温下这种反应较慢，但在纯氘等离子体充分反应时它也变快。在某些情况下，由逃逸中子传给等离子体的能量仍可利用，但对直接维持等离子体温度并没有作用。

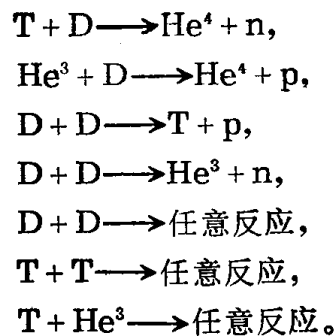
等离子体的最小能量损失是电子穿过正离子附近时发射的偶极辐射。为了估计这种能量，我们可以假定，在较高的温度下，几乎在所有位置电子出现的几率都相同。为了估计这种能量损失，我们将单位时间内电子发射的辐射写成

$$\frac{2}{3} (e^2/c^3) (Ze^2/mr^2)^2,$$

式中后一个因子是电子在电荷数为 Z 的核附近的加速度的平方。对电子和离子之间的距离 r 积分，在接近 $r=0$ 时结果是发散的，此处的加速度变得很大。实际上积分必须在下限 $r=\hbar/mv$ 处截止，这个下限值是电子的德布罗意波长除以 2π 。结果辐射能量损失只是随着温度的平方根增大。每秒每立方厘米的近似能量损失公式¹⁾为

$$\sum_Z \frac{8\pi}{3} Z^2 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{e^2}{m_e c^2} e^2 \langle v \rangle n_Z n_e,$$

式中 $e^2/\hbar c$ 为精细结构常数 $\frac{1}{137.1}$ ； $e^2/m_e c^2$ 为电子的经典半径 $2.7 \times 10^{-13} \text{cm}$ ； $\langle v \rangle =$



如果我们从 $D+D$ 反应开始，那么 $D+T$ 反应是一个重要的后续反应。它也可作为主要的反应。当然，氘有充足的资源，而氚则不然。然而， $D+T$ 反应产生高的能量，其中 14 MeV 的能量由中子带走。这些中子同锂同位素起反应，很容易产生足够的氘，以代替被烧掉的核。我们可以考虑作为 $D+D$ 反

1) 更详细的推导以及本章讨论的等离子体的其它一些简单特性请参看小斯比泽(L. Spitzer)的著作(1956)。

$(kT_e/m_e)^{1/2}$ 是温度为 T_e 时电子热速度的近似值, T_e 为 10keV 时, $\langle v \rangle$ 为 0.4×10^{10} cm/s; n_Z 、 n_e 分别是电荷数为 Z 的核和电子的密度。这和聚变反应每立方厘米沉积的能量差不多。

把迅速增加的热核反应和缓慢上升的能量损失作一比较就很清楚, 在低温情况下, 损失占优势, 而在某个高的温度下, 沉积的能量将赶上损失的能量, 我们称此为点火点。

图 2 表示总密度为 10^{14} 离子/cm³ 时等离子体中沉积的总热核能 (每秒每立方厘米)。一条曲线表示包括 $T+D$ 反应, 但不包括 He^3+D 反应的纯氘等离子体的结果, 后一反应只在 20keV 左右时才有意义。(这就是说, 在高温下图 2 低估了纯氘等离子体的能量沉积, 实际的点火点稍低于图中所示的温度。) 第二条曲线表示氘、氦各半的混合物的结果。第三条曲线表示每秒每立方厘米的辐射损失, 它在两种情况下都一样。第三条曲线和第一条曲线的交点便给出 $D-D$ 的点火温度 (25 keV), 与第二条曲线的交点给出 $D+T$ 的点火温度 (4.5keV)。应当指出, 点火温度与密度无关, 因为能量的产生和损失都正比于密度的平方。

在达到高温时, 辐射简直是不能避免的, 除辐射外, 还有其它损失机制。例如等离子体可能“推开”约束磁场。这就有可能使反应中断, 结果运行是脉冲式的。也可能存在一些自调节机制, 甚至加上调节器¹⁾, 因为在稀薄等离子体中能量的产生需要相当长的时间。

由聚变反应再产生出原先输入等离子体的能量 (辐射损失能量较小) 所需的时间 τ_1 与等离子体密度成反比, 因为原先的能量正比于密度, 而能量损失率和产生率正比于密度的平方。因此, 我们感兴趣的是 t/τ_1 , 这里 t 是等离子体保持约束状态的时间。

如果我们把中子的聚变能以一定的效率 (譬如 33%) 转换成对加热等离子体有用的形式, 再加入到由带电粒子的聚变能直接加热的等离子体中, 则 τ_1 可由较短的时间 τ_L 代替。 $t/\tau_L = 1$ 叫做劳逊判据, 因劳逊于 1957 年提出而得名。这个判据给出了从能量上维持等离子体所需的最短约束时间的条件。由于外部加热等离子体的实际方法有可能效率低费用大, 我们希望等离子体的能量损失全部由直接沉积在等离子体中的聚变产物带电粒子的能量所补偿。在这种情况下, 我们必须改用点火时间 τ_I , 并设 $t/\tau_I = 1$ 。于是, 只要

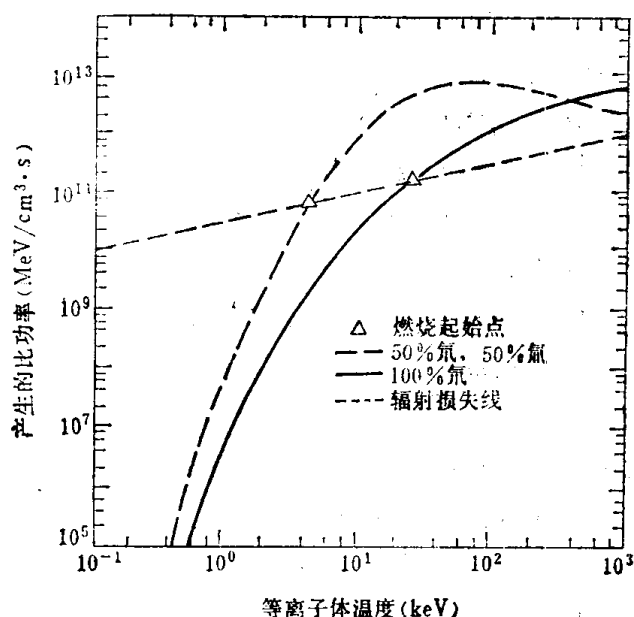


图 2 确定两种等离子体中热核燃烧点的曲线

每种等离子体的离子密度取为 1.0×10^{14} cm⁻³。氘和氘、氦各半的混合物这两条曲线表示由相应的反应产生的带电粒子的能量沉积率同温度的关系。对氘、氦混合物来说, 唯一的反应是 $T+D \rightarrow He^4 + n$, 由 He^4 沉积的能量为反应能量 17.6MeV 的 20%。纯氘反应或是 $D+D \rightarrow T+p$ 反应 (沉积 4.04MeV 的能量), 随后是产生氦核的 $T+D$ 反应, 或是 $D+D \rightarrow He^4 + n$ 反应 (沉积能量为 0.82 MeV)。在后一情况下, 沉积曲线中不包括随后燃烧 He^3 产生的能量, 因为这种过程太慢, 对确定燃烧点没有意义。虚线表示由辐射引起的等离子体的功率损失。对这两种等离子体来说, 每条能量沉积曲线和辐射损失曲线的交点就是它们的燃烧点。

1) 这种外加的调节器尚未详细研究过。许多受控聚变专家说“这是我们应当尽快正视的一个问题”。

主要的损失是辐射损失而不是等离子体的损失或传导损失，我们就得到了一个点火条件。点火条件要求的约束时间 τ_i 比劳逊判据 τ_L 更长。

当前的研究现状是， t/τ 通常小于 1，因此我们既没有达到劳逊条件，也没有达到点火条件，因而聚变反应还不是自持的。时间 τ_L 或 τ_i 决定着可供调节反应的时间。 τ_i 的表达式为

$$1/\tau_i = [\langle \sigma v \rangle E_{dep}]_{corr} n_1 n_2 / \frac{3}{2} p,$$

式中 n_1 及 n_2 是相互作用离子的密度¹⁾； E_{dep} 为每次核反应沉积的能量〔方括号中的量必须考虑对能量损失机制的修正（用下脚标 corr 表示）〕； p 为等离子体压强； $\frac{3}{2}p$ 为等离子体每立方厘米的能量。由于式中分子为每立方厘米每秒中产生的净能量，我们的确会得到时间的倒数；又由于 $n_1 \approx n_2 = n_e$ （ n_e 为电子密度）， p 正比于 n_e ，故比较不同的等离子体密度时， $n_e \tau_i$ 是更有意义的量。

我们已经看到，对 D-T 及 D-D 反应，点火温度的近似值为 4.5 和 25 keV。在此温度下，对典型的 $n_e = 10^{14}/\text{cm}^3$ （此处 n_e 为每立方厘米的电子数），劳逊判据的 $n_e \tau_L$ 量给出 D-T 和 D-D 反应的 τ_L 近似为几十秒。

这意味着我们面临着对付相当长的约束时间的困难，而且要在足够稳定的高温条件下，将等离子体约束这样长的时间。另一方面，长的持续时间又为我们提供了充分的机会，以控制等离子体和调节由于受控热核反应能量的沉积而带来的变化。

最后的几章将讨论与刚讲过的完全不同的情况。在某些计划中，考虑的 n_e 值比上述值高百万倍。在这种情况下，时间尺度是上述时间的百万分之一，因而将无从控制反应。更确切地说，我们想在很短的时间内产生足够的能量，在这段时间内，相当高密度的等离子体将会飞散，从而使反应停止。

第 16 章将要讨论普遍的情况，即用除氢同位素以外的核作燃料的可能性。在这种情况下，将需要非常高的反应温度。

迄今为止，我们只不过对受控聚变的过程作了过于简化的论述。的确我们已经假定，等离子体具有明确意义的温度。实际的碰撞将在离子与离子、电子与电子之间建立温度平衡。建立这种平衡所需要的时间取决于离子-离子和电子-电子碰撞的平均自由程。下面我们将讨论这些和其它一些等离子体性能。把这种讨论集中在可能产生聚变反应的典型等离子体上是有益的。我们选取每立方厘米的离子数 n_i 和电子数 n_e 为 $n_i = n_e = 10^{14}$ （考虑 D 离子或 T 离子）；温度 $kT = 10 \text{ keV} = 1.6 \times 10^{-8} \text{ erg}$ 或 $T = 1.2 \times 10^8 \text{ K}$ ；压强 $p = 3.2 \times 10^9 \text{ erg/cm}^3 = 3.2 \text{ b}$ ，即 3.2 atm；等离子体的尺寸 $R = 100 \text{ cm}$ 。在给出公式的同时，我们还将估计出这个实际情况的典型数量。

电子-电子或离子-离子的碰撞散射截面近似为 $\sigma = (e^2/kT)^2$ ，或更精确地为

$$\sigma = \frac{2}{3} \pi (e^2/kT)^2 \ln(r_{\text{最大}}/r_{\text{最小}}),$$

式中对数因子来自远距离碰撞的小角度偏转的积累效应； $r_{\text{最大}}$ 是粒子电荷受到屏蔽的距离（见下文）； $r_{\text{最小}}$ 为电子的 $\hbar/mv$ 。对于电子和离子，这个对数因子都约为 20。由此给出

1) 如果只有一种反应粒子，如 D+D 反应， $n_1 n_2$ 必须由 $\frac{1}{2} n^2$ 代替。

两个截面的数值为

$$\sigma_{ee} = \sigma_{ii} \approx 10^{-20} \text{cm}^2.$$

相应的平均自由程 $\lambda = 10^8 \text{cm}$, 远大于线性尺寸 $R = 100 \text{cm}$ 。因此, 欧姆加热的应用受到限制。

相当于平均电子能量 $\frac{3}{2}kT_e$ 的速度 v_e 为

$$v_e = (3kT_e/m_e)^{1/2} = 0.7 \times 10^{10} \text{cm/s}.$$

而且, 相当于平均离子能量 $\frac{3}{2}kT_i$ 的氘的速度为

$$v_i = (3kT_i/m_D)^{1/2} = 1.2 \times 10^8 \text{cm/s}.$$

因此, 在 $\lambda/v_e = 1.4 \times 10^{-4} \text{s}$ 时间内电子之间将达到热平衡, 并且在 $\lambda/v_D = 0.8 \times 10^{-2} \text{s}$ 时间内氘之间将达到热平衡。

从电子到核的能量传输是很慢的。的确, 正象我们将要看到的那样, 在电子和氘的能量交换式中将出现因子 $1/m_D$, 而对于电子-电子的能量传输, 分母中将出现 v_e 。在我们的标准情况下, 达到热平衡的时间为十分之几秒。

为了获得更精确的表示式, 我们利用了离子速度比电子速度小这样一个事实。我们可把传输的功率按 v_i/v_e 的幂展开, 其中零次幂相当于稳态核, 一次幂不产生贡献, 二次幂给出正比于 T_i/T_e 的项。十分明显的是, 即使展开式中与温度有关的这一项大于与温度无关的第一项, 公式仍然正确。在高温条件下, 从电荷数为 Z 、质量为 M_Z 的核到电子的能量传输是很慢的。每秒时间内每立方厘米传输的功率由下式给出 (当然因子 10 是近似值):

$$\sum_Z 10 \frac{Z^2 e^4}{M_Z \langle v \rangle} \left(1 - \frac{T_i}{T_e} \right) n_e n_Z \ln \frac{r_{\text{最大}}}{r_{\text{最小}}}.$$

式中 T_e 是电子的温度, T_i 是核的温度, 单位为 erg (对所有的质量 M_Z , T_i 都是一样的); 表示式 $\langle v \rangle = (kT_e/m_e)^{1/2}$ 是温度为 T_e 的电子的速度表示式; n_e 和 n_Z 分别为电子的密度和电荷数为 Z 的离子的密度; $\ln(r_{\text{最大}}/r_{\text{最小}})$ 项近似等于 20。当然, 在 $T_i = T_e$ 时, 表达式必然为零。

结果, 在接近堆温度 10keV 的情况下, 等离子体热离子将其能量传递给电子的速率要比离子之间的交换率慢得多。

能量损失以及能量交换的这种效应将在随后的几章中讨论。当聚变反应还不足以对等离子体进行自加热 (点火) 时, 补充能量损失的一个重要方法是把高能中性束注入等离子体中。中性束将在第 12 章中叙述。

II. 等离子体的一些性质

在前面的讨论中已经暗示出我们对高温下的材料感兴趣, 这种温度是这样高, 以致全部分子被离解, 全部原子被电离。有可能作为杂质出现的高 Z 原子不一定完全电离。但是, 除了从外部高速注入到等离子体中的原子外, 不会有其它中性粒子; 注入的原子将迅速电离, 当然, 其中一部分有可能作为中性粒子穿过等离子体。当存在约束等离子体所必需的

•在早先的讨论中, 我们通过 kT_e 人为地定义了 $\langle v_e \rangle$, 而没有计算在物理上更有意义的速度。

磁场时，离子和电子将绕磁力线作螺旋运动。沿磁力线运动的速度是任意的。垂直于磁力线的运动是圆运动，其半径为

$$r = mc v / Ze B,$$

式中 m 为离子或电子的质量， v 是它的速度， c 为光速， Ze 为运动的电荷， B 为磁场强度。当磁场约 50000 G、温度约 10keV 时，电子的回旋半径为 7×10^{-3} cm，氖核的回旋半径为 0.4cm。 2π 乘回旋频率 $\omega = v/r = ZeB/mc$ ，对于电子则为 $\omega_{ce} = 9 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ ，对于氖核则 $\omega_{ci} = 2.4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ 。应当指出，在目前的讨论中，我们把带电粒子的回旋运动看成是独立的，即无相位关系的运动。下面将要讨论与此相反的情况，即集体运动的情况。

如果我们假定在差不多等于回旋半径的距离内磁场没有明显变化，同时在回旋频率的倒数 $1/\omega$ 的时间内，磁场也没有迅速变化，那么我们对等离子体可作简单的叙述。粒子和磁场一道沿着垂直于磁场的方向运动。我们或者说磁场拖着粒子一道运动，或者说粒子将引起磁场的位移，这就要看是磁场的能量密度大，还是粒子的能量密度大。但一般来说，离子可沿磁场自由运动。

外加平行于磁场的电场将产生强电流，而引起的电荷分离很快将电场补偿。外加电场垂直于磁场的分量会引起完全不同的效应。在所有感兴趣的情况下，电场的这个分量都小于磁场。于是，我们可以考虑一个以速度

$$(E_{\perp}/B)c$$

运动的坐标系，式中 $E_{\perp}$ 是垂直于磁场的电场分量。从相对论的观点看，一个以这样的速度在既垂直于电场又垂直于磁场的相应方向运动的观察者，只能看到磁场而看不到电场。因此，在这个坐标系中，粒子将围绕在运动坐标系中观察到的新磁场作螺旋运动。结果在实验室坐标系中，所有的粒子，不管其电荷和质量如何，都将以平均速度 $(E_{\perp}/B)c$ 沿着垂直于电场和磁场的方向运动。

在纯磁场中，在一级近似下，从微观上看等离子体是被束缚在磁力线上的。如果导电率无限大，那么我们可以说，在存在着处处垂直于磁力线的电场的情况下，正如前节对等离子体所作的叙述一样，磁力线和等离子体都将以速度 $(E/B)c$ 运动。如果磁场的能量密度占优势，我们便可以说，磁力线携带着等离子体沿垂直于这些磁力线的方向运动。另一方面，如果等离子体的能量密度占优势，我们便可以说，等离子体携带着磁力线沿垂直于磁场的方向运动。

当然，所有这些叙述都过于简单化。只有在导电率为无限大，因而平行于磁场的电场分量 $E_{\parallel}$ 为零的理想情况下，这些叙述才是正确的。在导电率大的实际情况中，问题要稍复杂些***。

等离子体的性质取决于等离子体压强与磁压强之比，等离子体压强为 p ，磁压强为 $B^2/8\pi$ 。两个量的比值 $8\pi p/B^2$ 就是大家所熟悉的 β 值。一般来说，在低 β 值的情况下****，等离

•符号 ω_{ce} 仍为电子回旋频率。

••对于氖核，我们用 ω_{ci} 表示离子回旋频率。

•••复杂化的部分原因是，在非均匀磁场中，在各点以不同速度 $(E_{\perp}/B)c$ 运动的等离子体不再带着磁场一道运动，而是在等离子体和磁场之间有一种滑动。然而文中过于简单化的描述，在不出现某些特殊的电场 $E_{\parallel}$ 的情况下是近似正确的。在存在某些特殊的电场 $E_{\parallel}$ 时，过于简单化的描述会导致一些与麦克斯韦方程矛盾的变化。

••••在有些情况下，如槽型不稳定性(见后面)情况下，考虑的是等离子体压强 p ，而不是 $\beta = 8\pi p/B^2$ 。

子体的行为最简单，而高 β 值的等离子体的行为最有意义。在前一情况下，等离子体的效应相当弱，因而不引起大的破裂效应，即所谓的不稳定性。在后一情况下，大部分能量传输给能引起热核反应的离子的运动。

不管 β 值是高还是低（平均 β 值一般不超过 1），我们还是讨论低密度等离子体，的确这是本卷的主题。

迄今为止，我们把电子和离子看成是在位置上相互无关的。实际上，静电相互作用使每个电荷总是被过量的相反电荷包围着。这就引起一种屏蔽现象，在叙述正负电荷间的最大有效相互作用距离 r_{max} 时曾涉及到这种现象。这个距离就是通常所说的德拜长度 λ_D 。

为了导出一个电子附近的这个长度，我们用 ϕ 表示距离 r 处的电势。若只考虑电子的屏蔽，我们可以获得一个电荷 q 附近的微分方程：

$$\Delta\phi = \frac{d^2\phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\phi}{dr} = \frac{4\pi n_e e^2 \phi}{kT},$$

式中玻尔兹曼因子 $\exp(-e\phi/kT)$ 已被 $1 - e\phi/kT$ 代替，除 r 的值很小的区域外，这是正确的。 r 值较小时，这个因子的贡献可忽略不计。第二项 $e\phi/kT$ 表示电荷与其平均值之偏差，平均电荷与离子电荷相平衡。这一项乘以 $-en_e$ ，则作为电荷密度出现在微分方程的右端。方程的解为

$$\phi = (q/r) \exp(-r/\lambda_{De}),$$

式中电子德拜长度 λ_{De} 为

$$\lambda_{De} = \left(\frac{kT_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2}.$$

不难看出，由于电子和离子的屏蔽作用，实际的电势是

$$\phi = (q/r) \exp(-r/\lambda_D),$$

而

$$\left(\frac{1}{\lambda_D} \right)^2 = \left(\frac{1}{\lambda_{De}} \right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda_{Di}} \right)^2,$$

式中电荷数为 Z 的离子的德拜长度 λ_{Di} 为

$$\lambda_{Di} = \left(\frac{kT_i}{4\pi n_i Z^2 e^2} \right)^{1/2}.$$

在我们的标准情况 ($kT = 10\text{keV}$, $n_e = n_D = 10^{14}/\text{cm}^3$) 下， λ_D 为 $5.2 \times 10^{-3}\text{cm}$ 。

求出以 λ_D 为半径的球内有多少电子是很有意义的。这个量就是所谓的等离子体参数，它等于

$$\frac{1}{3} (32\pi n_e)^{-1/2} (kT/e^2)^{3/2} = 0.033 (n_e^{1/3} e^2 / kT)^{-3/2}.$$

从最后的式子中可以看出，这个表达式正比于两个相邻电子的平均相互作用除以 kT 的 $-\frac{3}{2}$ 次方。这个等离子体参数实际上也和平均自由程除以德拜半径的表达式一样。如果它的值等于 1，屏蔽扩展极快，对一个粒子的屏蔽实际上是由单个粒子（而许多粒子参与的可能性很小）提供的，而且粒子的独立运动不再是好的近似了。但对我们的标准系统来说，这个等离子体的参数为 6×10^7 。

如果我们考虑许多电子沿同一方向移动并导致空间电荷的集体运动，则产生强的力。

在无磁场情况下，这些电子将以所谓等离子体-电子频率 ω_{pe} 彼此同相位振荡。为了估计这个量，我们考虑一个厚度为 d 的平板。电子沿平板长度方向的位移，只能在平板两端附近产生力，而不能产生迅速的系统的振荡。但平行于厚度 d 方向的位移 $a \ll d$ 时，在平板两面将产生表面电荷 $an_e e$ 。在平板外部不出现力，但在平板内将产生强度为

$$4\pi n_e e a$$

的电场和大小为

$$4\pi n_e e^2 a / m_e$$

的电子加速度。该加速度引起一简谐振荡 $a \sin \omega_{pe} t$ ，其中

$$\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}.$$

不难看出，这就是等离子体-电子波的频率。此频率与波长 λ_{pe} 无关 (λ_{pe} 表示等离子体-电子的振荡波长除以 2π)。在 $n_e = 10^{14}$ 的标准情况下，我们得到 $\omega_{pe} = 5.7 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ 。只有在电子能被适当地定域化，即 $1/\omega_{pe} \ll \lambda_{pe}/v_e$ 时，此公式才正确。上述条件意味着振荡周期比热速度为 v_e 的电子移动一个波长的距离所需的时间要短。

显然这个公式可以推广到产生位移的是离子而不是电子的情况。它给出

$$\omega_{pi} = (4\pi n_i Z^2 e^2 / m_i)^{1/2}.$$

对氖来说，在我们的标准情况下， $\omega_{pi} = 0.9 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ 。这个表达式具有严格的适用范围。如果不满足 $\lambda_{Di} < \lambda_{pi}$ ，离子就不会被适当地定域化（这个条件和上面讨论的条件类似），同时振荡会迅速衰减。但是如果不满足 $\lambda_{De} > \lambda_{pi}$ ，离子将被电子屏蔽，而且我们将用从简单的声波传播中得到的频率代替 ω_{pi} 。因此，只有在 $\lambda_{Di} < \lambda < \lambda_{De}$ 时，离子等离子体的振荡才具有上面所给出的频率。对氖等离子体来说，只有 $T_e > T_i$ 时这才有可能（在较窄的范围内）。应当指出，对于等离子体-电子频率来说，没有这样的限制条件，因为离子运动得太慢，跟不上电子的振荡。

在有磁场的情况下，让我们首先考虑一个等离子体平板，它的短尺寸方向平行于磁场 $\mathbf{B}$ 。我们假定，平板中同类粒子彼此平行移动。于是，平行于平板短尺寸方向的运动，将不受磁场 $\mathbf{B}$ 的影响，而且上面谈到的关于等离子体频率的一切都仍然是正确的。另一方面，垂直于磁场 $\mathbf{B}$ 并沿平板长尺寸方向的运动，将具有旧式的回旋频率 ω_{ce} 及 ω_{ci} 。只有在平板端部才会出现空间电荷，而且如果长尺寸方向足够长，只有在平板端部附近才会出现扰动。若平板由正弦波代替，当进到波运动的内部时，端效应会迅速下降。

另一方面，如果磁场 $\mathbf{B}$ 平行于平板的长尺寸方向，则等离子体频率和回旋频率将产生耦合；于是我们会获得稍许更为复杂的混杂频率。

设 x 轴平行于平板的短尺寸方向，即出现电场的方向。设磁场指向 z 方向。我们考察 x - y 平面上一个电子的运动，并让离子处于固定的位置。可以假设

$$X_e = X_{0e} \sin \omega t, \quad Y_e = Y_{0e} \cos \omega t,$$

式中脚标 0 表示与时间无关的幅值。我们从速度和加速度的表达式得

$$-\omega^2 X_{0e} = -\omega_{ce} \omega Y_{0e} - eE_0/m_e, \quad -\omega^2 Y_{0e} = -\omega_{ce} \omega X_{0e},$$

式中 $\omega_{ce} = eB/mc$ ， E_0 为 y - z 平面上由于空间电荷的出现而产生的电场的幅度。因为 y 为平板的长尺寸方向，在这个方向无需考虑电场。

• 此处的单位为 cm^{-3} 。——译者注

从最后两个方程得到

$$-\omega^2 X_{0e} = -\omega_{ce}^2 X_{0e} - eE_0/m_e.$$

电场可由

$$eE_0 = 4\pi n_e e^2 X_{0e} = m_e \omega_{pe}^2 X_{0e}$$

给出。

将此式代入上式并除以 X_{0e} ，最后得

$$\omega^2 = \omega_{UH}^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2.$$

这里我们引入符号 ω_{UH} ，它代表高混杂频率。当然，电子的这种频率比主要涉及离子的那些运动的频率更高。

为了获得低混杂频率 ω_{LH} ，我们必须写出 X_{0i} 和 Y_{0i} 的联立方程，除了出现 ω_{ci} 和 m_i 外，此方程与 X_{0e} 及 Y_{0e} 的联立方程一样。同一电场在两个方程中都起作用（符号相反）， eE_0 由下式给出：

$$eE_0 = m_e \omega_{pe}^2 X_{0e} - m_i \omega_{pi}^2 X_{0i}.$$

消去 y 分量后，我们得出 X_{0e} 和 X_{0i} 的两个联立方程；令行列式等于零，则 ω^2 的方程变为

$$\omega^2 (\omega^2 - \omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ci}^2 - \omega_{pi}^2) + \omega_{ce}^2 \omega_{pi}^2 + (\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2) \omega_{ci}^2 = 0,$$

此方程很容易求解。由于所有离子的频率比电子的频率低， $\omega^2 = \omega_{UH}^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2$ 的值可作为高频的很好的近似。上式可写成

$$\omega_{LH}^2 (\omega_{LH}^2 - \omega_{UH}^2 - \omega_{ci}^2 - \omega_{pi}^2) = -(\omega_{ce}^2 \omega_{pi}^2 + \omega_{ce}^2 \omega_{ci}^2 + \omega_{pe}^2 \omega_{ci}^2).$$

如果我们略去考虑到电子和离子的质量比而变小的所有项，我们可以写出

$$\omega_{LH}^2 = (\omega_{ce}^2 / \omega_{UH}^2) \omega_{pi}^2 + \omega_{ci}^2.$$

因为

$$\omega_{ci}^2 / \omega_{pi}^2 = (B^2 / 4\pi) / n_i m_i c^2,$$

所以在右边的最后一项可以忽略不计，于是我们可得到近似的公式

$$\omega_{LH} \omega_{UH} = \omega_{ce} \omega_{pi}.$$

在我们的标准情况 ($T = 10 \text{keV}$; $B = 50,000 \text{G}$; $n_e = 10^{14} / \text{cm}^3$) 下，得到两个混杂频率值： $\omega_{UH} = 1.05 \times 10^{12} \text{s}^{-1}$ 和 $\omega_{LH} = 0.7 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$ 。

现在我们估计等离子体的输运现象。平行于磁场的物质的有关输运时间为

$$R/v_i = (R^2 m_i / kT)^{1/2},$$

式中 R 为等离子体的尺寸，在我们的标准情况下，它等于 100cm 。此式给出的输运时间约为 $1 \mu\text{s}$ 。

能量通过横波，即所谓的阿尔文波沿磁力线输运。这种波的波长除以 2π 以 λ 表示，让振荡期间势能密度和动能密度的最大变化相等，则可求得这种波的频率和幅度 a 。初始磁场记作 B_1 ，并在波动中将出现一个垂直分量 $B_\perp$ ，其最大值为 $B_1 a / \lambda$ 。另一方面，最大的离子速度将等于 ωa ，其中 ω 等于 2π 乘以频率。让这两个能量密度相等，我们可写出

$$\frac{1}{8\pi} (B_\perp)^2 = \frac{1}{8\pi} \frac{a^2}{\lambda^2} (B_1)^2 = \frac{1}{2} n_i m_i \omega^2 a^2.$$

因而阿尔文速度 $v_A = \omega \lambda$ ，即

$$v_A = (B^2 / 4\pi n_i m_i)^{1/2},$$

式中我们用 B 代替磁场的初始值 B_1 。