

等离子体物理

(下册续)

中国科学技术大学

1981年9月

目 录

第十一章 受控热核聚变

§11.1 聚变反应原理	1
§11.2 直线收缩装置 (Z-Pinch) 和角收缩装置 (θ -Pinch)	10
§11.3 磁镜装置	14
§11.4 简单环形装置	19
§11.5 仿星器	21
§11.6 托卡马克装置	25

第十二章 等离子体天体物理

§12.1 引 言	33
§12.2 太阳的离散射电发射	35
§12.2.1 在离散太阳射电发射方面的观测数据	35
§12.2.2 太阳射电爆理论的讨论	54
§12.3 星系核、射电星系、类星体	64
§12.3.3 在星系核、射电星系和类星体上观察数据的简短 摘要	64
§12.3.4 星系核、射电星系和类星体电磁发射的说明	77
§12.4 脉冲星发射	85
§12.4.5 脉冲星的观测数据	

目 录

变异的特征量 七—十页

I 变异特征的度量 110

II 变异特征的度量 (1919—20) 112

III (1919—4) 113

IV 变异特征的度量 114

V 变异特征的度量 115

VI 变异特征的度量 116

VII 变异特征的度量 117

VIII 变异特征的度量 118

变异的特征量 第二十章

IX 变异特征的度量 119

X 变异特征的度量 120

XI 变异特征的度量 121

XII 变异特征的度量 122

XIII 变异特征的度量 123

XIV 变异特征的度量 124

XV 变异特征的度量 125

XVI 变异特征的度量 126

XVII 变异特征的度量 127

XVIII 变异特征的度量 128

XIX 变异特征的度量 129

XX 变异特征的度量 130

101 雙湖湖區交通中樞 0.2.3.1

二 區

201 寧二十線至二十一線

三 部

301 大興特設倉庫，及公私倉庫，I 類

302 倉庫，II 類

303 公共中興倉庫，III 類

304 儲蓄部，VI 類

101 中 央 委 員 會

§12·4·6 脉冲星发射的说明	101
------------------------	-----

习 题

第一章至第十二章	120
----------------	-----

附 录

附录 I、常用的矢量公式、张量和并矢式	153
---------------------------	-----

附录 II、单位	158
----------------	-----

附录 III、一些常用的物理常数和公式	167
---------------------------	-----

附录 IV、贝塞耳函数	169
-------------------	-----

主要参考书	171
-------------	-----

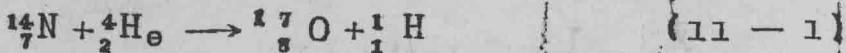
第十一章 受控热核聚变

轻元素在高温下所形成的完全电离等离子体，叫做热核等离子体。其中处在麦克斯韦分布高能“尾巴”上的核，具有足够的能量可以克服静电排斥势垒。它们之间发生的聚变反应叫做热核反应。如果这种反应有控制地进行，那就是受控热核聚变。

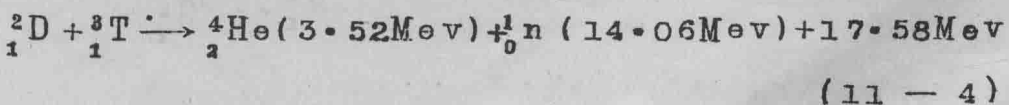
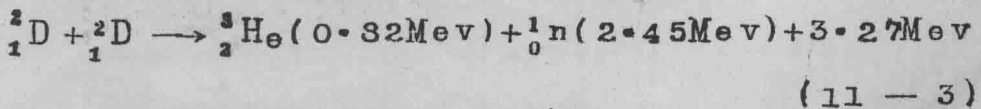
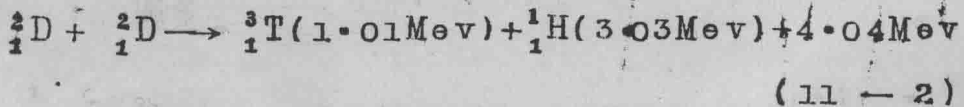
在第一章我们对受控热核聚变已做了简要介绍。本章的主要目的是介绍聚变反应原理，实现聚变反应的各种装置的原理，以及讨论为了获得聚变能输出，所用的热核等离子体应满足什么基本条件。

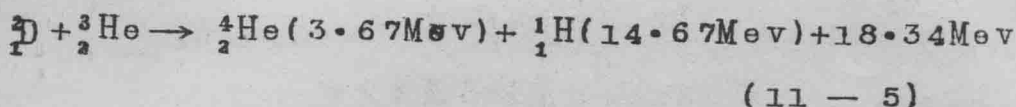
§11.1 聚变反应原理

历史上，第一个人工引起的核反应就是聚变反应，即1919年，卢瑟福用8.8兆电子伏 α 粒子轰击 ^{14}N ，实现了如下反应

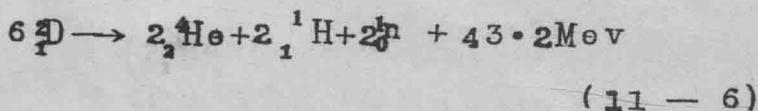


以后又发现许多其他聚变反应，对于获取能量有重要意义的聚变反应是：





反应(11-2)和(11-3)是最重要的。因为 ${}^2_1\text{D}$ 在地球上储量最大，海水每升大约含有0.03克。而且易于大量提取。这两种反应有大致相等的截面。反应(11-4)和(11-5)释放的能量比反应(11-2)、(11-3)大三、四倍但 ${}^3_1\text{T}$ 不天然地存在。不过可以利用反应(11-2)和(11-3)的产物作为(11-4)、(11-5)的反应物。这样我们可以只用作燃料。即把反应(11-2)、(11-3)、(11-4)、(11-5)加在一起。构成D—D燃料循环：

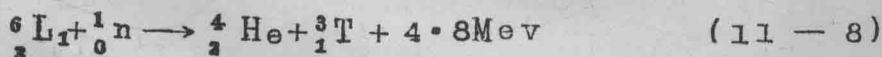


由此释放出的能量每核子相当于

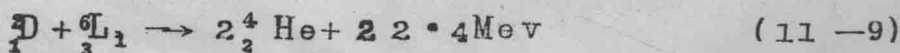
$$q_{\text{T}} = \frac{43.2\text{MeV}}{12 \text{核子}} = 3.6\text{MeV/核子} \approx 3.46 \times 10^{11} \text{焦耳/克} \quad (11-7)$$

为了比较我们举矿物燃料燃烧释放的能量：煤—— 3×10^4 焦耳/克
石油—— $4 - 5 \times 10^4$ 焦耳/克。

为了获取 ${}^3_1\text{T}$ 以实现反应(11-4)可以用 ${}^6_3\text{Li}$ 作未来聚变堆包层。它吸收聚变反应放出的中子通过如下裂变反应而增



(11-8)与(11-4)相加即构成D—T(${}^6_3\text{Li}$)燃料循环：



由此释放的能量，每核子相当于

$$q_F = 2.8 \text{ Mev/核子} \approx 2.68 \times 10^{11} \text{ 焦耳/克} \quad (11-10)$$

即燃烧2克氘加6克锂可得 2.15×10^{12} 焦耳的能量。

应该指出，D—T反应释放的能量虽然比D—D反应大三、四倍，但这些能量在带电产物的分配上，都没有D—D反应有利。因为如果产物是中子，它不受磁场约束，是要离开反应器的，而它带走的能量对反应器来说就是一种损失。我们看到在D—D反应中所放能量的66% 归于带电产物，34%为中子带走，而在D—T反应中，仅有20%的能量归于带电产物，80%的能量被中子带走。

聚变反应发生的概念也是用“截面” σ 表示的， σ 是两个反应核之间的相对速度的函数。由于原子核间有很强的静电排斥力，所以核聚变截面在所有元过程中是最小的。塔克(Tuck)等在五十年代中期测量D—D、D—T、D— ^3He 反应截面得到图11—1所示的结果(17)，其中D—D曲线表示两种D—D反应截面的和；

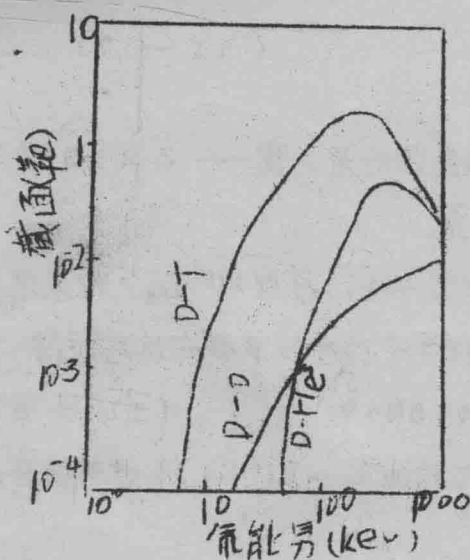


图 11—1 D—T、D—D、D— H^3 反应截面

他们得到 D—D 反应的总截面公式是：

$$\sigma_{D-D} = \frac{288}{W(\text{KeV})} \exp\left(-\frac{45.8}{\sqrt{W(\text{KeV})}}\right) \text{ 靶} ;$$

(11-11)

式中 W 是氘核的相对能量。从图 11-1 我们看到，当氘核相对能量（轰击能量）在 100 千电子伏以下时，曲线大致按指数规律上升。最大截面 $\sigma_{\text{最大}}$ 及对应的轰击能量如下表所示：

反 应	$\sigma_{\text{最大}}$ (靶)	对应 $\sigma_{\text{最大}}$ 的轰击能量 (MeV)
$^2\text{D}(d, p)^3\text{T}$	0.079	1
$^2\text{D}(d, n)^3\text{He}$	0.09	1
$^3\text{T}(d, n)^4\text{He}$	5.0	0.107
$^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$	0.8	0.45

聚变功率密度

设有密度为 n_α 、 n_β 的两类核，以 v 表示一个 α 类核对一个 β 类核的相对速度。于是一个 α 类核在单位时间内与 β 类发生碰撞（聚变反应）的次数是 $n_\beta \sigma v$ 假设两类核具有同一温度的麦克斯韦分布， σv 对分布求平均后用 $\langle \sigma v \rangle$ 来表示，它叫做反应率参数。那么每单位时间单位体积中这两类核的聚变反应次数（反应率）

将是

$$R_F = n_\alpha n_\beta \langle \sigma v \rangle ; \quad (11-12)$$

对于同类核的反应则是：

$$P_F = \frac{1}{2} n_\alpha^2 \langle \sigma v \rangle \quad (11-13)$$

$\langle \sigma v \rangle$ 的数值计算结果

可查有关手册。

图 11-2 则是塔克 1967 年发表的结果；适用范围更广的数

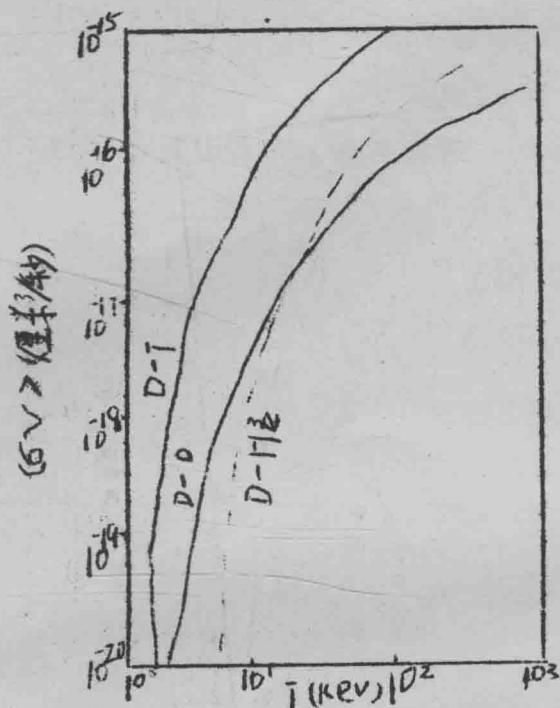


图 11-2 $\langle \sigma v \rangle$ 随温度的变化

据请看有关文献。斯托瓦耳通过计算得到的公式是：

$$\langle \sigma v \rangle_{DD} = \frac{2.33 \times 10^{-14}}{(T(\text{keV}))^{2/3}} \exp\left[-\frac{18.76}{(T(\text{keV}))^{1/3}}\right] \frac{\text{厘米}^3}{\text{秒}} \quad (11-14)$$

$$\langle \sigma v \rangle_{DT} = \frac{3.68 \times 10^{-12}}{(T(\text{keV}))^{2/3}} \exp\left[-\frac{19.94}{(T(\text{keV}))^{1/3}}\right] \frac{\text{厘米}^3}{\text{秒}} \quad (11-15)$$

以 $W_{\alpha\beta}$ 表示单位聚变反应释放的能量。根据公式 (11-12)、(11-13)，可得每单位时间单位体积中获得的聚变能即 聚变功率密度：

$$P_{\alpha\beta} = n_{\alpha} n_{\beta} \langle \sigma v \rangle W_{\alpha\beta} ; \quad (11-16)$$

$$P_{\alpha\alpha} = \frac{1}{2} n_{\alpha}^2 \langle \sigma v \rangle W_{\alpha\alpha} \quad (11-17)$$

通常 $W_{\alpha\beta}$ 只算带电产物携带的能量。但次级反应释放的能量也要考虑在内。例如，关于 D—D 反应。当温度在 100 千电子伏以下时，反应 (11-5) 是不明显的，但由两个 D—D 反应 (11-2)、(11-3) 及随后发生的次级反应 (11-4)，可在带电产物上总共获得 8.3 兆电子伏的能量，所以 $W_{DD} = (8.3/2) \text{ Mev}$ 。关于 D—T 反应，只有 α 粒子携带能量 3.5 Mev 认为是留在反应区域内的。因此 $W_{DT} = 3.5 \text{ Mev}$ 。现在我们例举计算聚变功率密度的几个结果供参考：

$$P_{DD}(10 \text{ KeV}) = 2.8 \times 10^{-31} n_D^2 \text{ (瓦} \cdot \text{厘米}^{-3} \text{)} ;$$

$$P_{DT}(100 \text{ KeV}) = 6.2 \times 10^{-20} n_D n_T \text{ (瓦厘米}^{-3} \text{)} \quad (11-18)$$

$$P_{DT}(100 \text{ KeV}) = 4.5 \times 10^{-23} n_D n_T \text{ (瓦厘米}^{-3} \text{)} \quad (11-19)$$

临界温度

等离子体在任何时候都有能量损失。现阶段实验中主要损失机制是辐射和热传导。目前热核等离子体温度在 5 千电子伏以下。最简化的模型是只考虑韧致辐射损失。根据第二章的公式，可求得：

$$P_{br} = 5.35 \times 10^{-31} Z_i^2 n_e^2 T_e^{1/2} \text{ (瓦厘米}^{-3} \text{)} \quad (11-20)$$

式中 n_0 以 (厘米⁻³) 计算, T_0 以 (千电子伏)

计。至于热传导损失, 难于一般地估计, 暂且乐观地认为它可以略去不计。这样一来, 可以把得失两者——聚变功率密度和韧致辐射功率密度比较一下: 它们对于粒子密度的依赖关系是相同的, 即二者都正比于粒子密度的平方; 但对于温度的依赖关系则不相同。前者根据公式 (11-14) 或 (11-15) 是随温度升高按 $T^{1/2}$ 规律而增加; 所以会找到一个临界温度 T_0 , 当低于此温度时辐射损失功率是超过聚变功率的, 高于此温度时聚变功率就将占上风。正好到达临界温度的则二者相等:

$$P_{\alpha\beta} = P_{br} \quad (11-21)$$

这时的聚变装置似乎变成了反应可以自己维持的系统, 所以有些作者把临界温度叫做“理想的点火”温度。D-D 反应的临界温度为 3.5 千电子伏, D-T 反应的临界温度比这低得多, 约为 4 千电子伏。

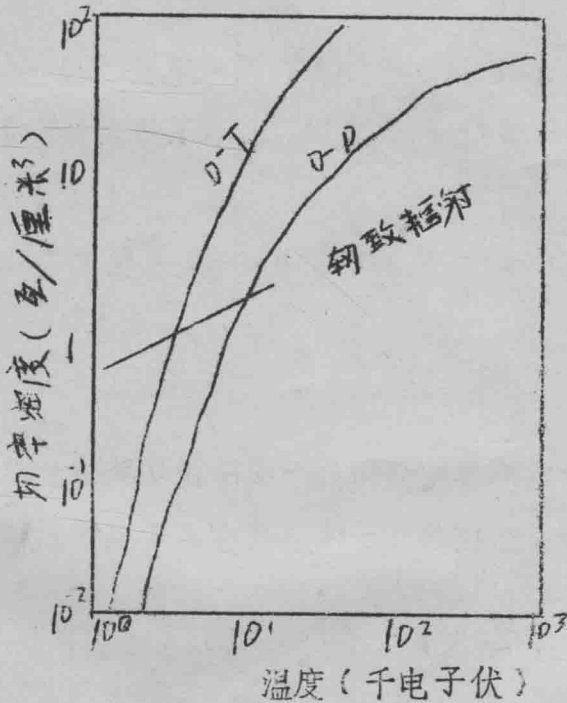


图 11-3 临界温度的确定

应该明瞭。临界温度是人为的概念。不能认为热核等离子体加热到了这个温度就会实现自持的聚变。事实上这里有许多不容忽视的能量损失没有考虑进去。所以人们在早期引入“理想的点火”温度这一概念，只能看成是一个极初步的“指标”而已。

劳逊判据

对于反应产物全不保留的系统，劳逊 (Lawson) 作同样作了粗略的能量平衡计算。他考虑具有如下理想循环的脉冲聚变让气体冷却。传导损失完全略去，并假设用来加热气体和补充韧致辐射损失的能量以及聚变释放的全部能量，都经过效率为 η 的热功转换系统，重新回授给反应区域，以点燃下一个循环。这里，输入的总能量是 (n 表示电子密度， T 是用能量单位表示的)。

$$3nT + P_{br}\tau ;$$

输出的总能量是

$$\eta (3nT + P_{\alpha\beta}\tau + P_{br}\tau)$$

所以维持再循环并获得能量增益的条件就是：

$$\eta (3nT + P_{br}\tau + P_{\alpha\beta}\tau) \geq 3nT + P_{br}\tau \quad (11-22)$$

或

$$n\tau \geq \frac{3T}{\frac{\eta}{1-\eta} \frac{P_{\alpha\beta}}{n^2} + \frac{P_{br}}{n^2}} \quad (11-23)$$

式中等号对应于收支平衡 (break even) 的情形。由于 $P_{\alpha\beta}$ 和

P_{br} 都正比于 n^2 。所以实现收支平衡的 $n\tau$ 值仅取决于温度。卡鲁瑟斯 (Caruthers) 等人假设 $\eta = 1/3$ 计算 D-T 及 D-D 他们得到图 11-4 两条曲线上每一点确定一组 $n\tau$ (厘米⁻³·秒)， T (千电子伏) 值，叫做实现收支平衡的劳逊判据；例如对于 D-T 反应，当等离子体温

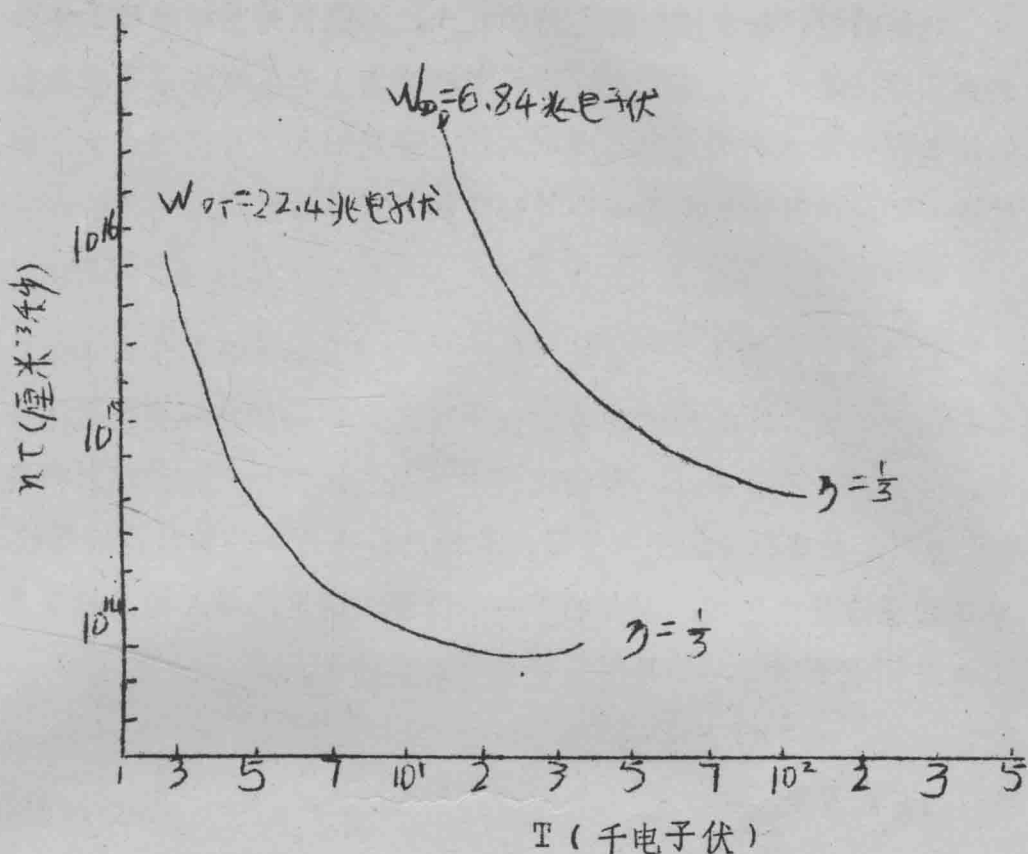


图 11-4 劳逊判据

度为 10 千电子伏时，实现收支平衡的 $n\tau$ 值是 10^{14} 厘米⁻³ 秒。如果温度是 7 千电子伏则要求 $n\tau$ 值为 2×10^{14} 厘米⁻³ 秒。劳逊判据可以看成是一个重要指标，通过了它就是证实了受控热核聚变的科学可行性。从劳逊判据或自持条件可以看到，对于一个成功的热核反应堆来说，不但要求温度足够高，而且反应维持的时间必须足够长。因为用来加热聚变燃料达到温度 T 的能量，最终要变为热量使堆包层温度升高。这些热量只能通过热机以效率 η 而重新被利用。因此在每一循环中必须释放出足够的聚变能来补偿这种“能量的退降”。

§11.2 直线收缩装置(Z-Pinch)和角收缩装置(O-Pinch)

一、直线收缩装置(Z-Pinch)

直线收缩装置是在柱形放电管中通过强大的电流来使其中的等离子体压缩和加热的一种装置。这种装置的示意图，如图11-5

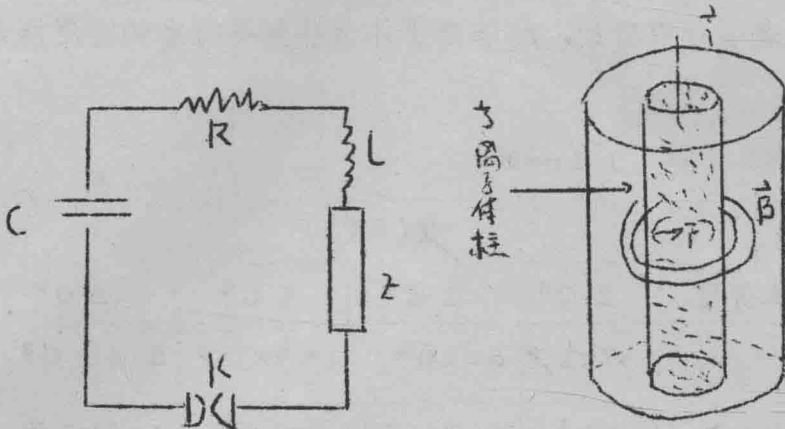


图11-5 直线收缩装置

图11-6 等离子体柱的约束

其中C为充电电容器。R、L分别是电路的电阻和电感。Z是放电管。K为火花开关。当足够大的电流流过柱的等离子体时，就会产生其力线环绕自身电流的角向磁场。这个磁场与等离子体中的电流相互作用。如果等离子体中的电流高度为 \vec{j} ，则单位体积内等离子体受的力为

$$\vec{F} = \frac{1}{C} \vec{j} \times \vec{B} \quad (11-24)$$

这个力的方向指向轴心，因此，使得等离子体受到箍压收缩，这一收缩运动的能量可指望其全部转化成等离子体本身的热能，因而使其收缩成高密灼热等离子体柱(图11-6)。这就是直线收缩的基本原理。世界各国的受控热核反应的探索研究都始于这种箍缩效应。

对于适当密度的等离子体，箍缩加热到足够高的温度所需要电流的强度由下式给出（对于稳定的直线箍缩放电）：

$$i^2 = 2NKTC^2 \cdot (T_e = T_i = T \text{ 时}) \quad (11-25)$$

其中 N 为单位长柱中电子（或离子）数目。上式称为本奈脱（Benett）关系式。表 11-1 给出了箍缩加热的需要的电流（以安培为单位），从表中可以看到，将等离子体加热到足够高的温度所需

表 11-1

N 每厘米长等离子体数目	T (°K)			
	10 ⁶	10 ⁷	10 ⁸	10 ⁹
10 ¹⁶	1.7 × 10 ⁴	5 × 10 ⁴	1.7 × 10 ⁵	5 × 10 ⁵
10 ¹⁷	5 × 10 ⁴	1.7 × 10 ⁵	5 × 10 ⁵	1.7 × 10 ⁶
10 ¹⁸	1.7 × 10 ⁵	5 × 10 ⁵	1.7 × 10 ⁶	5 × 10 ⁶

要的电流 i 是很大的。这样大的电流是通过充蓄有大量电能的高压电容器的迅速放电来实现。显然，为了减少终端损失和避免不稳定性同时出现，这一电流必须在极短时间内建立起来（即要求 dI/dt 很大）。对于图 11-5 这样的电路，当 V_0 （电容器上充电电压）给定，且 $R \ll L$ 时，经过计算得到，电流起始上升速率为：

$$(dI/dt)_0 \approx V_0 / L \quad (11-26)$$

而电流的第一个极大值为：

$$I_M = \frac{V_0}{\sqrt{L/C}} = \sqrt{\frac{2W}{L}} \quad (11-27)$$

其中 $W = \frac{1}{2} CV^2$ 为电容器储藏的能量。由上面两式可知，要使

(dI/dt)。大。必须使充电电压大及电路电感小；而要使 I_M 大。必须使电容器充蓄电能大和电路电感小。因此。我们必须采用尽可能大的电器及充电电压。并且把电路设计得使电感及电阻尽可能地小。

对于图 11—6 的等离子体柱。其压强平衡条件为：

$$P + \frac{B_0^2}{4\pi} = \text{常数} \quad (11-28)$$

直线收缩放电的平衡等离子体柱是很不稳定的。实际上。在给定的放电电流下。达到应有的密度和温度以前。等离子体柱早已被不稳定性破坏了。为了使等离子体柱稳定。通常附加一个纵向磁场。加了纵向磁场以后。由于冻结效应。磁场将部分地或全部地冻结在等离子体之中。使得柱的变恢复挺直。

二、角收缩 (Θ -Pinch)

直线收缩装置有几个明显的缺点。首先。放电电极导走等离子体的部分热量。从而不能使等离子体温度升得很高。其次。高能带电粒子与两电极相碰撞。电极中的高 Z 离子跑到等离子体中。使等离子体冷却下来。最后。等离子体收缩是极不稳定的。尽管采用一些措施也无法避免。为了克服直线收缩的一些缺点。人们设计了一种角收缩装置。该装置的示意图如图 11—7。它由石英放电管。单匝线圈 S 。电容器 G 和电键 K 组成。当合上开关 K 。电容器 G 开始放电。这时迅速上升的强大电流流过截面均匀的单匝金属线圈 S 。从而产生迅速增长的轴向磁场 \vec{B}_z 。同时这个变化着的轴向磁场在等离子体中感应出与线圈中电流相反方向的电流 \vec{j}_0 。该电流在等离子体柱外产生的磁场与放电电流产生的磁场方向相同。管中的轴向磁场 \vec{B}_z 使等离子体受到一个指向轴的内聚磁力。

$$\vec{F} = \frac{1}{c} \vec{j}_0 \times \vec{B}_z \quad (11-29)$$