

# 等离子体的磁鏡压缩实验与理论\*

忻賢杰 刘宝田 叶幼璋 石魁生  
徐民健 戴季康 曹家麟 李永駒

本文叙述了在研究绝热压缩加热和磁鏡约束系统的装置(简称“小龙”装置)上所进行过的一些实验和理论研究工作。主要结果如下: (1)在直流情况下的初始等离子体密度已大于  $1.65 \times 10^{13}$  粒子/厘米<sup>3</sup>, 初始温度约 5 电子伏。(2)绝热压缩加热是有效的, 并且在“小龙”装置中加热符合二维绝热压缩规律。(3)间接证据表明, 离子温度在 200 电子伏以上。(4)至今为止, “小龙”装置中粒子的损失机构主要是粒子由于库伦碰撞而逃出磁鏡。实验发现, 这种损失存在两个不同的区域: 大自由程区域和小自由程区域。对小自由程区域的损失作了简单的理论计算, 结果和实验符合。(5)探测到温度高到 5 千电子伏的高能电子羣, 这些电子羣的来源尚无法解释。(6)未发现任何强烈的不稳定迹象。

## 一、引言

为了实现受控热核反应, 必须解决一系列原则上和技术上的困难。如所周知, 最主要的問題可归纳为两个: (1)如何产生一个温度约在一亿度以上, 并有足够密度的高温氘-氦或氦等离子体(加热問題); (2)如何将这此高温等离子体和器壁热絕緣开来, 并在反应器中維持足够长的时间, 以便有相当数量的热核燃料能够燃烧完毕(稳定约束問題)。

苏联<sup>[1]</sup>和美国<sup>[2]</sup>都曾提出过用磁鏡型磁場来约束等离子体。理論計算指出, 这种形态的磁場对粒子的约束虽然不很完善, 但也有可能做成一个受控热核反应器。这里一个首要的問題是, 如何在磁鏡内部产生一个具有一定密度( $10^4$  粒子/厘米<sup>3</sup>)的高温等离子体。从外部注入高能分子态离子束, 然后设法使分子态氦离子在磁鏡内部离解, 从而获得原子态氦离子并将其俘获在磁鏡之間, 这就是苏联奥格拉装置<sup>[3]</sup>和美国直流实验装置<sup>[4]</sup>中所采用的方法。另一种方法是注入温度不很高的等离子体, 然后利用脉冲磁場的絕热压缩效应, 将等离子体温度提高, 同时在压缩过程中密度也随着提高。这是美国高温器(Pyrotron)实验中所采用的方法<sup>[5]</sup>。

到目前为止, 就我們所知, 在奥格拉装置和直流实验装置上所获得的粒子密度都是很低的<sup>[6,7]</sup>。高温器实验指出, 在磁鏡系統中有可能稳定地约束等离子体<sup>[8]</sup>。利用二级磁压缩实验, 科恩斯根(Coensgen)等获得了离子能量达 3 千电子伏的氦等离子体, 并观察到了中子发射(很可能是热核中子)<sup>[9]</sup>。这是目前所知道的实验室中产生的等离子体的最高温度(不算直流实验等注入加速了的氦核的情况)。因之, 利用磁場的絕热压缩加热和利用磁鏡系統约束高温等离子体, 看来是很有前途的。

“小龙”实验的目的即在于研究絕热压缩加热方法及磁鏡場在约束等离子体方面的性能。

## 二、原理

磁压缩加热和等离子体在磁鏡系統中的行为的理論在文献[1,5]中已經詳細地叙述过了, 这里仅将某些重要的結果简单地归纳如下。

\* 本文完成于 1961 年, 发表时略有修改。

已經証明,带电粒子在磁場中运动时若滿足絕热条件,則存在两个运动的絕热不变量<sup>[5,10]</sup>,即

$$\mu = \frac{W_{\perp}}{B} = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 / B = \text{常量}; \quad (1)$$

$$\oint v_{\parallel} dl = \text{常量}, \quad (2)$$

式中:  $\mu$  是粒子磁矩;  $W_{\perp}$  和  $v_{\perp}$  是粒子的横向能量和横向速度;  $v_{\parallel}$  是纵向速度;  $dl$  是沿磁力綫方向的长度元。所謂絕热条件是指約束磁場的空間和時間的相对变化率都比較緩慢,即磁場在粒子拉摩半径的距离內和在拉摩周期或粒子在約束場中两次反射之間的時間內的变化与平均磁場相比較都不大。由磁矩守恒[方程(1)]很容易証明,在粒子的速度空間中存在一个逸出錐,速度向量在这个逸出錐內的粒子将由系統逸出而无法将其約束。逸出錐的半錐角为

$$\theta_c = \sin^{-1}(1/\sqrt{R}), \quad (3)$$

式中  $R$  为磁鏡比,即磁鏡場中的最大磁場強度和最小磁場強之比。

由于带电粒子的庫伦碰撞,原来被約束的粒子将不断地被散射到逸出錐中而損失掉。粒子被多次散射到一个較大角度的弛豫時間<sup>[11]</sup>为

$$\tau_c \approx 10^6 \frac{A^{1/2} T^{3/2}}{Z^4 e n} \text{秒}, \quad (4)$$

式中:  $A$  为粒子的質量数;  $Ze$  为粒子的电荷(对氫离子,  $A = Z = 1$ );  $n$  是粒子密度;  $T$  是粒子的动力温度,以电子伏为单位。同类带电粒子間能量交換的弛豫時間也約为  $\tau_c$  的数值。賈德等<sup>[12]</sup>計算了由庫伦碰撞所引起的損失率,并将它写成如下形式:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau}, \quad (5)$$

$$\tau = \left[ \frac{4}{3} n \pi \frac{Z^4 e^4}{m^2} \left( \frac{1}{v} \right) \left( \frac{1}{v^2} \right) \ln \Lambda \right]^{-1} \log R, \quad (6)$$

式中  $\ln \Lambda$  为庫伦对数。如粒子逸出时等离子体温度不变,則粒子的衰減将取下列形式:

$$n = n_0 \tau_0 / (t + \tau_0), \quad (7)$$

式中  $\tau_0$  为粒子密度由  $n_0$  衰減到  $n_0/2$  所需的时间,也可以把它看作是磁鏡系統的約束时间。取  $\ln \Lambda = 15$ ,  $R = 1.7$ , 对氫等离子体得到

$$\tau_0 = 2.3 \times 10^5 \frac{T^{3/2}}{n}. \quad (8)$$

應該指出,公式(4)一(8)并未經過实验的严格验证。

若等离子体在横向和纵向方向上受到压缩,則等离子体的温度和密度都将随着提高。若压缩过程快于粒子横向能量的交换过程,并且压缩是絕热的,則由(1)式和(2)式可得

$$W_{\perp}(B) = W_{\perp}(B_0) B / B_0 = \alpha W_{\perp}(B_0), \quad (9)$$

$$W_{\parallel}(L) = W_{\parallel}(L_0) (L_0/L)^2 = \kappa^2 W_{\parallel}(L_0), \quad (10)$$

式中:  $\alpha = B/B_0$  为横向压缩系数;  $\kappa = L_0/L$  为纵向压缩系数。此时等离子体半径及纵向綫度变化为

$$r = r_0 / \sqrt{\alpha}, \quad L = L_0 / \kappa. \quad (11)$$

因而密度变化为

$$n = \alpha \kappa n_0. \quad (12)$$

(9)式和(10)式相当于简单气体的二維和一維絕热压缩情况。若压缩过程远慢于纵、横向能量

交换的过程,则不难证明在只有横向压缩时,

$$W/W_0 = T/T_0 = (B/B_0)^{2/3} = \alpha^{2/3}. \quad (13)$$

由于磁场随时间上升,粒子的反射点将向内移,因而伴随着横向压缩尚有纵向压缩。在大多数磁镜系统中,中心部分磁场近于抛物线型。波斯特(Post)<sup>[5]</sup>证明,此时  $\kappa = \alpha^{1/4}$ 。密度的变化为

$$n = \alpha^{5/4} n_0, \quad \alpha = B/B_0, \quad (14)$$

$$W = \alpha W_{\perp 0} + \alpha^{1/2} W_{\parallel 0} \approx \alpha W_{\perp 0}. \quad (15)$$

若压缩过程很慢,且速度向量永远各向同性,则可以证明

$$W = \alpha^{5/6} W_0. \quad (16)$$

由于逸出锥的存在,纵向能量大的粒子不存在,因而很可能此时能量变化不符合(16)式,而更符合(13)式。当压缩过程与能量交换过程的时间可以相比拟的时候,可以想象,  $W$  的变化在(15)式与(13)式之间。

最近科耳布(Kolb)提出了一个更详细的磁压缩理论<sup>[13]</sup>。他在这个理论中考虑了粒子的损失对加热和约束的影响。他的主要结论是,粒子的损失会引起附加的压缩加热,因而考虑到损失之后粒子的温度会比一般的绝热压缩理论所给出的温度[(15)式和(13)式]要高。由于温度因粒子损失而升高,所以粒子的衰减会比一般理论所推测的[(7)式]要慢。因而科耳布的理论对加热和约束都给出了更乐观的估计。

### 三、实验装置

整个实验装置如图 1, 2 所示。主真空室为硬玻璃管,内径约 18 厘米,内壁用真空沉积法涂上一层铝层,以防止因电荷在壁上积累而产生电场。真空室用四个抽速为 300 升/秒的油扩散泵在两端抽气。(以后为了简化系统和便于进行实验,而将等离子体源对面的那两个扩散泵拆去。)真空度最佳时为  $1-2 \times 10^{-6}$  毫米汞柱,采取措施后真空度可达  $10^{-7}$  毫米汞柱数量级。

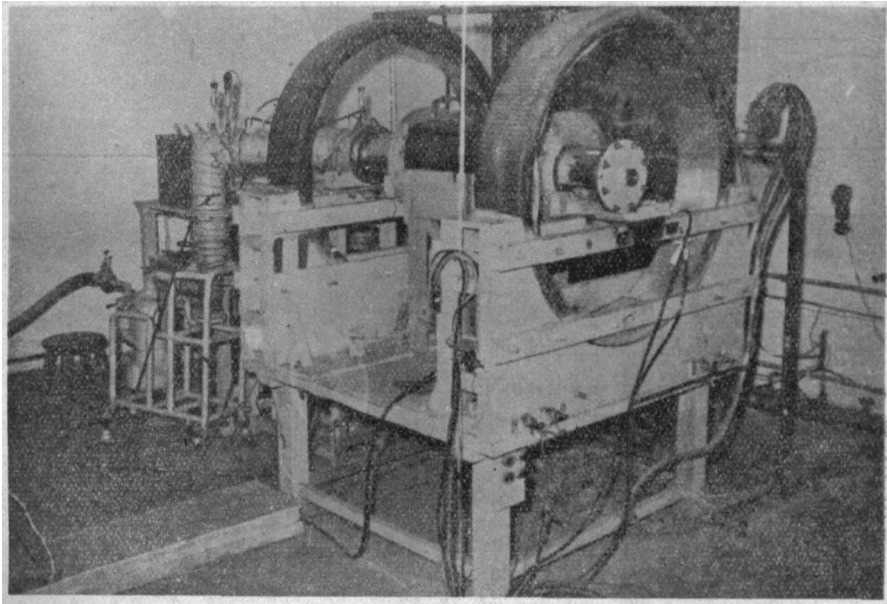


图 1 “小龙”装置外形图

由照片上可以清楚看到直流磁场绕组、脉冲磁场绕组、真空室、石英小窗、扩散泵等。后方电容器是供给等离子体喷枪放电用的。

实验工作压力一般为  $2-4 \times 10^{-6}$  毫米汞柱。

整个装置共有两组磁场绕组。直流磁场绕组用来帮助建立初始等离子体。它产生磁镜型

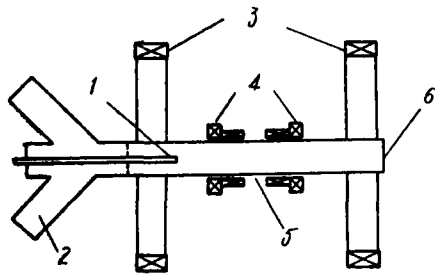


图2 “小龙”装置示意图  
 1—喷枪；2—接真空泵；3—直流磁  
 场线圈；4—脉冲磁场线圈；5—观察  
 窗；6—石英窗。

磁场(图3),磁镜间距离为120厘米,镜比约1.6。中间平面上磁场强度可以从0变到200高斯左右。脉冲磁场绕组被用来产生磁镜型脉冲磁场(磁镜距离约50厘米)(图3)。脉冲磁场由8个18微法的电容器充电到30千伏后经过脉冲磁场绕组放电产生。此时中间平面上的磁场强度为11千高斯左右,而磁镜场约为18千高斯左右(镜比  $\approx 1.6$ )。脉冲磁场上升到最大值的时间(1/4周期)为450微秒。当脉冲磁场电流达到最大值时绕组两端被短路,因而脉冲磁场的波形将如图4所示(参看图11)。磁场持续时间约为5毫秒。关于脉冲磁场电流短路设备可参阅文献[14]。初始等离子体由等离子体源(喷枪)沿轴向注入到真空室内。等离子体源为同轴型喷枪,外电极是吸饱和的金属钛。关于喷枪的详细情况可参阅文献[15]。由于只有速度向量与磁场夹角较大的那些粒子能够被捕获,并且决定等离子体最后温度的是粒子的初始横向能量,因而将喷枪做成喇叭形的,希望由此得到的等离子体的散开角较大。直流磁场使横向能量较大的那些粒子不致于撞到壁上。喷枪每次喷出的粒子数约为  $10^{17}$ 。

由于只有速度向量与磁场夹角较大的那些粒子能够被捕获,并且决定等离子体最后温度的是粒子的初始横向能量,因而将喷枪做成喇叭形的,希望由此得到的等离子体的散开角较大。直流磁场使横向能量较大的那些粒子不致于撞到壁上。喷枪每次喷出的粒子数约为  $10^{17}$ 。

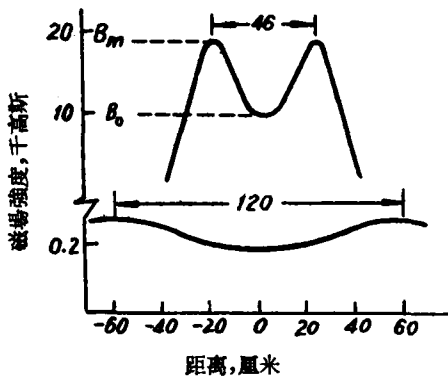


图3 “小龙”装置的磁场形态

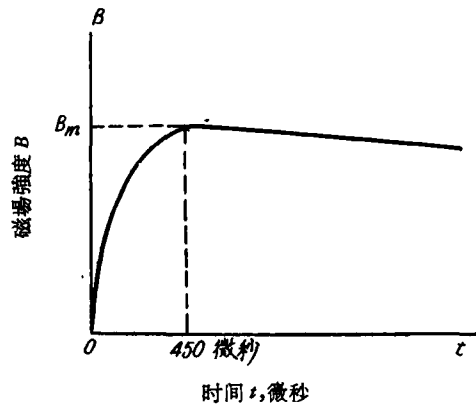


图4 “小龙”装置中脉冲磁场的波形

工作情况大概是这样的:首先触发讯号使喷枪放电,隔约20微秒后脉冲磁场开始建立,有一部分等离子体被俘获在脉冲磁镜内,并被压缩加热。

诊断设备主要安放在真空室中间平面的两侧(在该处真空室有一段宽5厘米、长约300度的圆环,未沉积铝层)。8毫米波段微波干涉仪和吸收仪<sup>[16]</sup>的接收和发射喇叭安置在真空室两侧。在某些情况下为扩展量程,同时还安装有3厘米波段设备。在同一侧面尚可进行光学和光谱测量。在面对等离子喷枪的真空室一端的法兰盘上,开有石英小窗,以使用紫外摄谱仪摄谱。

### 四、实验结果和讨论

#### 1. 初始等离子体参数和等离子体在直流磁镜场中的行为

在桌上试验时曾对等离子体源所喷出的等离子体团的纵向速度进行过测量<sup>[16]</sup>。第一种方

法是测量等离子体团的  $H_{\alpha}$  线的多普勒位移, 由量得的位移可计算纵向速度, 它为  $3.1 \times 10^6$  厘米/秒。第二种方法是飞行时间法, 探测器是两个相距几厘米的磁探针, 该方法的原理在文献 [17] 中已详细讨论过了。第二种方法所得的纵向速度在  $2.5-3.0 \times 10^6$  厘米/秒之间。因而等离子体纵向能量在 3—5 电子伏左右。还在进行上述实验时就已看到, 每次放电中所喷出的等离子体的数目(一般在  $10^{17}$  左右)和能量都有相当大的分散性。这使以后进行的许多实验的重复性较差。

我们没有测量喷枪所喷出的等离子体团中粒子的角分布, 仅对喷枪的喷射进行过拍照。由图 5 可以看到, 喷出的等离子体还是散得相当开的, 这正是所希望的。粒子的横向能量估计在 5 电子伏左右或稍小些。

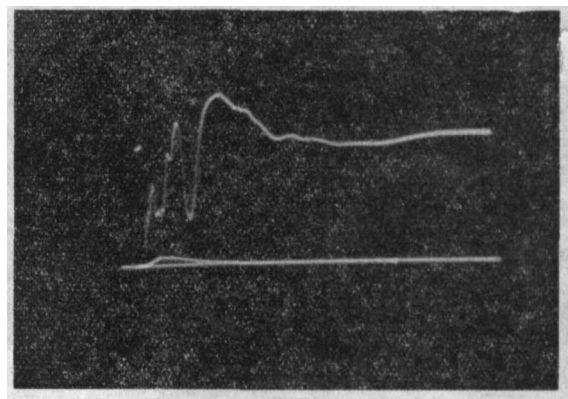
直流磁场对等离子体的作用可以由下面的实验看得很清楚。在真空室中间平面两侧安置了 8 毫米微波干涉仪。在直流磁场为 20 高斯时的干涉讯号如图 6a 所示。在直流磁场升高到 180 高斯后, 干涉图案如图 6b 所示。由此可以清楚地看到, 磁场的存在使粒子密度和等离子体的存在时间大大地增加了。为了研究初始等离子体柱的半径, 曾用普通照相机通过真空室一端的石英小窗对准中间平面拍照, 所得结果见图 7。由此得到等离子体的直径约为 15—16 厘米, 即几乎充满整个真空室面积 ( $B_0 = 190$  高斯)。从以后的压缩照片(图 10)也可以看到这一点。为了以后计算  $\beta$  和  $n$ , 我们假定初始等离子体充满了整个管子 ( $\phi 180$ ), 而密度为梯形分布(因为密度不可能突然降到零), 梯形腰的宽度  $b$  为底宽  $d$  的  $1/6$ 。具体计算结果指出, 这与假设密度为矩形分布, 而直径为 15 厘米是没有什么差别的。

曾用等离子体的反磁效应来测量初始等离子体的  $\beta$  值。 $\beta$  的定义为等离子体的压强与外部磁压强之比, 即

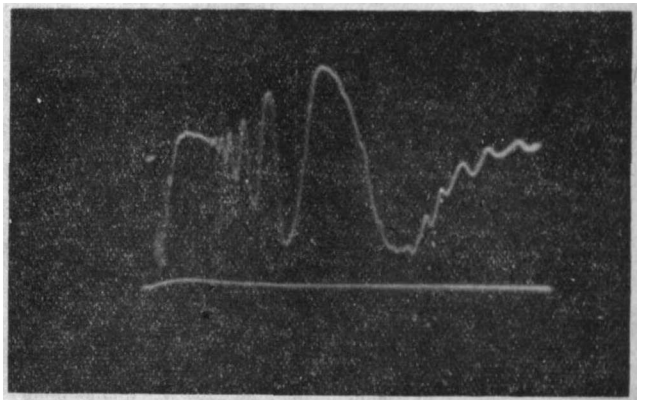
$$\beta = P / \frac{B_0^2}{8\pi} = (n_i k T_i + n_e k T_e) / \frac{B_0^2}{8\pi}, \quad (17)$$



图 5 等离子喷枪的喷射照片(俯视)



a



b

图 6 直流磁场情况下初始等离子体的干涉图案  
a— $B_0 = 20$  高斯; b— $B_0 = 180$  高斯, 扫描 320 微秒。

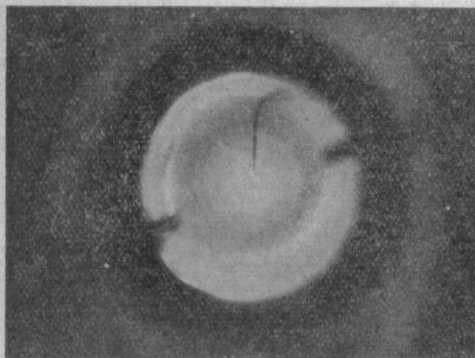


图7 直流磁场下等离子体柱的形状  
 $B_0 = 190$  高斯。

不同的外部纵磁场数值所测得的 $\beta$ 的平均值见表1。根据图8,可以同时求出 $n$ 和 $\beta$ 值,这样就可以决定等离子体的温度( $T_i + T_e$ )。计算所得的结果亦列于表1。由表1可以看到,在180高斯时温度约为5电子伏。当初始直流磁场减小时,密度和温度都随之降低,这是由于有些高能粒子因为拉摩圆过大,而撞到真空室壁上了。根据表1数据,适当地降低初始磁场可能是有好处的。初始温度虽然降低了,但压缩比的增加更大,因而最后温度可能更高。

我们研究了好几张照片中的密度和 $\beta$ 衰减的情况,其中的部分结果见图9。由图9可以看到, $\beta$ 的衰减是

式中 $n_i, n_e$ 为离子和电子的密度。测量方法为在真空室中部外壁绕上34匝线圈,然后将线圈感应讯号送到积分电路上加以积分。积分讯号应正比于线圈内磁通的改变量 $\Delta\Phi$ 。为了避免激震,与线圈串联有阻尼电阻(50千欧)。在平衡时应该有

$$\frac{B_0^2}{8\pi} = \frac{B_i^2}{8\pi} + P. \quad (18)$$

式中: $B_0$ 为等离子体外部的磁场; $B_i$ 为等离子体内部的磁场。所得的讯号见图8(同图有8毫米干涉讯号)。根据已知的 $\epsilon_0, \Delta\Phi$ 和等离子体半径及假设的压力分布就可以算出 $B_i$ ,因而得知 $P$ 和 $\beta$ 。对不同的外部纵磁场数值所测得的 $\beta$ 的平均值见表1。根据图8,可以同时求出 $n$ 和 $\beta$ 值,这样就可以决定等离子体的温度( $T_i + T_e$ )。计算所得的结果亦列于表1。由表1可以看到,在180高斯时温度约为5电子伏。当初始直流磁场减小时,密度和温度都随之降低,这是由于有些高能粒子因为拉摩圆过大,而撞到真空室壁上了。根据表1数据,适当地降低初始磁场可能是有好处的。初始温度虽然降低了,但压缩比的增加更大,因而最后温度可能更高。

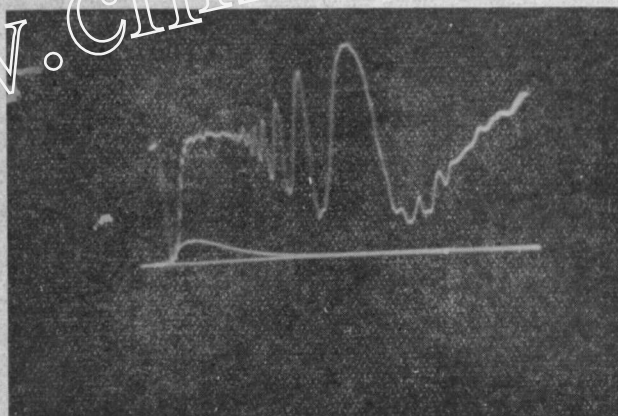


图8 直流情况下初始等离子体的反磁讯号及干涉图案  
 $B_0 = 180$  高斯,扫描长度为320微秒。

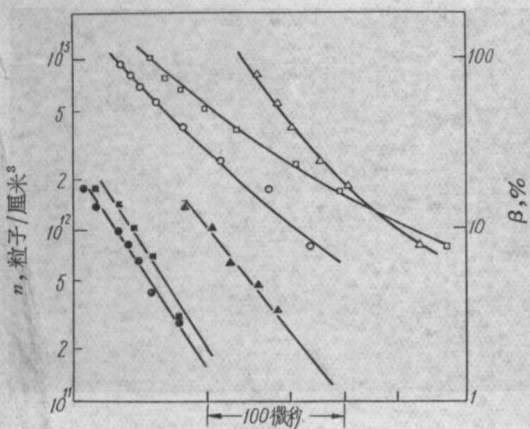


图9 直流磁场下等离子体的 $\beta$ 和 $n$ 衰减曲线  
( $B_0 = 180$  高斯)

- — 衰减时间为35微秒;
- — 衰减时间为34微秒;
- ▲ — 衰减时间为44微秒;
- , □, △ — 相应的 $n$ 衰减曲线。

指数的,衰减时间约为40微秒。 $n$ 的衰减不完全是指数的。在 $n$ 和 $\beta$ 可以比较的范围内, $\beta$ 的衰减比 $n$ 的衰减一般要稍快些。这说明等离子体尚在冷却。以后将会看到,在目前条件下,温度降低会使等离子体衰减变慢(这与高温的情况恰好相反),这正和我们实验观察到的情况相符合(见图9的 $n$ 衰减曲线)。

由干涉图案可以看到,初始等离子体密度已大于 $1.65 \times 10^{13}$  粒子/厘米<sup>3</sup>(8毫米波的临界密度),密度由 $1.0 \times 10^{13}$  粒子/厘米<sup>3</sup>衰减到 $0.5 \times 10^{13}$  粒子/厘米<sup>3</sup>的时间约为30—40微秒。而根据(4)式,5电子伏温度的离子弛豫时间为1.1微秒,而根据(8)式计算的约束时间短到0.25微秒。它比实际上观察到的要小2个数量级。因而可以推断,在直流磁场情况下,初始等离子体的损失机构与賈德计算的情况是有很大差别



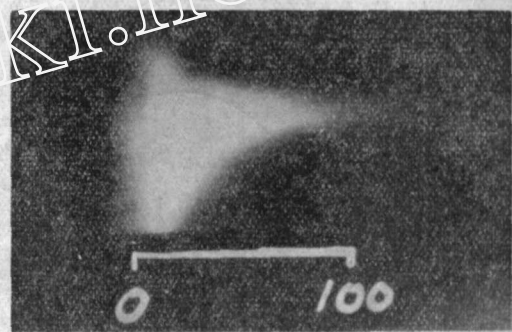
的。关于这个问题将在研究损失机构时再详细分析。

表 1  $\bar{\beta}$  值及平均温度

$B_0$ , 高斯	$\bar{\beta}, \%$ (矩形分布 $d=15$ 厘米)	$\bar{\beta}, \%$ (梯形分布 $d=18$ 厘米, $b=d/6$ )	$\overline{T_i + T_e}$ , 电子伏(梯形分布)
180	10.5	10.6	5.0
100	20.4	20.6	3.8
20	42.2	41.6	1.5

### 2. 脉冲磁场的压缩效应

为了研究脉冲磁场对等离子体的压缩效应，用转镜照相机对等离子体进行了拍照。在真空室中部的一侧放置了一个 1 厘米宽的狭缝，狭缝高度为 10 厘米。高度主要受磁场线圈的机械结构所限制。在用转镜照相机摄影时，装置的触发信号由转镜供给，从而使放电和转镜能保持同步。转镜的转速由计数率表加以监视，每次达到同一转速时才开始摄影。所用底片为航空胶卷。放电 15 次后所得的照片如图 10 所示。



由图 10 可以很清楚地看到压缩过程，也可以看到初始等离子体差不多充满整个真空室。

图 10 用转镜照相机摄得的等离子体压缩照片  
时标：微秒

没有能够把观察到的压缩照片与理论上半径随磁场上升而减小的公式(11)统一起来。

### 3. 等离子体的损失机构和加热机构

还在一开始进行实验的时候就观察到了粒子损失现象。实验是用 8 毫米微波吸收仪进行的。实验结果指出，远在脉冲磁场达到极大值以前密度即已达到极大值(例如见图 11)。从这个工作中可以得出下列几点结论：(1)绝大部分情况下等离子体密度已超过  $1.65 \times 10^{11}$  粒子/厘米<sup>3</sup>(8 毫米波的极限密度)；(2)喷枪所喷出的粒子愈多(我们从放电后真空计读数的改变来推断喷出粒子数目的多寡)，则吸收图案中完全吸收的区域就愈大；(3)很多情况下远在磁场达到极大值以前密度即已衰减。

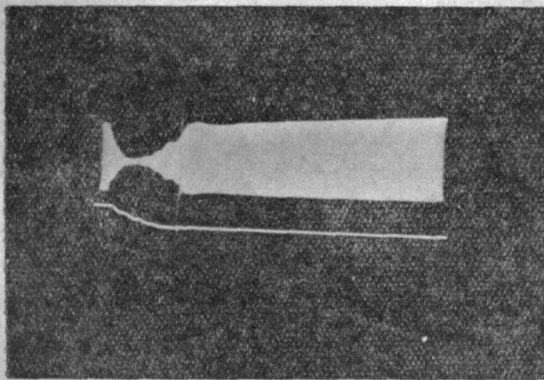


图 11 8 毫米波吸收照片

由图可以清楚地看到等离子体喷出、脉冲磁场开始及短路等三个过程，下面一条曲线是用罗戈夫斯基线圈测得的脉冲磁场绕组电流的波形。(C = 18 微法，10 千伏，扫速 1 毫秒。)

考虑到损失之后，在压缩过程中粒子密度的变化可以写为[参看(5)式和(4)式]

$$\frac{dn}{dt} = \frac{5}{4} \frac{n}{B} \frac{dB}{dt} - \frac{n^2}{AT_i^{3/2}}, \quad (19)$$

$$A = 2.3 \times 10^5,$$

开始时压缩胜过损失，而以后损失胜过压缩，因而最大密度要比最大压缩出现得早。在本实验中，

$$B(t) = B_0 + B_m \sin \omega t = B_0(1 + \gamma \sin \omega t), \quad \alpha = 1 + \gamma. \quad (20)$$

根据(19)式和(20)式可解得(尚假设  $T_i = \frac{B}{B_0} T_0$ )

$$n(t) = \frac{n_0(1 + \gamma \sin \omega t)^{5/4}}{1 + \frac{n_0}{AT_0^{3/2}\omega} \int_0^{\omega t} \frac{d\varphi}{(1 + \gamma \sin \varphi)^{1/4}}} \quad (21)$$

对(21)式进行数字积分后得到的一些结果见图 12 和 13。可以看到, 结果定性地和观察符合。

从大量的吸收照片中可以挑选出一些照片(如图 11), 此时最大密度刚好等于 8 毫米微波的截止密度。由这些照片可以定出最大密度发生的时间, 因而可以求出此时的  $B(t)$  和  $dB/dt$ 。

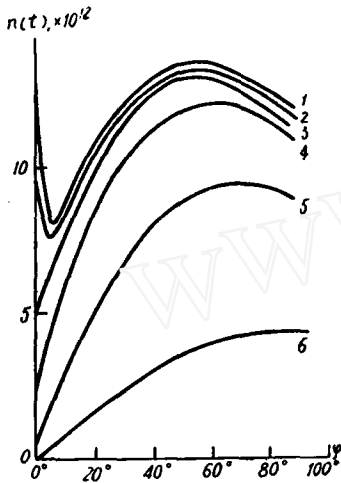


图 12 计算得到的压缩过程中密度随时间变化的曲线  
二个电容器, 30 千伏。  $\alpha = 28.5$ ,  
 $\omega = 7 \times 10^8 \text{ 秒}^{-1}$ ,  $T_0 = 20$  电子伏。

- 1——初始电子密度  
 $n_0 = 1.7 \times 10^{13}$ ;
- 2—— $n_0 = 1.0 \times 10^{13}$ ;
- 3—— $n_0 = 5 \times 10^{12}$ ;
- 4—— $n_0 = 2 \times 10^{12}$ ;
- 5—— $n_0 = 5 \times 10^{11}$ ;
- 6—— $n_0 = 1 \times 10^{11}$ 。

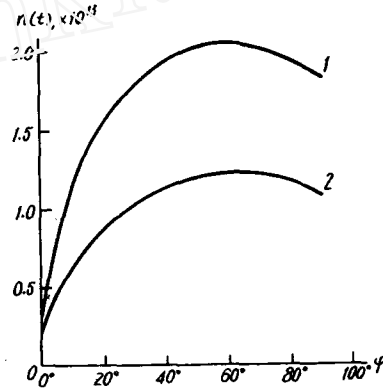


图 13 计算得到的压缩过程中密度  $n(t)$  与初始温度的关系

- 二个电容器, 30 千伏。  $n_0 = 2 \times 10^{12}$ ,  
 $\alpha = 28.5$ ,  $\omega = 7 \times 10^8 \text{ 秒}^{-1}$ 。
- 1—— $T_0 = 30$  电子伏;
- 2—— $T_0 = 20$  电子伏。

根据(19)式可以得到

$$n_{\text{最大}} = \left[ 2.8 \times 10^5 \frac{1}{B} \frac{dB}{dt} T_i^{3/2} \right]_{t=t_{\text{最大}}} \quad (22)$$

这样可以计算  $T_i$ , 结果见表 2。由计算所得  $T_i$ , 再假设压缩是二维绝热压缩, 即  $T_i = \frac{B}{B_0} T_0$ , 可以推得初始离子温度  $T_0$ , 它也同时列在表 2 中。

由表 2 可以看到, 计算得到的初始离子温度基本上是互相吻合的。由表 2 数据我们画出计算所得的  $T_0$  与  $\left(\frac{dB}{dt}\right)_0$  和  $\alpha$  的关系曲线(图 14)。为了把实验点拉开, 横坐标采用了放电后 40 微秒时的脉冲磁场之值  $B_{40}$ , 而不用  $\left(\frac{dB}{dt}\right)_0$ 。这个曲线的趋势和以后在研究等离子体的衰减规律时的曲线(图 19, 20)是完全相似的, 因而我们将在那时再讨论它的含义。



表 2 中的  $t_{\text{最大}}$  很多相当于  $\omega t_{\text{最大}} \approx 20^\circ - 30^\circ$ 。这远比方程(19)式所給的要早(参看图 12)，因而我們所假設的模型[方程(19)]看来是简单了些。

表 2 根据(22)式计算得的离子温度

No.	C, 微法	V, 千伏	$(dB/dt)_0$ , 高斯/微秒	$\omega, 10^4$ 弧度/秒	$\alpha$	$t_{\text{最大}}$ , 微秒	$i_{\text{最大}}$ , 微秒	$\bar{T}_i$ , 电子伏	$\bar{T}_0$ , 电子伏
1	126	30	34.3	0.37	55.3	68	70	267	18.1
2						72			
3	72	30	34.3	0.49	42.2	62	60	245	18.6
4						57			
5	36	30	34.3	0.69	30	55	55	231	20.2
6	18	30	34.3	0.97	21.6	82	73	310	20.8
7						74			
8						64			
9	18	30	34.3	0.97	25.3	20	25	140	20.8
10						30			
11	72	24	27.4	0.49	40.1	86	99	375	19.7
12						93			
13						119			
14	72	20	22.8	0.49	33.6	100	100	377	22.4
15	18	20	22.8	0.97	16.2	46	46	217	27.1
16	18	10	11.4	0.97	9.1	77	64	293	51
17						48			
18						67			

由于等离子体在达到截止密度以前已經对微波有相当大的吸收本领(这点可以由图 8 的干涉图案看出),因而很难肯定  $n_{\text{最大}}$  即为截止密度。估計这种誤差在 20% 以內,因而表 2 中所决定的  $T_0$  应该降低 10—15%。所以初始离子温度約在 16 电子伏左右。这个結果与以后根据約束時間所推算得到的初始离子温度相差不远。关于这个初始离子温度的討論将在以后进行。

为了研究等离子体的加热規律和約束情况,在各种条件下(不同的电容器电容量与充放电

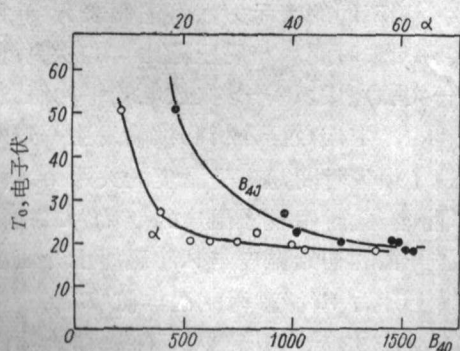


图 14 根据表 2 数据计算的等离子体初始离子温度  $T_0$  与压缩比  $\alpha$  和放电后 40 微秒时脉冲磁场的数值  $B_{40}$  的关系曲线

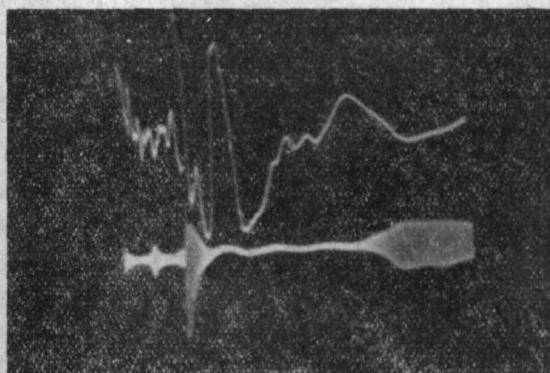


图 15 8 毫米微波干涉图案和三厘米微波吸收讯号  $B_0 = 190$  高斯;  $C = 54$  微法; 15 千伏, 扫週 1 毫秒。

压)研究了等离子体密度的衰减情况。在真空室中部平面放置了8毫米微波干涉仪<sup>[10]</sup>,为了扩展量程,在同一平面上还装了3厘米微波吸收仪。典型的照片见图15。可以看到,由于半径的缩小,与直流磁场下的干涉图案(图8)比较起来此时图案的极大和极小数目大为减少,一般只有3—4点。根据这些照片可以计算密度随时间衰减的情况。计算时假设了等离子体半径与 $B^{-1/2}$ 成正比,初始等离子体直径为15厘米(或假设密度为梯形分布 $b = d/6$ ,  $d = 18$ 厘米)。为了研究损失机构是否完全为库伦(双体)碰撞,我们画出了 $n_0/n$ 对 $t$ 的关系曲线。若粒子的损失完全由库伦碰撞决定,那末这条曲线应该是一条直线。图16是其中的一个数据。可以很清楚看到,虽然由于实验点较少,曲线的画法有一定任意性,但是可以肯定 $n$ 的衰减不是一般的双体碰撞型,损失要比双体碰撞理论给出的为快。这个结果可以用二种假设来解释,即:(1)等离子体逐渐冷却,因而随着时间的演变,损失会比预期的大些;(2)存在另一种损失机构。当然也并不排斥上述两种机构以不同程度的重要性同时起作用。

假设温度以指数规律衰减,或者假设存在另一种损失机构,并且损失是指数型的,那末就

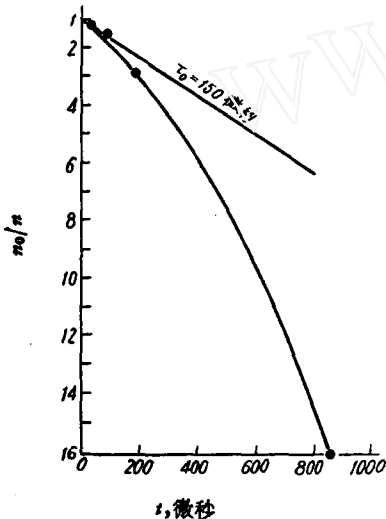


图16 典型的密度衰减曲线  
黑点为实验测得点,直线代表理想的双体碰撞型衰减曲线。若假设(i)等离子体温度指数下降;(ii)存在另一种指数衰减损失机构,则对上述实验曲线最佳符合时的指数时间常数分别为560和500微秒, $C = 72$ 微法,30千伏。

可以计算 $n_0/n$ 与时间 $t$ ,  $\tau_0$ (双体碰撞约束时间)和 $\tau_1$ (指数衰减的时间常数)的关系曲线。把计算曲线与实验曲线相比较,可以求出两者符合最佳时 $\tau_1$ 之值。这样计算结果指出,对上述两种假设所求得的时间常数相差不多。 $\tau_1$ 一般在300—600微秒之间,平均为450微秒左右。

电荷交换可能就是这样一种损失机构。对300电子伏温度的氫离子,它与氫原子的电荷交换 $\langle\sigma v\rangle$ 值约为 $5.3 \times 10^{-8}$ 。因而,450微秒的衰减时间相当于中性氫原子密度为 $n_0 \approx 4.0 \times 10^{10}$ 粒子/厘米<sup>3</sup>是完全可能的。中性气体的存在当然亦可以引起离子温度的降低。因为这时会存在低能离子群(杂质离子或冷氫离子),它就使等离子体变冷。同时,电荷交换本身亦可以使等离子体变冷。因为在“小龙”装置的离子能量范围内,高能离子的电荷交换截面比低能的为大。曾寻找了时间 $\tau_1$ 与喷枪喷出的粒子数、磁压缩比等的关系,但并未发现什么规律性。因而,这个问题目前尚无更多的旁证。

根据大量的干涉图案求出了密度的衰减曲线,由这些曲线求出了等离子体的损失时间(密度由 $n_0 = 10^{13}$ 粒子/厘米<sup>3</sup>衰减到 $n_0/2$ 的时间)。用不同的表示方法将它们表示于图17—20。图17是实验损失时间 $\tau$ 与磁压缩比 $\alpha$ 的关系曲线,横坐标为 $\alpha^{3/2}$ 。每一实验点代表4—5次放电的平均值。统计起伏主要是由于喷枪多次放电的重复性不够好所引起的,它使数据分析和推论发生一定的困难。图18的曲线是根据图17绘制的。绘制时假设了损失时间与离子温度的关系由方程(8)给出。图19是将图18的 $T_i - \alpha$ 曲线改绘成 $T_0 - \alpha$ 曲线,此时假设了温度的变化为二维绝热压缩,即 $T_i = \alpha T_0$ 。图20是另一种表示法;它表示了计算的初始温度与脉冲磁场上升速度间的关系,为了表示清楚起见,横坐标用的是在脉冲磁场上升后40微秒时的磁场值( $B_{40}$ )。

如果由賈德等的公式(8)给出的损失时间是正确的,并且粒子加热满足二维绝热压缩情况,则 $\tau - \alpha^{3/2}$ 曲线应为通过原点的直线。但对图17加以研究后发现,当 $\alpha$ 小时 $\tau$ 不趋近于零,而趋近于40微秒。这一事实反映在图18上就变为当 $\alpha \rightarrow 1$ 时,推算得到的 $T_i$ 不趋近于一个很小值,而趋近于180电子伏左右。反映在图19和20上就变成推算得的初始温度 $T_0$ 。在压

缩

縮比小时迅速增加(以后会看到这并不反映真实情况)。应该提到,类似图 19, 20 的结果已在图 14 上看到过。所以表 2 的实验数据和目前的实验数据是互相统一的。

推算的初始离子温度在  $\alpha$  小的情况下迅速上升,而在直流情况下达到 180 电子伏左右,这显然是错误的。这个矛盾我们在反磁效应工作中已经提到过了。矛盾发生的原因在于賈德的关于磁鏡系統中損失時間的公式(8)不能应用于“小龙”装置实验中低压缩比的情况。因为賈德等計算粒子損失率时假設了粒子的碰撞平均自由程远大于磁鏡的綫度(这在通常情况下总是对的),因而只要粒子的速度向量一落入逸出錐中,它就立刻逸出。但是在“小龙”装置的初始等离子体的情况下,由于能量低,平均自由程較短。例如,对 10 电子伏能量的氫离子,在密度为  $10^{13}$  粒子/厘米<sup>3</sup>时的平均自由程只有 9 厘米左右,它远小于我們装置的綫度(120 厘米),因而那些原来位于逸出錐的粒子在它們飞向磁鏡的过程中可以发生好多次大角度偏轉,因而速度向量很可能将不再在逸出錐中,所以不会逸出。

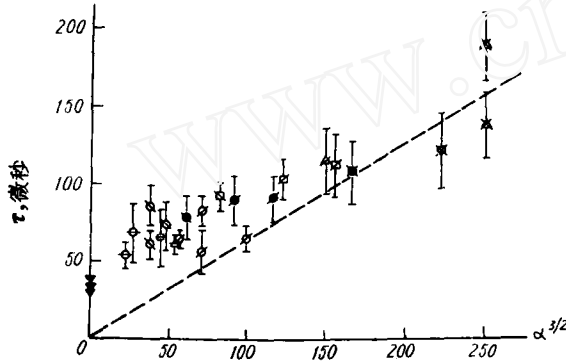


图 17 实验测得的损失时间  $\tau$  与  $\alpha^{3/2}$  的关系

电容,微法	0	18	36	54	72
电压,千伏	—	10	15	20	30
	▼	○	●	□	△
		—	/		x

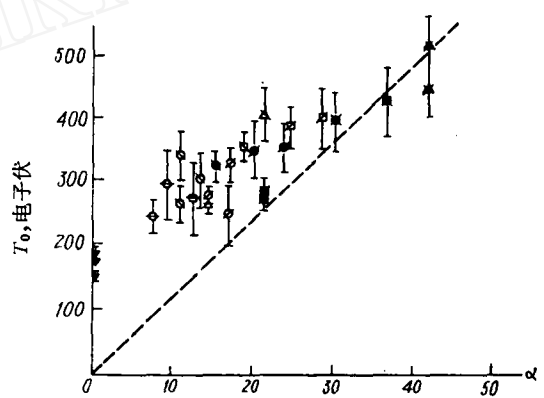


图 18 由图 17 数据并假设损失时间满足賈德公式(8)后推算的离子温度  $T_0$  与  $\alpha$  的关系(图例同图 17)

我們會简单地計算了在这种小自由程情况下的損失率。令  $x$  为离开某一磁鏡  $A$  的距离,

則在  $x$  和  $x + dx$  平面間,每单位時間內被散射到向着  $A$  的逸出錐的粒子数为  $n(x)S(x)P(x)dx/t_c$ , 其中:  $n$  为等离子体密度;  $S$  为截面;  $t_c$  为碰撞弛豫時間;  $P(x)$  为散射到向着  $A$  的逸出錐的几率,即  $P(x) \approx \frac{1}{2} [1 - \sqrt{1 - 1/R(x)}]$ ,  $R(x) = \frac{Bm}{B(x)}$ 。

这些粒子不經碰撞而經  $A$  逸出的几率为  $e^{-\sqrt{x/\lambda_{||}}}$ ,  $\lambda_{||}$  为在纵向方向上的平均自由程。这里采用  $e^{-\sqrt{x/\lambda_{||}}}$  而不用  $e^{-x/\lambda}$  是由于多次小角度散射所产生的偏轉与散射中心数目成平方根关系,而不成通常的正比关系<sup>[19]</sup>。所以經過两个磁鏡的損失率为

$$-\frac{dN}{dt} = 2 \int_0^L \frac{n(x)S(x)P(x)}{t_c} e^{-\sqrt{\frac{x}{\lambda_{||}}}} dx, \quad (23)$$

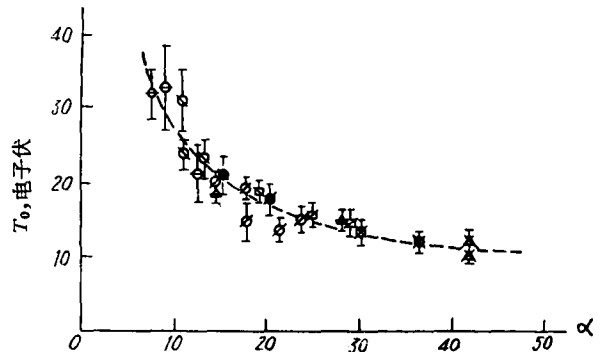


图 19 根据图 18 数据,假设加热满足二维绝热压缩条件推算的初始离子温度  $T_0$  与  $\alpha$  的关系(图例同图 17)

其中  $L$  为磁鏡間距离。若假設  $n, S, P$  为常量, 并且注意到  $\lambda_{\parallel} = v_{\parallel} \tau$ ,  $N = nSL$ , 則得

$$-\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau} = \frac{4Pv_{\parallel}}{L} \left[ 1 - e^{-\sqrt{\frac{L}{\lambda_{\parallel}}} \left( \sqrt{\frac{L}{\lambda_{\parallel}}} + 1 \right)} \right]. \quad (24)$$

在  $L \gg \lambda_{\parallel}$  的情况下,

$$\tau = \frac{L}{4Pv_{\parallel}} = \frac{L}{2 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{1}{R} \right)^{1/2} \right] v_{\parallel}}. \quad (25)$$

当然, 对  $n(x), S(x), P(x)$  作一些合理假設后可以得到更精細一些的数值, 但相差并不大。在文献[13]中科耳布給出了下面的公式:

$$\tau = \frac{RL}{2v_{\parallel}}. \quad (26)$$

可以看到, 在小自由程情况下密度的衰減是指数型的, 衰減的时间常数約为粒子穿过两磁鏡間距离所需的时间。因而和大自由程情况相反, 温度升高时, 衰減反而变快。

在“小龙”装置情况下,  $R \approx 1.6$ ,  $L = 120$  厘米,  $v_{\parallel} \approx 2.7 \times 10^6$  厘米/秒。由(25)式和(26)式計算的  $\tau$  值分别为 57 和 36 微秒。在反磁效应工作中我們已經提到,  $\beta$  的衰減是指数型的(图 9), 并且时间常数为 40 微秒;  $n$  的衰減比  $\beta$  的衰減要慢些, 这是因为等离子体在逐渐冷却。按照现在的理論, 冷等离子体衰減应该慢些, 这也正是实验所观察到的結果。因而, 可以认为理論与实验在定性上和定量上都是

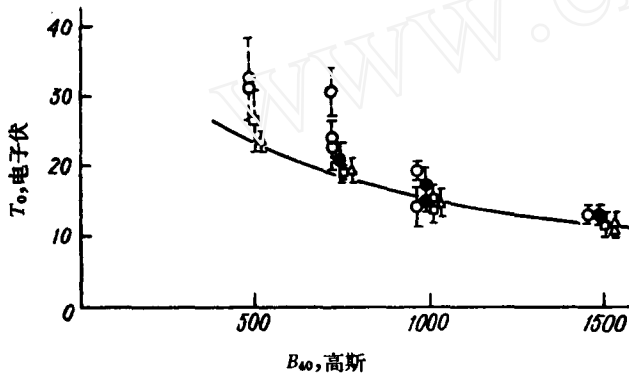


图 20 图 19 数据的另一种表示法: 推算的初始等离子体温度  $T_0$  与放电后 40 微秒时脉冲磁場之值  $B_{40}$  的关系

○—— $C = 18$  微法; ●—— $C = 36$  微法;  
□—— $C = 54$  微法; △—— $C = 73$  微法。

符合得很好的。

图 19 計算的  $T_0$  随  $\alpha$  减小而迅速增加一事, 正反映了損失由大自由程区域向小自由程区域过渡。这个过渡仍可定性地用(24)式来解释。結論是, 图 19 中  $T_0$  的上升是虛假的, 并不反映事实。

除了上述  $\alpha$  不大的区域以外, 尚可看到, 在  $\alpha$  較大的区域(例如  $\alpha > 20$ ),  $T_0$  仍有較小的变化。为了解释这个情况, 可研究图 20。如果撇开  $\alpha$  較小( $\alpha < 15$ ) 的实验数据(图 20 中用虛綫表示的点), 可以看到变化是有規則的。由图 20 可以得出下面結論: (1) 加热是二維絕热压缩加热; (2) 脉冲磁場上升較快时初始等离子体的温度要低些。这是因为当磁場上升較快时, 在开始阶段速度向量与磁場夹角較小的粒子也能被俘获, 因而等离子体平均的初始横向能量将降低。

由图 20 和表 2 的数据可以看到, 根据(8)式計算的等离子体初始温度可能高到 15 电子伏左右。这看来比預期的高了些。我們认为, 这最可能是脉冲磁場压缩刚开始时的纵向压缩效应。上面已經提到, “小龙”装置直流磁鏡間距离为 120 厘米, 而脉冲磁鏡間距离約为 50 厘米。具体計算指出, 在中部平面初始直流磁場强度为 200 高斯的情况下, 当脉冲磁場强度在中部平面达到 60 高斯时磁峰即由直流磁鏡处移到脉冲磁鏡处(这一般只要 2—3 个微秒就够

了)。此时纵向压缩倍数为 2.4, 因而纵向能量增加倍数为  $(2.4)^2 \approx 6$  倍。假设初始等离子体温度为 5 电子伏, 而由于有定向运动, 纵向能量为 4 电子伏 ( $v = 2.8 \times 10^6$  厘米/秒), 经过纵向压缩后纵向能量达到 24 电子伏, 因而总能量可以达到约 30 电子伏。这些粒子的纵向速度约为 7 厘米/微秒, 所以需经过  $50/7 \approx 7$  微秒左右时间才会从另一磁镜逃逸。但是当  $n = 1.5 \times 10^{13}$  厘米<sup>-3</sup> 时,  $W = 30$  电子伏的粒子间动量交换的弛豫时间[见(4)]为 5 微秒, 因而在粒子逸出以前就有可能有相当多粒子的速度已各向同性, 从而可以有相当多的粒子被俘获在磁镜内。这样被俘获的粒子的横向平均动能可以在 20 电子伏以上。考虑到此时磁压缩比  $\alpha$  约为 1.3, 那末初始温度为 15 电子伏就完全是可能的了。

另外一种可能是賈德計算的磁鏡損失率[(5)式]偏高。但是假如要如此解釋, 則方程(8)的系数将增加 3—5 倍, 这看来是过分大了。

关于离子温度, 到现在尚未测出。间接的离子加热证据可由上面讨论的关于约束时间的数据中获得。

为研究电子的温度应用了原子核乳胶片。所用乳胶片是小颗粒的, 并且是对低能电子灵敏的。把乳胶片挂在等离子体喷嘴下面。为了避免光对乳胶片的作用, 在乳胶片前放有表面沉积有铅层的有机薄膜。

由磁镜逸出的电子的能谱我们简单地假设为

$$N(E) \propto n(E) \langle \sigma v \rangle, \quad (27)$$

式中:  $n(E)$  是等离子体内部电子的能谱;  $\sigma$  是库伦散射截面, 与  $E^2$  成反比。若假设  $n(E)$  为麦克斯韦分布, 则

$$N(E) \propto e^{-(E/kT_e)}/E. \quad (28)$$

由乳胶片中电子的径迹可以求出  $N(E)$ , 因而可以求出  $T_e$ 。(以上称为分布 I.)

为了弄清不同的假设分布对测定电子温度的影响, 我们也假设了逸出电子的能谱为麦克斯韦分布时的情况, 即(分布 II)

$$N(E) \propto \sqrt{E} e^{-(E/kT_e)}. \quad (29)$$

实验数据总结在表 3 中。其中的一组数据见图 21。纵座标为  $EN(E)$ 。第一点数据(约相当于径迹长度 1—1.5 微米)比后一点数值为小, 这也可能是  $N(E)$  分布中存在一个峰, 亦可能是

表 3 由电子在乳胶片中的径迹决定的电子温度  $T_e$

C, 18 微法	V, 千伏	$\alpha$	分 布 I			分 布 II		
			$T_e$ , 千电子伏	$\bar{T}_e$ , 千电子伏	$\bar{T}_0$ , 电子伏	$T_e$ , 千电子伏	$\bar{T}_e$ , 千电子伏	$\bar{T}_0$ , 电子伏
1	20	16.8	3.3±0.5	3.3±0.5	196±29	2.3±0.2	2.3±0.2	135±11
2	20	24	2.9±0.4	2.9±0.4	121±17	2.3±0.3	2.3±0.3	96±12
4	20	33.5	6.4±1.2 5.6±1.3	6.0±0.7	179±21	3.9±0.4 3.6±0.4	3.8±0.3	113±9
6	30	51.3	7.8±1.4	7.8±1.4	153±27	5.1±0.5	5.1±0.5	100±10
			平均		153±11	平均		111±5

测量方法所引起的。由于该点与所决定直线的偏离已远超过 3.5 倍标准偏差, 所以该点并未被利用来决定电子温度。

从表 3 的数据可以看到: (1) 电子的温度很高, 它在 6 个电容器的情况下, 大于 5 千电子伏; (2) 二维绝热约束加热机构看来是主要的加热机构(看图 22); (3) 初始电子温度在 100 电子

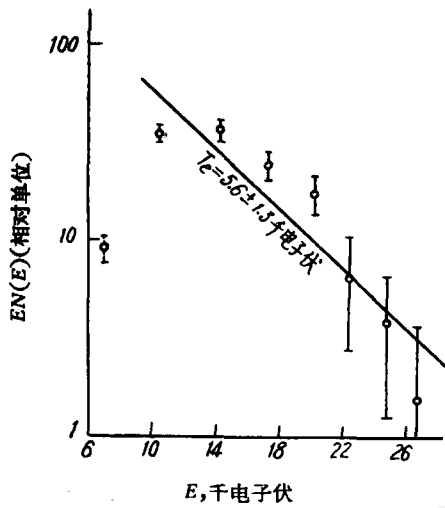


图 21 逸出电子能谱图  
C = 72 微米; V = 20 千伏, 分布 I.

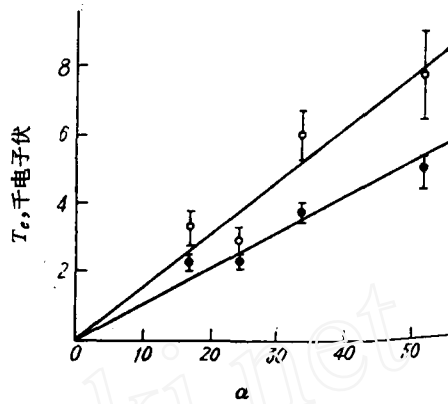


图 22 由电子在原子核乳胶片中的径迹决定的电子温度与磁压缩比的关系

○ —  $N(E) \propto e^{-E/T_e}/E$ ;  
● —  $N(E) \propto \sqrt{E} e^{-E/T_e}$ .

伏以上;(4)逸出电子能谱更接近于麦克斯韦分布。

这个电子温度大大地超过了预期数值,因而有理由问它是否代表整个等离子体中的电子温度。首先,超过 100 电子伏的初始电子温度是不可能的,因为难于想象等离子体源中存在这样的加热机构,并且从约束观点来讲这也是绝对不可能发生的,因为此时电子气体的压力已为磁压力的二倍以上。其次,反磁效应实验亦排斥这样高的电子温度。要解释上述测量结果,或者假设存在着别的未知的把电子迅速加热的机构(电子整体地加热),或者假设在初始等离子体中存在着一小撮高能电子,或者假设一小撮电子被某种加热机构加热到所观察到的高温。看来第一种假设的可能性很小,第二种假设的可能性要大一些。因为由于这些电子的加热规律满足二维绝热压缩定律,很可能是一开始就存在的。关于这个问题尚待继续研究,用这种原子核乳胶测量这样能量范围的电子的方法是否存在问题亦需做进一步的考证。

为弄清这个问题,正在准备微波噪声接收系统。通过对等离子体微波噪声的研究,将能确定等离子体整体电子的温度。

### 五、结 束 语

至今为止,在“小龙”装置上所进行的研究结果,可以归纳如下:

- (1) 在直流磁场下的初始等离子体的密度一般已大于  $1.65 \times 10^{13}$  粒子/厘米<sup>3</sup>, 初始温度约为 5 电子伏。
- (2) 二维绝热压缩加热的条件在“小龙”装置实验中看来是已得到满足的。
- (3) 没有能直接测量到离子温度。根据等离子体密度衰减的时间,以及初始温度和压缩比等参数,可以推断离子温度至少应该达到 200 电子伏以上。考虑到初始的纵向压缩之后,有理由认为离子温度可能已达到 500 电子伏左右。
- (4) 观察到了高能电子群。这些高能电子群的温度高达 5 千电子伏左右。这些电子的温度何以会这样高的原因尚待进一步研究。
- (5) 至今为止,“小龙”装置中的损失机构主要是由于库伦碰撞所引起的粒子从磁镜逸出。
- (6) 实验中观察到了,在磁镜系统中的损失机构存在着两种不同的区域,即大自由程区域



和小自由程区域。我们对后一区域作了简单的计算，它与实验结果完全符合。“小龙”装置实验中当等离子体被压缩加热时，损失机构即由小自由程区域过渡到大自由程区域。

(7) 在“小龙”装置实验中并未发现任何强烈的不稳定性的迹象。

\* \* \*

在用乳胶片测量电子温度的工作中孙汉城同志给了很多帮助，特在此表示谢意。前后参加本文一部分工作的还有金仁全、李素蓉、钱尚介等同志，触发设备等电子学仪器是吴才德同志负责制造的，承王承书、李整武二先生对本文提出许多宝贵意见，特此表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] Г. И. Будкер, Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, том III, стр. 3, 1958.
- [2] 比肖普, 雪伍德方案——美国在控制聚变方面的工作规划, 第五章, 科学出版社, 1960.
- [3] И. В. Курчатov, Атомная энергия, 5, 105 (1958).
- [4] C. F. Barnett et al., Proc. 2nd Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 31, p. 298.
- [5] R. F., Post, Proc. 2nd Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 32, p. 245.
- [6] И. Н. Головин и др., УФН, LXXIII, 685 (1961).
- [7] J. L. Dunlap, IRE Trans. Nucl. Sci., NS 7, No. 4, 19 (1960); C. F. Barnett, et al., Phys. Rev., Letters, 6 589 (1961).
- [8] R. F. Post, Phys. Rev., Letter, 4, 166 (1960).
- [9] F. H. Coensgen et al., Phys. Rev., Letters 5, 459 (1960).
- [10] Б. Б. Кадо́мцев, Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, том III, стр. 285, 1958.
- [11] 斯必泽, 完全电离气体的物理学, 第五章, 科学出版社, 1959.
- [12] 参阅[5].
- [13] A. C. Kolb, Rev. Mod. Phys., 32, 748 (1960).
- [14] 曹德彰, 火花球隙用作脉冲大电流短路开关, 原子能科学技术, 第 11 期, 870 (1962).
- [15] 周文宗等, 等离子体喷枪, 待发表.
- [16] 参阅[15].
- [17] S. C. Lin, et al., J. App. Phys., 26, 95 (1955).
- [18] 叶幼璋、钱尚介, 微波干涉仪和微波吸收仪, 待发表.
- [19] 西蒙, 热核研究导论, 12 页, 科学出版社, 1961.

(编辑部收稿日期 1964 年 11 月 7 日)

