

强相对论性电子束在受控热核聚变研究中的应用

赵南明

(清华大学工程物理系)

一、引言

1. 传统的受控聚变研究途径所面临的困难和问题

二十多年来,实现受控聚变的传统的研究途径是用强磁场来约束高温等离子体的方法。沿此途径,近年来已取得重大进展。例如,在环形、准稳态的托卡马克(Токамак)型的装置中,在现有的实验参数的范围内,已大体上解决了宏观的磁流体学不稳定性问题。但循此途径还面临着许多困难和问题,主要是:

(1) 稳定性问题并未彻底解决。这似乎是传统的磁约束途径很难绕过的困难。因为处在各种“磁瓶”中的高温等离子体很容易激起各种宏观的和微观的不稳定性,所以当温度和密度进一步提高时,特别是引进一些新的加热方法之后,在托卡马克类型的装置中会出现新的、危险的不稳定性,目前还难以断言。

(2) 在现有的一些稳定性问题解决得较好的装置中(如在托卡马克中),离子温度距离热核“点火”温度还差一个数量级。由于温度升高后焦耳加热的效率越来越低,因此目前正在提出和尝试用快速中性粒子注入、环形绝热压缩、超高频加热和湍流加热等方法来进一步提高等离子体的温度。尽管上述加热方法可能是很有前途的,但要等离子体加热至聚变堆所需的温度仍将是十分困难的。

(3) 由于必须采用强磁场约束,因此装置的成本高昂,而且相应的聚变堆的结构和工艺也比较复杂。

由于传统的磁约束途径存在着上述的困难,因此近年来世界各国在受控聚变的研究中,除了沿着传统的磁约束途径继续进行大量的理论和实验之外,也正在探求实现受控聚变的新思想、新途径,特别是正从理论上和实验上努力探索实现超快脉冲型受控聚变的可能性。

2. 脉冲型受控聚变的概念和优点

氢弹就是一种脉冲聚变装置。它是用裂变物质的

爆炸所产生的高温来点燃热核燃料的。因为它放出的能量太大,所以是一种不可控的脉冲聚变。脉冲型受控聚变的概念就是模仿氢弹爆炸的物理过程,希望能找到某种能产生微型氢弹爆炸的手段,每次爆炸释放出的能量不是太大,从而可以建立一种可以控制的脉冲聚变堆。

脉冲聚变的主要优点是:

(1) 它所采用的热核燃料通常是处于固态或液态,由于粒子数的密度很高,因此只须极短的约束时间(毫微秒数量级)就可满足劳森(Lawson)条件。由于约束时间极短,因此可以不要磁场约束,并可绕过各种不稳定性所造成的困难。

(2) 脉冲聚变堆的结构和工艺比有磁场结构的磁约束聚变堆要简单得多,成本要低廉得多。

实现脉冲聚变的关键是要找到某种能产生微型氢弹爆炸的手段。自激光问世以来,由于它能在极短的时间内,在很小的空间中,集中很大的能量,早在1963年,巴索夫(H. Г. Басов)等就曾提出用激光打靶的办法来实现脉冲聚变^[1,2]。十年来,在这方面的理论和实验工作已取得了迅速的进展^[3]。最近美国一些物理学家^[4,5]提出用均匀聚焦激光束来产生超高密度物质的方法(即所谓的“爆聚”模型)也引起了人们很大的兴趣。如果这一理论正确,则实现“点火”所需的激光能量将可以大大下降。因此,激光核聚变这一新途径已越来越受到世界各国的重视。但是,我们仍应当看到,目前高功率激光器的水平距离“点火”要求还有较大差距,而且效率也比较低,只有当这些方面有了突破之后激光核聚变才能真正实现。

除了用激光束来点燃脉冲聚变这一新途径之外,近年来由于脉冲、强流电子束技术的进展^[6-8],自1968年以来,美、苏、意等国相继有人提出用强相对论性电子束打靶的办法来实现脉冲聚变^[9,10],但主要还是一些初步的设想。直至1972年5月,美国的空军武器实验室才第一次披露了这方面的实验结果^[11,12]。他们用一束2.0兆伏、30千安、35毫微秒的脉冲强流相对论性电子束轰击氟化聚乙烯靶,结果观察到中子脉冲高达 5×10^7 ,而且在10%的实验误差的范围内测出

发射中子的角分布是各向同性的，从而表明中子发射很可能是由热核反应引起的。

3. 激光打靶与电子束打靶优缺点的比较

激光打靶的一个突出的优点是激光束可以通过光学聚焦的办法将它聚得很细，从而可以在很小的空间中集中很大的能量以利于点燃热核燃料。另一个优点是，实验已经证实^[13]，由激光束能转换为靶等离子体的热能的效率是比较高的（可高达70%）。激光打靶所存在的问题是，目前脉冲激光束的能量仅是千焦耳量级，距离激光聚变堆的要求还相差很远；另外，由电能（或其它形式的能量）转换为激光束能的效率还比较低（对于固体激光器，其效率一般低于1%），这对于建成一个经济上合算的聚变堆是十分不利的。

电子束打靶的优缺点恰与激光打靶相反。首先，脉冲强流相对论性电子束的总能量目前已达百万焦耳的量级（比现有的脉冲激光束的总能量大三个数量级），而且由电能转换为电子束能的效率也很高（可达80%）。但是，强电子束的聚焦问题将是十分困难的，而且尽管最近关于电子束打靶的实验已经观察到热核中子，但由电子束能转换为靶等离子体的热能的效率究竟有多高，还有待于理论和实验的进一步的研究。

二、脉冲强流相对论性电子束发生器

1. 强电子束发生器

产生脉冲强流相对论性电子束的方法可以不只一种。如图1所示，比较常见的一种方法是采用通常的马克思（Marx）迴路的形式，即用马克思冲击高压发生器对同轴型超高压传输线充电，然后对匹配的负载放电。如果我们用许多针状的钨（针的顶端是一个小

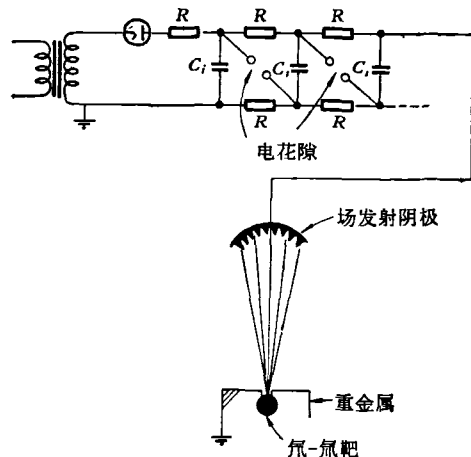


图1 强相对论性电子束发生器示意图

球)构成一个凹形的场发射阴极刷作为负载，依凭场致发射的原理就可以从针状的阴极刷中“拉”出脉冲强流相对论性电子束，并且会聚地轰击到热核靶上。

2. 目前实验上已达到的指标

关于脉冲强流相对论性电子束目前实验上已达到的较好指标的数量级是^[10]：

- 脉冲电压=10兆伏，
- 脉冲宽度=50—100毫微秒，
- 电子束流强=1兆安，
- 电子束能量=1兆焦耳，
- 电子束截面=0.1平方厘米。

3. 强相对论性电子束的其它应用

强相对论性电子束还有别的广泛的用途。例如，可以用它来模拟核爆炸时所产生的强 γ 辐射（美国主要负责核爆炸模拟研究的克特兰空军基地已于1969年初建成了两台用强流电子束来模拟核爆炸中的强 γ 辐射的大型仪器）。此外，它在加速器技术、等离子体电子学、电子工艺和电离层研究等方面也有着广泛的应用。

三、点燃微型热核爆炸的条件

下面，我们粗略地估计一下点燃微型热核爆炸必须满足那些条件（我们假设热核靶是一个半径为 r 的液态或固态的氘-氚球）：

1. 点燃温度

必须将氘-氚球加热到“点燃”温度。对氘-氚靶而言，这意味着要求

$$T > 5 \times 10^7 \text{K} (5 \text{千万度}) \quad (1)$$

2. 热核靶半径

在氘-氚球中产生的带电聚变产物的能量应当反馈至氘-氚球中。这就要求在热核温度下，带电聚变产物的阻止长度（stopping length） λ_F 小于氘-氚球的半径。若 $N = 4 \times 10^{22}/\text{厘米}^3$ （液态氘-氚靶的密度）， $T = 5 \times 10^7 \text{K}$ ，则 $\lambda_F \sim 0.5$ 厘米，所以要求 $2r > \lambda_F = 0.5$ 厘米，或者

$$r > 0.25 \text{厘米} \quad (2)$$

3. 约束时间

为使放出的聚变能大于将等离子体加热至聚变温度所需的热能，必须满足劳森条件： $N\tau \geq 10^{14}$ 秒/厘米³。因为现在 $N = 4 \times 10^{22}/\text{厘米}^3$ ，所以要求约束时间

$$\tau \geq 2.5 \text{ 毫微秒。} \quad (3)$$

4. 电子束将能量给与靶的时间

约束时间 τ 可由能量损失的特征时间来估计。在现在的情况下,能量损失主要由膨胀损失、热导损失和韧致辐射损失引起。因为考虑到电子束的强自身磁场的作用后热导损失将大为减少,而且如果在氘-氘靶外面围以重金属后膨胀损失也变得比较次要,则可以认为韧致辐射损失将是主要的能量损失机构。在现在的参数下,韧致辐射能量损失的特征时间约为 50 毫微秒,因而要求电子束将能量给与靶的时间 τ_{in} 应当满足

$$2.5 \text{ 毫微秒} < \tau_{in} < 50 \text{ 毫微秒。} \quad (4)$$

因此,将电子束的脉冲宽度选在几个毫微秒到几十个毫微秒之间将是比较合适的。

5. 将靶加热到热核温度所需的总能量

将球形氘-氘靶加热到热核温度所需的总能量为

$$E_{in} = 3NkT \times \frac{4}{3} \pi r^3 \approx 5.4 \text{ 兆焦耳。} \quad (5)$$

这儿, k 为玻尔兹曼常数。

四、束-靶相互作用理论

初看起来,强相对论性电子束在靶中的能量耗散过程将是很弱的。按照经典的库仑碰撞理论,相对论性电子束与靶电子和靶离子的库仑碰撞几率是很小的。如果我们假设电子束半径 $r_0 = 0.1$ 厘米,束流强 $I = 1$ 兆安,束电子的初始注入能量 $E_0 = 100$ 千电子伏特,靶电子的最后平均能量(即加热后的能量) $E_{th} = 10$ 千电子伏特,靶电子密度 $N_1 = 4 \times 10^{22}$ /厘米³,束电子密度 $N_2 = I/\pi r_0^2 v \approx I/\pi r_0^2 c$ (这儿 v 为电子速度, c 为光速,对于相对论性电子束, $v \approx c$),则按照经典的库仑碰撞理论算出电子束的阻止长度约为 42 厘米。这就表明,按照单粒子的库仑碰撞理论,电子束在靶中的能量耗散是很弱的。

事实上,电子束将能量给与靶(从而使靶物质加热到热核温度)的机制,主要不是通过库仑碰撞。当电子束透入靶的瞬间,靶将迅速电离而成为等离子体,此时主要通过由强电子束所激起的静电电流不稳定所引起的束-等离子体相互作用,使得电子束的能量迅速地在靶等离子体中耗散,从而有可能迅速地加热靶物质,并使之产生脉冲式的核聚变反应。在上述的参数下,在线性的束-等离子体交互作用理论的基础上,可以估算出电子束在靶中的阻止长度约为 10^{-3} 厘米。这个估计又太乐观了,事实上我们还必须考虑非线性效应,考虑了非线性效应后,电子束在靶中的阻止长度约为 1

厘米。此外,由于强相对论性电子束可产生极高的自身磁场(可达百万高斯量级),它本身有自收缩的作用,而且它将大大减小等离子体的热导损失,并能抑制等离子体的膨胀过程,和使带电聚变产物的阻止长度大为减小。因此,最近美国有人提出^[14],强自身场的作用可以大大减小对注入能量的要求。

假如上述理论正确的话,则强相对论性电子束是可以有效地将靶物质加热到热核温度的。这是近年来才提出的一种新途径。关于它的理论估算还很粗略,关于它的实验结果至今才见到一则简要的报导^{[13], [14]}。因此,现在要对这一途径作出确切的评价还为时过早。但是,如果上述实验结果是可靠的话,那么它就表明,上述理论估计至少在定性上是正确的,从而表明用强相对论性电子束打靶的方法来实现脉冲聚变的物理基础是存在的。尽管在进一步的研究中还必然会遇到许多理论上和技术上的困难,但鉴于当今世界各国关于受控热核聚变研究还是处于一种“百花齐放”的有重点的多途径探索的阶段,因而强相对论性电子束打靶这一新途径至少是一个很值得引起我们重视的动向。

参 考 文 献

- [1] Basov, N. G. and Krokhin, O. N., *In Proceeding of the Third International Conference on Quantum Electronics*, Paris, (1963).
- [2] Dawson, J. M., *Phys. Fluids*, **7** (1964), 981.
- [3] 中国科学院物理研究所 101 组, «激光核聚变简介», «物理», **2-4** (1973), 216.
- [4] Brueckner, K. A., *KMS F-NP5*, April (1972), 21.
- [5] Nuckolls, J. et al., *Nature*, **239**, 5368 (1972), 139.
- [6] Ford, F. C. et al., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **12** (1967), 961.
- [7] Graybill, S. E. et al., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **12** (1967), 961.
- [8] Grundhauser, F. J. et al., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **12** (1967), 961.
- [9] Winterberg, F., *Phys. Rev.*, **174** (1968), 212.
- [10] Linhart, J. G., *Nucl. Fusion*, **10** (1970), 211.
- [11] Якименко, И. П., *Атомная энергия*, **32** (1972), 360.
- [12] Artsimovich, L. A., *Nature*, **239**, 5366 (1972), 18.
- [13] Kerns, J. R. et al., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **17** (1972), 690.
- [14] McCann, T. E. et al., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **17** (1972), 690.
- [15] Басов, Н. Г. и др., *ЖЭТФ*, **62** (1972), 203.
- [16] Winterberg, F., *Nucl. Fusion*, **12** (1972), 353.