

基于场反位形的磁约束氘氘脉冲聚变中子源方案设计

潘垣¹, 王之江¹, 武松涛², 张明¹, 陈志鹏¹, 饶波¹, 朱平¹, 杨勇¹, 丁永华¹

(1. 华中科技大学电气与电子工程学院磁约束聚变与等离子体国际合作联合实验室, 武汉 430074;
2. 中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

摘要: 聚变中子源可以真实反映材料在聚变中子辐照下的特性变化, 对于开展聚变堆材料测试具有重要意义。基于加速器打靶原理的国际聚变材料辐照装置 (IFMIF) 与理想聚变中子源在聚变中子能谱等方面仍有一定差异, 因此需对聚变中子源方案进行新的思索。本文围绕磁约束聚变中子源开展了磁场位形、加热方案设计与相关计算, 分析了场反等离子体在两级级联磁压缩后的等离子体温度、密度演化过程及相应的中子产额, 并研究了考虑双流效应与有限拉莫尔半径效应后场反等离子体倾斜模、旋转模等磁流体不稳定性抑制情况, 最终给出了氘氘脉冲聚变中子源的关键物理参数。研究结果表明, 该中子源有望获得年均 2 MW/m^2 以上的高通量密度的聚变中子, 能够满足商业聚变示范堆材料测试要求; 经功率估算显示, 基于场反位形进行两级级联磁压缩的新型聚变中子源方案还具备成为氘氘脉冲聚变能源的应用前景。

关键词: 聚变中子源; 场反等离子体; 磁压缩; 氘氘反应

中图分类号: O532 **文献标识码:** A

Project Design of a Pulsed D-D Fusion Neutron Source Based on Field Reversed Configuration

Pan Yuan¹, Wang Zhijiang¹, Wu Songtao², Zhang Ming¹, Chen Zhipeng¹, Rao Bo¹,
Zhu Ping¹, Yang Yong¹, Ding Yonghua¹

(1. International Joint Research Laboratory of Magnetic Confinement Fusion and Plasma Physics, School of Electrical and Electronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China; 2. Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

Abstract: The fusion neutron source is of great significance for conducting material testing for future fusion reactors, as it can genuinely reflect the change of material properties under fusion neutron irradiation. The International Fusion Materials Irradiation Facility (IFMIF) is an accelerator-driven neutron source. It still has some differences from the ideal fusion neutron source in terms of fusion neutron energy spectrum, which has led to the reconsideration of the fusion neutron source approach. In this paper, the magnetic field configuration, heating scheme design, and related calculations are carried out regarding the fusion neutron source. The plasma temperature, density evolution process, and the corresponding neutron yield of the field reversed configuration (FRC) plasma after two-stage cascade magnetic compression are analyzed, and the suppression of the magnetic fluid instabilities such as tilted and rotating modes of the FRC plasma after considering the two-fluid effect and the finite Larmor radius effect are studied. The fundamental physical parameters of the fusion neutron source are finally given. The calculation results show that the neutron source is expected to obtain fusion neutrons with an annual average power density higher than 2 MW/m^2 , which can meet the requirements of

收稿日期: 2022-02-18; 修回日期: 2022-05-05

通讯作者: 王之江, 华中科技大学电气与电子工程学院副教授, 研究方向为磁约束聚变; E-mail: wangzj@hust.edu.cn

资助项目: 国家重点研发计划项目 (2017YFE0301805; 2017YFE0301804)

本刊网址: www.engineering.org.cn/ch/journal/sscae

material testing of the demonstration reactors (DEMO). The power estimation also shows that the scheme has the potential to become an energy source based on the pulsed deuterium-deuterium fusion.

Keywords: fusion neutron source; field reversal configuration plasma; magnetic compression; deuterium-deuterium fusion

一、前言

核聚变能是解决人类能源问题的潜在重要路径。国际热核聚变实验堆 (ITER) 预计产生 500 MW 聚变功率 ($Q>10$), 用以开展低功率密度聚变堆的相关科学技术研究与集成运行示范、检验氘增殖等 [1,2], 进而验证聚变能应用的可行性。ITER 预计将于 2025 年开始实验运行, 但聚变能研究仍有许多问题尚待解决, 如聚变堆材料测试等。聚变中子由于能量很高, 除了会造成更多的原子离位损伤外, 还将使聚变中子与聚变反应堆内材料的结构元素发生嬗变反应, 严重影响聚变堆材料的关键性能。未来, 示范电站聚变中子辐照损伤将达到 100 dpa, 高于 ITER 的辐照水平, 因此, 开展聚变中子源的设计与建设, 真实反映聚变材料在聚变中子辐照下的特性, 可为聚变堆建设提供必不可少的前提条件。

目前, 欧盟与日本已着手建设的国际聚变材料辐照装置 (IFMIF) 采用的是加速氘核打锂靶方案, 其具有大量的中子 (14 MeV 至 40 MeV), 将影响材料的实际测试性能, 同时该装置无法模拟聚变反应所面临的真实气体环境, 因而给辐照测试的准确性带来一定疑问 [3]; 俄罗斯提出采用动态气体阱 (GDT-NS) 方案 [4,5], 但由于磁镜位形中损失锥的存在, 会引起开端损失并影响等离子体参数与中子产额。为此, 本文提出对场反等离子体进行大压缩比两级级联磁压缩的氘氚脉冲聚变中子源方案, 并对相关磁压缩、不稳定性等进行分析, 以期对聚变中子源设计与建设乃至氘氚聚变能研发远景规划提供参考。

二、磁约束氘氚脉冲聚变中子源的总体设计思路

磁约束氘氚脉冲聚变中子源 (简称“本中子源”) 仍将通过聚变反应来产生聚变中子, 但是与托卡马克、仿星器等现有聚变能源装置的研究路线不同。现有能源装置拟采用氘氘反应获得聚变能, 该反应需要消耗具有放射性的原料氘。氘在自然界

中的储量极少, 需要通过锂来制备, 但随着新能源汽车等领域的异军突起, 全球的锂消耗量大幅增加, 致使基于氘氘反应的聚变能储量评估具有不确定性。同时, 现有的中性束、离子回旋等加热手段会将等离子体加热到 15 keV 来实现氘氘反应目标, 但由于高束流密度负离子源、高耦合效率离子回旋天线等工程技术的限制, 该类加热手段对等离子体加热效果在短期内很难有进一步突破, 很难运用于人类终极能源——氘氘聚变能源研究中去 (大规模氘氘聚变反应对等离子体温度要求更高, 预计需要 30 keV 以上)。

为此, 本中子源将采用磁压缩的等离子体加热方法。磁压缩主要运用脉冲功率、强磁场技术等较为成熟的技术手段来同时提升等离子体电子、离子温度以及等离子体密度。等离子体电子、离子温度的同时上升有助于反应截面的增加, 等离子体密度的增加有利于提升单次反应聚变功率密度和中子通量密度, 为多次反应累积总聚变中子通量, 进而为高通量密度聚变中子源提供可能。而聚变功率密度的提高也有助于提升聚变总功率, 为开展氘氘聚变能源的探索提供条件。

与托卡马克等位形相比, 场反位形等离子体具有完全轴对称、与磁场不存在交叉链接、结构相对简单等特点, 有利于磁压缩系统的整体设计。而其比压 (β) 接近于 1 的特点, 非常利于运用较低的约束磁场产生高参数的靶等离子体。目前, 美国三阿尔法能源技术公司 (TAE) 的 C-2W 装置利用约 0.2 T 的磁场约束了等离子体密度达到 $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 总温度 $T = T_e + T_i$ 达到 3 keV (T_e 、 T_i 分别为电子温度、离子温度), 可维持 30 ms 的高性能场反等离子体 [6], 为进一步开展大压缩比的磁压缩奠定了基础。在场反等离子体位形的研究中, 通常采用 T_e 和 T_i 之和 (T) 来进行 β 等的相关分析, 因此本文采用该习惯用法。

氘氘脉冲聚变中子源的结构示意图如图 1 (a) 所示, 主要包括场反等离子体形成器、磁体与电源系统、真空室系统、中性束注入系统等。其中, 场反等离子体形成器用于产生高品质场反等离子体,

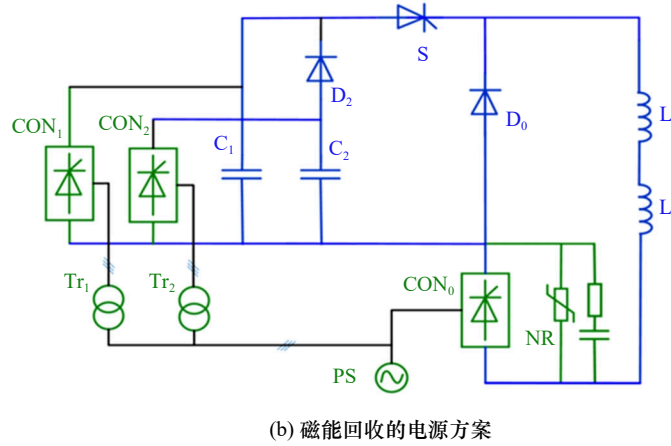
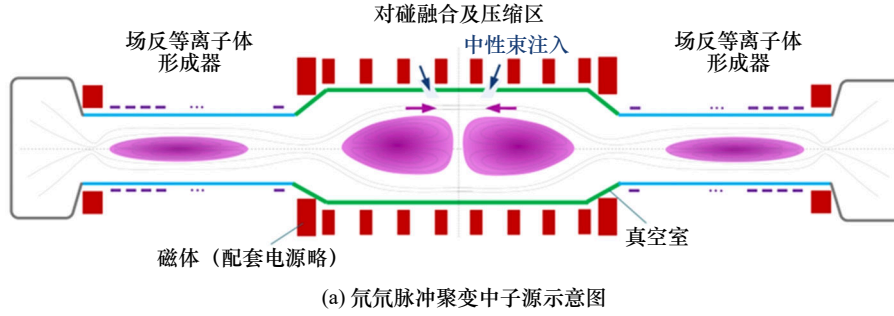


图1 氘氚脉冲聚变中子源示意图和磁能回收的电源方案

注：C₁表示快压缩电容；C₂表示慢压缩电容；S表示主放电开关；L_r和L_t分别为左右对称位置的压缩线圈；D₀表示续流二极管；D₂表示隔离二极管；PS表示电网；Tr₁和Tr₂表示变压器；CON₀表示逆变器；CON₁和CON₂表示整流器；NR表示非线性阻容吸收支路。

并将等离子体高速喷射至对碰融合区；中性束注入系统主要用于压缩前产生定向电流，克服等离子体的不稳定性，并可在压缩过程中提前关闭来降低对中性束平均功率的要求。以上系统与C-2系列装置的结构相似，可以确保高性能初始场反等离子体的形成。磁体与电源系统除用于产生压缩前的背景磁场外，还将产生压缩过程中的两级级联磁压缩磁场；同时真空室系统将采用高阻材料来抑制感应涡流，以保持真空室内快速上升的磁场位形。电源具体设计将采用压缩磁能回收的电源方案，如图1(b)所示。变换器在压缩结束后进入逆变状态，回收线圈磁能，以提高磁压缩能量的利用效率和放电重复频率。

与通常的磁压缩不同，氘氚脉冲聚变中子源将采用两级磁压缩模式，图2为大压缩比两级磁压缩的时序图。其中，第一阶段为快压缩阶段或绝热压缩阶段(0~t₁)，利用绝热磁压缩同时提升等离子体温度和密度以大幅提升聚变反应率，特别是氘氚聚变反应率，产生高通量密度聚变中子；第二阶段为慢压缩阶段(t₁~t₂)，通过慢压缩来维持场反位形，

避免等离子体的磁扩散，增加聚变反应时间，提升聚变中子的总产额。

三、磁约束氘氚脉冲聚变中子源的磁压缩分析

如前所述，大压缩比两级级联磁压缩是氘氚脉冲聚变中子源技术方案的核心，相关磁压缩分析对于中子源的等离子体参数与中子产额估算至关重要

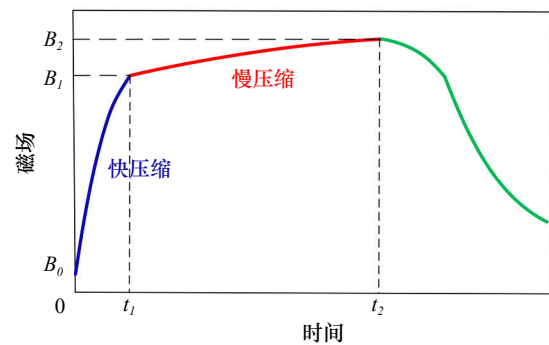


图2 大压缩比两级磁压缩时序图

要。本文将从理想的无能量损失的绝热磁压缩出发，得到场反等离子体参数的基本模型，然后加入能量损失过程对模型进行修正，最后考虑场反等离子体的磁通损失，由此评估第二级压缩对于高参数等离子体的维持作用。两级级联磁压缩分析流程如图3所示。

(一) 绝热磁压缩分析

氘氚脉冲聚变中子源采用两级级联磁压缩模式，其中第一阶段为绝热磁压缩。绝热磁压缩作为一种等离子体加热方式，在托卡马克位形、简单场反位形等都已得到了验证。其中，普林斯顿大学的绝热环形压缩器（ATC）运用绝热磁压缩获得了等离子体密度上升5倍、离子温度上升3倍的托卡马克等离子体；美国洛斯阿拉莫斯国家实验室的FRX-C/LSM装置则利用绝热磁压缩，使简单场反等离子体的温度、密度分别提高了10倍、5倍 [7,8]，并与相应理论模型吻合较好 [7,9]。通过高性能场反位形绝热磁压缩的一维模型 [8]，可以获得场反位形等离子体的长度、温度、密度以及边界磁场在压缩中的演化规律，如下所示：

$$L \propto \chi_s^{\frac{(3-\epsilon)[4-4(\gamma-1)]}{3}} \langle \beta \rangle^{\frac{-(1+\epsilon-\gamma\epsilon)}{\gamma}} \quad (1-1)$$

$$T_m \propto \chi_s^{\frac{-(3-\epsilon)4(\gamma-1)}{3}} \langle \beta \rangle^{\frac{(1+\epsilon)(\gamma-1)}{\gamma}} \quad (1-2)$$

$$n_m \propto \chi_s^{\frac{-(3-\epsilon)[6-4(\gamma-1)]}{3}} \langle \beta \rangle^{\frac{-(1+\epsilon)(\gamma-1)}{\gamma}} \quad (1-3)$$

$$B_w \propto \chi_s^{-3+\epsilon} \quad (1-4)$$

上式中， L 为等离子体轴向长度； $\chi_s = \frac{R_s}{R_w}$ 是等离子体分界面半径 R_s 与装置真空室半径 R_w 之比； ϵ 为平衡剖面系数，值为 $(-1 \sim 0)$ ； γ 为绝热系数； n 为等离子体密度，下标 m 表示最大值； B_w 为真空室壁处的磁场强度； $\langle \beta \rangle$ 为平均比压， $\langle \beta \rangle = \frac{1}{\pi \chi_s^2} \int_0^{R_s} \frac{P}{B_0^2 / (2\mu_0)} dA$ ； P 为等离子体压强； B_0 为真空

磁场； A 为等离子体截面； π 为圆周率； μ_0 为真空下的磁介质常数。利用轴向平衡条件，可得 $\langle \beta \rangle = 1 - \frac{\chi_s^2}{2}$ 。

根据上述模型可以得到场反等离子体压缩前后的参数变化关系。以C-2W装置为例，考虑场反等离子体形成器优化后带来的场反等离子体密度上升，C-2W装置等离子体现有等离子体相关参数可望达到 $n=5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ， $T=3 \text{ keV}$ ， $B_0=0.25 \text{ T}$ 的设计目标。在以上理想绝热磁压缩模型下，将约束磁场从0.25 T压缩至12 T以后，场反等离子体温度、密度将分别达到62.7 keV、 $3.7 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ，初步显示了磁压缩应用于氘氚脉冲聚变中子源的可行性。

(二) 考虑能量平衡后的磁压缩分析

与理想绝热模型不同，高温等离子体由于其巨大的温度、密度梯度而产生了多种能量损失通道，而湍流导致的反常输运使相关的能量平衡分析与实验相差较大，采用能量约束时间定标率成为磁约束聚变研究的重要方法。

相对于托卡马克位形，场反位形等离子体总体研究较少，其能量约束时间定标还缺乏大量的实践检验，但并不妨碍利用C-2系列装置等新型场反等离子体装置给出有参考意义的结果。C-2系列装置的能量约束时间的定标关系为 [10]：

$$\tau_{E,e} = \tau_{E,e0} \left(\frac{R_s}{R_{s0}} \right) \left(\frac{T_e}{T_{e0}} \right)^{1.8} \left(\frac{B_w}{B_{w0}} \right)^{-1.3} \quad (2)$$

式(2)中， $\tau_{E,e}$ 为电子能量约束时间； T_e 为电子温度，下标“0”代表初始值。考虑到总量能量损失包括电子和离子能量损失，因此，总能量约束与电子、离子能量约束满足以下关系：

$$\frac{W_{\text{tot}}}{\tau_E} \geq \frac{W_e}{\tau_{E,e}} + \frac{W_i}{\tau_{E,i}} \quad (3)$$

式(3)中， W 表示能量， W_{tot} 、 W_e 和 W_i 分别为总能量、电子能量和离子能量； τ_E 、 $\tau_{E,e}$ 和 $\tau_{E,i}$ 分别为

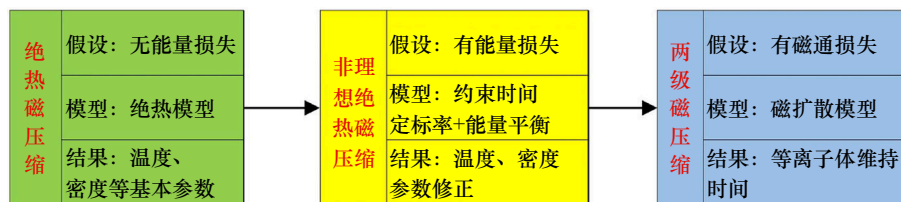


图3 氘氚脉冲聚变中子源的磁压缩分析流程图

总能量约束时间、电子能量约束时间和离子能量约束时间。C-2装置实验结果显示,总能量约束时间高于电子能量约束时间(两者之比为3.4 [11]、4.64和5.22 [12]),说明离子能量约束时间将大于电子能量约束时间,这与C-2装置的离子温度显著高于电子温度实验也相符。此外,ATC装置的实验结果也表明,离子能量约束时间大于电子能量约束时间 [8]。而离子是聚变反应的反应物,离子温度决定相关的聚变反应截面。简单起见,保守假设总能量约束时间始终比电子能量约束时间大3.4倍,为此,可以得到在C-2W装置设计的参数条件下,初始半径 $R_s=0.55$ m时,总能量约束时间定标为20.6 ms。

根据以上离子能量约束时间,可以计算出不同磁压缩特征时间对应的等离子体温度密度随磁场的变化。考虑能量损失后,等离子体内能 W_p^{non} 的变化将与压缩时间有关,能量的时间演化可以表述为:

$$\frac{dW_p^{\text{non}}}{dt} = -\frac{W_p^{\text{non}}}{\tau_E} + P_{\text{in}} \quad (4)$$

式(4)中, τ_E 为能量损失率; P_{in} 为磁压缩过程中磁场对等离子体做功的功率,为能量输入。当 τ_E 较小时,即能量约束时间较磁压缩特征时间较长时, P_{in} 可以近似为绝热压缩过程中磁场做功的功率,即绝热压缩过程中等离子体内能增加的速率为:

$$P_{\text{in}} = \frac{dW_p^{\text{adi}}}{dt} \quad (5)$$

式(5)中, t 表示时间, W_p^{adi} 为绝热压缩过程中等离子体的内能,可以表示为:

$$W_p^{\text{adi}} = \int \frac{P}{\gamma-1} dV = \frac{B_0^2/(2\mu_0)}{\gamma-1} \int \frac{P}{B_0^2/(2\mu_0)} dV \quad (6)$$

在一维压缩模型下,通过径向力平衡可得压强最大值 $P_m = \frac{B_0^2}{2\mu_0}$,同时考虑柱形结构,有:

$$W_p^{\text{adi}} \approx \frac{B_0^2}{\gamma-1} L \int_0^{R_s} \frac{P}{B_0^2/(2\mu_0)} dA = \frac{P_m}{\gamma-1} L \pi R_s^2 \langle \beta \rangle = \frac{n_m T_m}{\gamma-1} L \pi R_w^2 \chi_s^2 \left(1 - \frac{\chi_s^2}{2}\right) \quad (7)$$

其全微分为:

$$dW_p^{\text{adi}} = W_p^{\text{adi}} \left[\frac{dn_m}{n_m} + \frac{dT_m}{T_m} + \frac{1-\chi_s^2}{1-\frac{\chi_s^2}{2}} \frac{d\chi_s}{\chi_s} + \frac{dL}{L} \right] \quad (8)$$

利用压缩定标率(公式1),即可获得绝热压缩

过程中等离子体内能变化幅度。

当能量损失后,等离子体总温度 T_m 需考虑能量损失造成的下降。这里采用考虑能量损失后的总能量 W_p^{non} 来估计:

$$T_m = \frac{W_p^{\text{non}}(\gamma-1)}{\pi n_m R_w^2 \chi_s^2 L \left(1 - \frac{\chi_s^2}{2}\right)} \quad (9)$$

若以C-2W装置的设计参数为初始值($T_{m0}=3T_{e0}=3$ keV, $n_{m0}=5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B_0=0.25$ T),假设压缩磁场波形为: $B_w = B_m \sin\left(\frac{2\pi t}{4t_{\text{rise}}}\right)$,磁场上升沿特征时间 t_{rise} 取正弦变化的1/4周期,为5000 μs , B_m 为磁场能达到的最大值,为12 T(即图2中 B_1 设为12 T),进而得到场反等离子体温度、密度随压缩磁场的演化情况(见图4)。其中,在压缩初期与理想绝热模型差别不大;到后期,由于定标率中的能量约束时间与磁场成反比而下降,离子温度低于绝热模型,但其值仍达到55.9 keV以上,仍可进行大规模氘氘聚变反应。

(三) 二级磁压缩分析

作为氘氘脉冲聚变中子源,将高参数等离子体维持一定的时间以实现聚变中子的持续产生至关重要。与传统磁压缩相比,本文提出的装置将在绝热压缩阶段完成后耦合二级压缩过程,以补充相应的磁通损失。

约束磁通是场反等离子体维持位形的主要途径,电流扩散是造成磁通损失的重要原因。C-2系

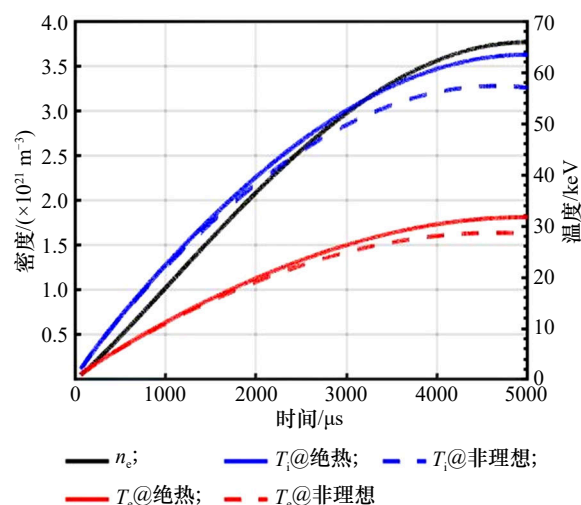


图4 场反等离子体温度、密度随压缩磁场的演化情况

列装置实验表明，高能离子所携带的电流对于稳定具有重要作用，因而可采用离子的 Spitzer 电阻来估算相应的电流扩散时间 [13]：

$$\tau_{\eta} = \mu_0 \sigma_{\perp} \left(\frac{R_s}{2} \right)^2 = \frac{\mu_0 \left(\frac{R_s}{2} \right)^2}{\eta_{\perp}} \approx 1.26 \text{ s} \quad (10)$$

式 (10) 中， σ_{\perp} 为等离子体在垂直磁力线方向的电阻； η_{\perp} 为等离子体在垂直磁力线方向的电导；特征长度为 $R_s/2$ 。考虑磁通按照指数形式衰减，则磁通 Ψ 随时间变化可以表示为：

$$\Psi = \Psi_0 e^{-\frac{t}{\tau_{\eta}}} \quad (11)$$

式(11)中， Ψ_0 为一级压缩结束时等离子体捕获的磁通。在 60 ms 后，等离子体内的磁通变为 Ψ_0 的 95.35%，即磁通损失预计小于 5%。如对应的时间内磁场仍有缓慢的成比例爬升（假设磁场爬升 15%，即 $B_2 = 1.15 \times B_1 = 13.8 \text{ T}$ ），慢磁压缩引发的感应电流可以很好补偿电流扩散引起的磁通损失，较好地维持等离子体磁通的稳定。

能量损失是聚变装置面临的另一问题。由于压缩使等离子体远离真空室，真空间隙的增加减小了径向的能量传导，为此，等离子体韧致辐射可能是等离子体能量损失的主要通道。韧致辐射损失可表示为 [13]：

$$P_{\text{brem}} = 1.54 \times 10^{-38} n_e^2 \sqrt{kT_e} Z_{\text{eff}}^2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3} \quad (12)$$

式 (12) 中， n_e 为电子密度； k 为玻尔兹曼常数； Z_{eff} 为等离子体的有效电荷数。

考虑压缩后等离子体温度约为 55 keV 以及 C-2W 装置 $Z_{\text{eff}} = 1.2$ [14]，可以估算得出辐射功率约为 16.4 MW。然而，在韧致辐射不断损失能量的同时，氘氚聚变反应的自加热效应也将逐步体现，仅氘氚聚变反应的初级反应也将产生 19.9 MW 的聚变功率，尽管反应后的粒子仍需慢化，但仍可能较好地弥补对应的功率损失，保持等离子体温度的相对稳定。压缩也将减小壁返流，可进一步降低装置的 Z_{eff} 以及对应的辐射损失，这也是磁压缩装置的优点。

四、磁约束氘氚脉冲聚变中子源磁流体不稳定性分析

磁流体不稳定性是各类磁约束聚变装置面临的共同问题，为此，评估磁压缩过程中不稳定性可能

带来的影响至关重要。对于场反等离子体，倾斜模和转动模是最为显著的磁流体不稳定性。基于单流体模型的非理想旋转磁流体力学开源程序 (NIMROD) [15] 线性计算结果表明，在以上设计的初始温度、密度、磁场等运行参数下，倾斜模、转动模等增长的时间尺度在阿尔芬特征时间，约为 $0.3 \mu\text{s}$ ，小于可以实现的磁压缩电流爬升时间尺度，从而会严重影响绝热压缩的效果。

然而，场反等离子体中由于磁场反向，存在广泛的零磁场和弱磁场区域，热离子和高能量离子的有限拉莫尔半径 (FLR) 效应及其相关的双流体和动理学效应不可忽视。运用 NIMROD 程序中的线性双流体磁流体模型计算表明，随着场反位形中等离子体温度的升高，FLR 效应导致的致稳作用愈加占据主导地位，主要的倾斜模和转动模磁流体不稳定性增长率都显著得到了抑制，模式结构也与单流体模型有明显不同（见图 5 和图 6）。如果在磁流体模型中更为完整地考虑热离子和外界注入快粒子的动理学效应，热离子和快粒子的 FLR 效应有望完全

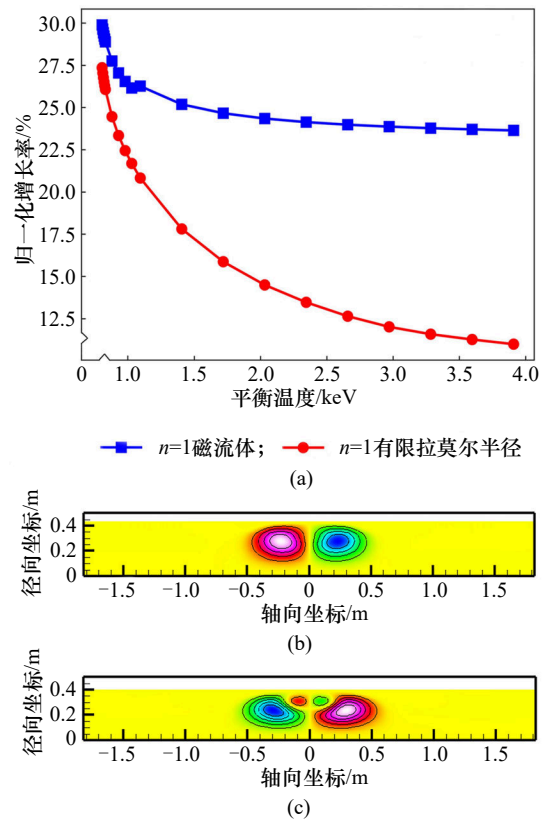


图5 倾斜模：(a) 平衡时有限拉莫尔效应对增长率的影响，(b) 单流体和 (c) 有限拉莫尔效应流体模型中扰动压强在 R-Z 截面内的分布

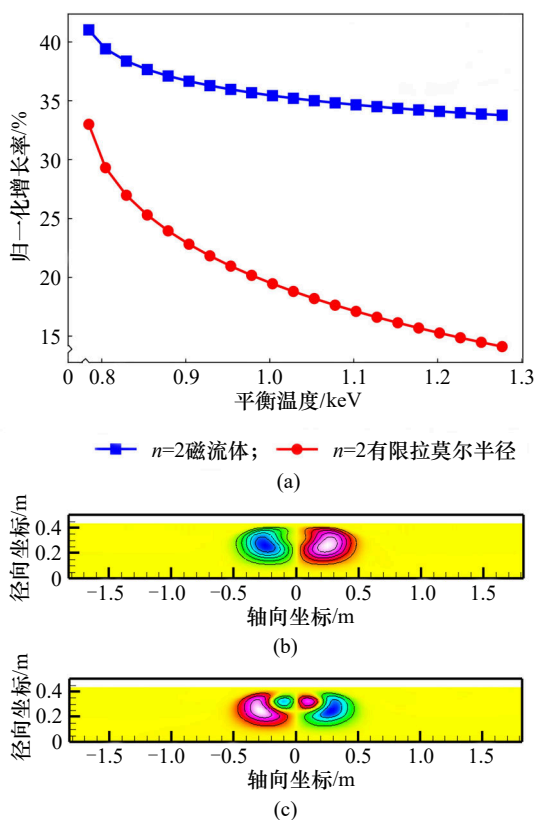


图6 转动模：(a) 平衡时有限拉莫尔效应对增长率的影响，(b) 单流体和 (c) 有限拉莫尔效应流体模型中扰动压强在 R - Z 截面内的分布

抑制场反位形中的主要磁流体不稳定性。C-2 系列装置已有中性束注入抑制不稳定性的实验证据，并在 NIMROD 计算中得到了证实 [16]，这表明不稳定性在场反等离子体中并非是无法克服的问题。在本文提出的方案中，快粒子主要在两级磁压缩前由中性束系统注入形成，并将在磁压缩阶段通过电磁感应得到进一步加速，进而持续抑制磁压缩过程中的不稳定性，因而在磁压缩阶段不再对中性束注入有功率要求。综合考虑等离子体尺寸增加引起的压缩前中性束注入功率增加以及压缩后中性束系统的关断，预计装置中性束注入平均功率在 10 MW 以下。

基于现有的实验数据，考虑动理学效应修正后，可以获得场反位形磁流体力学模型稳定性的经验判据： $S/\kappa < 3.5$ 。其中， κ 表示分离面轴向尺度与径向尺度的比值，即分离面拉伸度； S 表示分离面半径 R_s 和离子无碰撞趋肤深度 δ_i 的比值： $S = R_s/\delta_i$ [17]。如果磁压缩过程足够缓慢，即压缩特征时间远大于场反等离子体磁流体平衡弛豫时间，该过程可以近似为准静态过程。在满足准静态近似条件

下，利用基于一维绝热磁压缩模型所得到的场反等离子体磁压缩前后的参数变化关系和上述场反位形磁流体稳定性经验判据，可以得到场反位形绝热磁压缩过程满足磁流体稳定性条件的参数区域，其具体形式可以表示为：

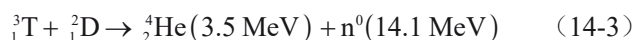
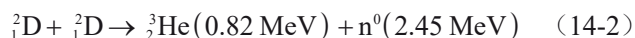
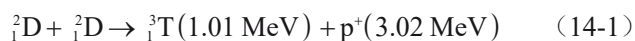
$$\frac{S}{\kappa} = \frac{2\sigma^2 R_s^2}{cL_i \sigma^{\frac{2(3-\epsilon-\gamma)}{\gamma}} (1 - \frac{\sigma^2}{2})^{-\frac{1+\epsilon-\gamma\epsilon}{\gamma}}} \times \sqrt{\frac{e^2 n_i \sigma^{-\frac{2(3-\epsilon)}{\gamma}} (1 - \frac{\sigma^2}{2})^{-\frac{(1+\epsilon)(\gamma-1)}{\gamma}}}{\epsilon_0 m_i}} < 3.5 \quad (13)$$

式 (13) 中， c 表示光速， L_i 表示初始的等离子体长度， e 表示电子电荷数， m_i 表示电子静止质量， n_i 表示初始等离子体密度。

接下来，考虑氘氘脉冲聚变中子源设计、参数，其中压缩前等离子体参数为： $R_s = 0.55$ m， $n_i = 5.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ， $T_{m0} = 3$ keV 等均与 C-2W 装置的设计值相近。等离子体初始长度 $L_i = 23.3$ m，与 C-2W 装置相比有所增加，对应拉长比 κ 在 40 左右。尽管略微超出早期简单场反等离子体比 ($\kappa = 3 \sim 30$) 的实验有效区间 [18]，但考虑场反等离子体控制技术的进步，仍在合理范围之内。程序计算后表明，随着初始平衡的等离子体长度 L_i 的逐渐增加，压缩过程的稳定窗口越大，并且 S/κ 随着压缩过程的进行也逐渐增大；当 $L_i = 23.3$ m 时，径向尺度压缩比 σ 约小于 0.27，或者等价的磁场强度压缩率约大于 50， S/κ 才开始大于 3.5，场反位形最终不再满足稳定性条件，不稳定的磁流体模式开始发生和增长，如图 7 所示。根据以上分析，在准静态近似满足的条件下，场反等离子体的磁压缩过程具有较为宽泛的稳定性参数范围。表 1 给出了相应氘氘脉冲中子源的磁压缩前后关键等离子体参数。

五、聚变产物与中子通量密度估算

本文将初步估算氘氘脉冲聚变中子源的聚变产物与中子通量密度，氘氘聚变反应及其次级反应主要包括：



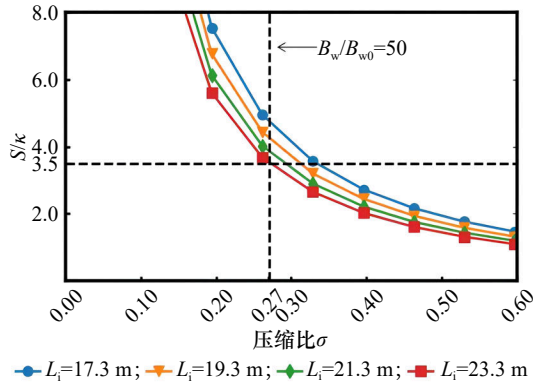


图7 场反位形在绝热压缩阶段,在不同压缩前等离子体初始长度 L_i 情况下, S/k 随着等离子体半径和磁场强度压缩率的变化

注: 黑色虚线表示稳定条件临界值, $S/k=3.5$; 黑色虚线以下为稳定性参数区域; B_w/B_{w0} 指磁场强度压缩率。

表1 氦氖脉冲聚变中子源的的关键等离子体参数

参量	压缩前	压缩后
B_w	0.25 T	12 T
n	$5.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$3.7 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$
T_i	2.0 keV	55.9 keV
T_e	1.0 keV	27.9 keV
S/k	0.376	3.5
R_s	0.55 m	0.15 m
L	23.3 m	4.15 m
一级压缩时间		5 ms
二级压缩时间		60 ms

其中初级反应包括两类: 氦氖反应生成氦和质子, 释放聚变总能量为 4.03 MeV; 或者生成氦-3 和中子, 释放聚变总能量为 3.27 MeV, 两者的概率各为 50%。依据以上可以得到初级反应对应的聚变功率 (除中子外) $P = \frac{1}{2} k_{DD} n_D n_D V \frac{(E_{T,p} + E_{He,n})}{2} = 19.9 \text{ MW}$ 以及 2.45 MeV 中子对应的功率 $P_{2.45} = 9.9 \text{ MW}$ 。其中, k_{DD} 表示反应速率, 指氦氖反应两个通道的总截面 [19]; n_D 为氦粒子密度, V 为等离子体体积; $E_{T,p}$ 、 $E_{He,n}$ 分别为核反应式 (14-1)、(14-2) 释放的核能, $\frac{(E_{T,p} + E_{He,n})}{2}$ 为平均释放核能, 同时同种粒子反应 (氦氖反应) 时需乘以系数 1/2。

对于初级反应生成的氦与氦-3, 均将与氦进行二次反应, 并随着各组分的积累, 在系列反应中发挥愈加重要的作用。次级反应对应的氦氖中子的瞬时功率、总聚变功率以及二级压缩不同时刻对应的

各功率如表 2 所示, 可以看出各个时刻总聚变功率均在 30 MW 以上。根据表 1, 压缩后等离子体尺寸为 $R_s = 0.15 \text{ m}$, $L = 4.15 \text{ m}$, 近似为圆柱等离子体。考虑样品与等离子体具有一定间隙 (在 $1.05 \times R_s$ 处), 因此计算平均中子通量密度时主要考虑侧面积:

$$S_{\text{side}} = 2\pi \times 1.05 \times R_s \times L = 4.1 \text{ m}^2 \quad (15)$$

通过聚变中子平均功率除以面积 S_{side} 可得, 压缩 60 ms 后在 $1.05 \times R_s$ 处的脉冲中子通量密度为 3.68 MW/m², 并在 55% 占空比条件下其平均中子通量密度约为 2.02 MW/m², 满足聚变示范堆 (DEMO) 测试要求。从表 2 还可看出, 二级压缩时间达到 60 ms 后, 氦氖中子瞬时功率已大于氦氖中子瞬时功率, 显示出本文提出的方案设计在产生高功率密度氦氖中子上的潜在优势。

表2 二级压缩不同时刻对应的功率

功率/MW	二级压缩时刻点/ms				
	20	40	60	80	100
氦氖中子瞬时功率	9.9	9.9	9.8	9.8	9.7
氦氖中子瞬时功率	3.6	7.1	10.1	12.9	15.5
聚变平均总功率	32.3	34.6	36.7	38.7	40.5

六、结语

本文提出了基于场反位形进行两级级联磁压缩的新型聚变中子源方案, 可发挥场反等离子体高比压的特点, 有望实现高参数氦氖聚变中子源, 减小氦的消耗, 并满足聚变堆材料测试等需求, 从而为聚变示范电站的建设提供有力支撑。

此外, 本方案预计将基于氦氖反应产生 30 MW 以上的聚变功率, 如采用超导线圈、其磁能通过变流器逆变返回电网等先进技术大幅降低级联磁压缩过程中的能量损耗, 装置有望达到 $Q \geq 1$ 的较高运行水平, 体现了本方案设计在人类真正的终极能源、氦氖聚变能源研究上所具有的美好前景。

致谢:

感谢郭后扬博士对本文研究的有益探讨。

参考文献

- [1] Perkins F W, Post D E, Uckan N A, et al. Chapter 1: Overview and summary [J]. Nuclear Fusion, 1999, 39: 2137-2174.

- [2] Shimada M, Campbell D J, Mukhovatov V, et al. Chapter 1: Overview and summary [J]. *Nuclear Fusion*, 2007, 47: 1–17.
- [3] Zinkle S J, Möslang A. Evaluation of irradiation facility options for fusion materials research and development [J]. *Fusion Engineering and Design*, 2013, 88(6–8): 472–482.
- [4] Kotelnikov I, Chen Z, Bagryansky P, et al. Summary of the 2nd international workshop on gas-dynamic trap based fusion neutron source (GDT-FNS) [J]. *Nuclear Fusion*, 2020, 60(6): 067001.
- [5] Ivanov A A, Prikhodko V V. Gas-dynamic trap: An overview of the concept and experimental results [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2013, 55 (6): 063001.
- [6] Gota H, Binderbauer M W, Tajima T, et al. Overview of C-2W: High temperature, steady-state beam-driven field-reversed configuration plasmas [J]. *Nuclear Fusion*, 2021, 61(10): 106039.
- [7] Furth H P, Yoshikawa S. Adiabatic compression of tokamak discharges [J]. *The Physics of Plasmas*, 1970, 13(10): 2593–2596.
- [8] Spencer R, Tuszewski M, Linford R. Adiabatic compression of elongated field-reversed configurations [J]. *The Physics of Fluids*, 1983, 26(6): 1564–1568.
- [9] Bol K, Ellis R, Eubank H, et al. Adiabatic compression of the tokamak discharge [J]. *Physical Review Letters*, 1972, 29(22): 1495.
- [10] Hirano Y, Sekiguchi J, Matsumoto T, et al. A DT fusion reactor design in field-reversed configuration using normal conductive coils [J]. *Nuclear Fusion*, 2017, 58(1): 016004.
- [11] Binderbauer M, Tajima T, Steinhauer L, et al. A high performance field-reversed configuration [J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22(5): 056110.
- [12] Trask E. Overview of Tri Alpha Energy’s experimental program and recent progress on transport analysis [C]. Irvine: US-Japan Workshop on Compact Torus, 2016.
- [13] Wesson J. Tokamaks (fourth edition) [M]. New York: Oxford University Press, 2011.
- [14] Nations M, Gupta D, Bolte N, et al. Development of a Z_{eff} diagnostic using visible and near-infrared bremsstrahlung light for the C-2W field-reversed configuration plasma [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2018, 89: 10D130.
- [15] Sovinec C R, Glasser A H, Gianakon T A, et al. Nonlinear magnetohydrodynamics simulation using high-order finite elements [J]. *Journal of Computational Physics*, 2004, 195 (1): 355–386.
- [16] Guo H Y, Binderbauer M W, Tajima T, et al. Achieving a long-lived high-beta plasma state by energetic beam injection [J]. *Nature Communications*, 2015, 6(1): 6897.
- [17] Barnes D C, Belova E V, Davidson R C. Field-Reversed Configuration (FRC) equilibrium and stability (IAEA-CSP—19/CD) [R]. Vienna: International Atomic Energy Agency (IAEA), 2003.
- [18] Steinhauer L C. Review of field-reversed configurations [J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(7): 070501.
- [19] 秦运文. 托卡马克实验的物理基础(第一版) [M]. 北京: 原子能出版社, 2011.
- Qin Y W. *Physical Basis of the Tokamak Experiment* (first edition) [M]. Beijing: Atomic Energy Press, 2011.