Cold Fusion Reactors

Zhenqiang Huang Fujian Chemical Geology Prospecting Institute, China Chemical Geology and Mine Bureau, Fuzhou Email: kexuetansuoze@126.com

Abstract

Cold nuclear fusion reactor paper is the nuclear force constraint inertial cold ions collide fusion and adjustable speed dc transformer, the content of the invention patent. The present invention is characterized by: under the condition of normal temperature vacuum, set the specific combination of space electromagnetic field, according to the electric field inside the light nuclei inherent magnetic moment and, will spend a fusion of two nuclei constraints on the same line (orbit). Reuse the nucleus inherent nearly the speed of light spin angular momentum vector form the super rotation of gyro inertial guidance feature, to overcome the bias of the coulomb strength base rejection, collide fusion. Apply similar nuclear force constraint inertial guidance method, ion beam mixing speed of different speed and energy, to develop into the ion speed dc transformer, is cold nuclear fusion reactor, the nuclear power plant and nuclear engine start fusion and important corollary equipment of power system. The invention is expected to be in $3 \sim 5$ years can once and for all mankind completely solve energy and environmental protection the number one problem of science and technology. And can be used as aircraft and spacecraft dynamics. Will all human beings are now in the age of the earth science civilization cradle, advancing to science in the age of the universe civilization. Its economic benefit, social benefit and environmental value is unlimited.

Keywords

nuclear force; constraint inertial; cold nuclear collide; cold nuclear fusion reactor

Subject Areas: Physics

冷核聚变堆

黄振强 中化地质矿山总局福建化工地质勘查院,福州 Email: kexuetansuoze@126.com 收稿日期: 2016年1月25日;发布日期: 2016年1月25日

摘要

冷核聚变堆论文是《核力约束惯性制导冷核直接对撞聚变堆和离子调速直流变压器》发明专利的内容。本发明特征是:在常 温真空条件下,设置空间特定组合的电磁场,根据轻原子核固有的磁矩和内电场,先将两串待聚变的原子核约束在同一条线 段(轨道)内。再利用原子核固有的自旋动量矩矢量形成近光速自旋的超强力自转陀螺惯性制导特性,来克服库仑强势垒的 偏向排斥作用,实现直接对撞核聚变的。应用相似的核力约束惯性制导方式,对不同速度和能量的离子束进行混合调速,研 制成的离子调速直流变压器,是冷核聚变堆、核发动机和该类核电站启动核聚变和电能输送系统的重要配套设备。该发明有 望在3~5年内就能一劳永逸地彻底解决全人类面临能源和环保的头号科学技术难题。并可作为飞机和宇宙飞船的动力。将全 人类目前所处于地球摇篮科学文明时代,一举推进到宇宙时代的科学文明。其经济效益、社会效益和环保价值都是无限量的。

关键词

核力约束;惯性制导;冷核直接对撞;冷核聚变堆

技术领域

HANS PrePrints | http://dx.doi.org/10.12677/HANS PrePrints.2016.11004. | CC-BY 4.0 Open Access | rec: 25 Jan 2016, publ: 25 Jan 2016

1

在常温条件下,由核力约束惯性制导的联合方式,实现氘、氚、氦、锂……等带有一定磁矩的轻原子 核受控冷核直接对撞聚变,属于核能源研究开发应用技术领域的"冷核直接对撞聚变堆"。应用相似的核 力约束惯性制导方式,对不同速度和能量的离子束进行混合调速,研制成的离子调速直流变压器,是冷核 直接对撞聚变堆、核发动机和该类核电站启动核聚变和电能输送系统的重要配套设备,所以合并申请一个 专利权。

请注意,本专利有望一劳永逸地彻底解决全人类面临的能源和环保难题,所以其研发进度每耽搁一天, 全人类就得多承担一天高昂的能源费用和沉重的环保压力。能源工业是推动国民经济发展的引擎,石油资 源更是各大国争夺控制的战略物资。此专利发明涉及国防安全和国民经济的重大利益。根据中华人民共和 国专利法第二章授予专利权的条件,第二十五条不授予专利权的条款,第一款(一)科学发现;第五款(五) 用原子核变换方法获得的物质。建议将该发明专利列为国家绝密级专利,优先扶持,尽快开展研究。

背景技术

建造通过重核裂变方式获取核能源的核反应堆或核电站,上一世纪 40 年代就已获得成功。但是,自 然界中的铀矿资源也有限,充其量只能满足全人类数百年的需求。况且,这类核反应堆还存在放射性核废 料的污染后期处理掩埋的难题。

当科学界发现了太阳的能量就是由热核聚变产生的以后。经过几代人的不懈努力研究探索,目前看来, 比较有希望能勉强实现短暂的受控核聚变只有磁场力约束热核聚变和惯性力约束热核聚变。因为磁场力约 束热核聚变的基本物理条件,必须将稀薄的、高达 10⁸℃以上超高温的等离子体,用强磁场力约束在一定 的空间范围内。惯性力约束热核聚变的基本物理条件,必须瞬间提供多方向的强激光能量流,同步向直径 小于1毫米的靶丸压缩。从核子克服库仑电场力势垒实现对撞核聚变的基本物理化学条件估算,二者都需 要数千万度以上的粒子热运动的能量。所以:

- 1. 如何将核聚变材料加热到如此的超高温?
- 如何长时间稳定地约束住如此超高温的等离子体?并尽量减少能量扩散损失,如何实现连续稳定 的、高效率的对撞核聚变?
- 如何研制能长久经受如此超高温和超高能量粒子辐射的(尤其是高效率核聚变后的等离子体温度 和离子的动能又将提高数倍!)材料作为约束控制的边界?
- 如何顺利实现如此超高温等离子体的连续稳定的输送和热能--电能的高效率转化?
 。

所有这些,可以说,如此苛刻的超高温和超高能量的条件,以人类现有的科技水平,以一切由原子或 分子构成的所有材料,都难以长久稳定地承受!尽管现在实行中、美、俄、印、日、韩和整个欧盟的强一 强联手国际大协作,在未来 30~50 年内还难以实现持久、可靠、稳定和高效率的商业化发电运行。

上述三类核反应堆的核反应系统、能量转化系统和安全防护系统的设备都相当庞大、复杂、笨重,无 法在航天、航空领域作为飞机或宇宙飞船的引擎应用。更不能作为常规车辆的动力普及使用。核聚变堆已 经成为全人类面临沉重的能源、环保压力,迫切需要尽快解决,历经 60 余年仍久攻不克的国际性头号科 学难题。

本发明项目《核力约束惯性制导冷核直接对撞聚变堆和离子调速直流变压器》,就是为一劳永逸地彻 底解决全人类面临的能源和环保难题,完全从另一个途径,在现有的制造工艺技术能够胜任的前提下,发 明设计该专利的。

发明内容

《核力约束惯性制导冷核直接对撞聚变堆和离子调速直流变压器》的主要研究内容,是以氢、氘、氚、 氦、锂……等带有一定磁矩的轻原子核,在本人发明的、特定的核力约束惯性制导受控冷核聚变反应腔内 实施冷核直接对撞聚变。笔者在《现代物理学经典粒子量子化轨道运动模型通解》的专著中,已经严密精 确地证明:(详见 Email: <u>kexuetansuoze@sina.com</u>,开箱密码: 123456789。)原子核内的核力,包括所谓 的强相互作用力和弱相互作用力,都是在原子核微观特定的条件下形成的电、磁场力之间相互作用平衡关 系的总和。所以,核力约束惯性制导冷核直接对撞聚变堆发明专利,就是以现有的机电制造工艺水平,在 宏观特定条件下,设置特定的电磁场力先将两串相向运动的待聚变原子核约束在某一条线段内(同一条轨 道内);再利用基本粒子和原子核固有的自旋动量矩矢量形成近光速自旋的超强力自转陀螺惯性制导特性, 来实现常温条件下直接对撞核聚变的。

首先,用一块带正电荷的平板状导体,和一组大小相等、细圆柱状带等量正电荷的导体,通过特定的 空间组合设置,在高电场强度和电势能的正静电场背景中,建立长矩形平面状的等势面。利用待聚变的轻 原子核串自身相互静电场排斥力,自动被挤压到长矩形平面的两侧轨道上,形成两条平行排列的核子串。 从而建立一组或数组集束的线状零静电场。(该线状区轨道截面上的电场强度大小相等,矢量方向相反, 刚好互相抵消,静电势能最低)。将带电轻原子核用静电粒子直线型加速器加速后高速沿两端相向喷入该 静电场力约束形成的零电场线段轨道内。再根据待聚变的轻原子核固有磁矩,设置附加平行该线段的强外 磁场,在强外磁场作用下轻原子核的磁偶极矩都沿该线段轨道呈定向排列磁化。它既能降低相邻原子核之 间的静电场排斥力,又能有效地校正陀螺的制导方向。最终在原子核固有的自旋动量矩矢量形成近光速自 旋的超强力自转陀螺惯性制导作用下,克服库仑力势垒的偏向作用,在同一条轨道内,实现冷核直接对撞 聚变的。聚变后的新原子核,比如氦原子核,因为自身没有磁矩,又具有 2×10⁷ev 以上的动能,可自行突 破静电场力势垒和磁场力的约束,高速射出。经导入多级离子调速直流变压器直接转化成电压为(10~ 1000)×10³伏特的直流电能输出。

一、核力约束惯性制导冷核直接对撞聚变堆和离子调速直流变压器发明设计的物理模型和理论依据

3

本发明的核心基础理论来自笔者的《现代物理学经典粒子量子化轨道运动模型通解》新现代物理学 专著,在第1~14章中系统论证的粒子、原子核内部的超强力自旋陀螺惯性定向制导特性,强、弱、电、 磁相互作用统一性原理证明和精确的计算方法。现先将与本发明专利有关的主要物理模型、定理、公式和 相关核子的模拟计算验证的参数摘录如下:

(P2~3),德布罗意早年就提出并经后人证实,微观粒子都存在波动性,其波长 $\hat{\lambda}$ 、粒子动量 $\vec{P}=m\vec{v}$ 与普朗克常数 h 的关系为:

$$\bar{\lambda} = \frac{h}{\bar{P}} \tag{1.1}$$

根据量子力学的粒子波动方程和牛顿力学的动量矩守恒定律,我们只要将粒子的运动特征以波动、自旋量子化定态垂直双轨道的运动方式联立确定,静止基本粒子内部轨道运动特征就如图1所示,方程组为:



(其中: $X^2 + Y^2 = R_{\theta 0}^2$ 是圆方程。)

图 1.静止基本粒子内部波动、自旋量子化定态垂直双椭圆轨道运动示意图

$$\left[\vec{R}_{\alpha} \times m \vec{v}_{\alpha} = \frac{\vec{h}}{2\pi} \quad \left(\frac{\vec{h}}{2\pi} \right) \times \vec{h} \oplus \vec{n} \oplus$$

$$\begin{cases} \vec{R}_{\theta} = \vec{R}_{\theta 0} - \vec{R}_{\alpha} \cos \alpha & (1.2 - 3) \end{cases}$$

$$\alpha = N_{\alpha}\theta$$

$$(1.2-4)$$

$$\frac{\mathbf{\mathbf{j}} \mathbf{K}_{\theta} d\theta}{\vec{v}_{\theta}} = \frac{\mathbf{N}_{\alpha} \mathbf{j}_{0} \mathbf{K}_{\alpha} d\alpha}{\vec{v}_{\alpha}} \tag{1.2-5}$$

由(1.2)方程组中, 令 $\vec{v}_{\theta} / \vec{v}_{\alpha} = E_{\alpha\theta} \leq 1$ 为常数, 就可以直接导出:

$$\begin{cases} \vec{R}_{\alpha} = \frac{R_{\theta 0} E_{\alpha \theta}}{1 + E_{\alpha \theta} \cos \alpha} \\ \vec{R}_{\theta} = \frac{\vec{R}_{\theta 0}}{1 + E_{\alpha \theta} \cos \alpha} \end{cases}$$
(1.3-1) (1.3-2)

上述结果证明基本粒子波动、自旋的两种相互垂直的运动轨道都是椭圆轨道!

(P26~33, P46~53),对沿直线喷射型的粒子或原子核,不管它是否具有磁矩,只要在离子直线型加速器的源头由外加强磁场进行定向,就必将对原子核内部的所有带电基本粒子沿量子化自旋轨道运动形成的正、负磁矩全部进行定向,使其原子核整体的进动方向转向自旋的动量矩矢量方向(或反方向)。该自旋进动轨道运动模型在 P26~33 第 4 章, P46~53 第 7 章中,已经严密精确地获得证明,见图 2:



图 2. 基本粒子沿波动、自旋、进动轨道运动时形成的波粒二象性特征示意图 (P41~42),质子内部由 π^+ 介子和核芯组成,结构见图 3,各参数模拟计算结果如下:



图 3. 质子、中子内部 π[±] 介子、核芯的波动、自旋运动轨道在 XOY 平面上的投影图

π^+ 介子的自旋运动速度:	$v_{\theta} = 0.6389682138c$
π^+ 介子自旋运动的轨道半径:	$R_{\theta^{2}(0)} = 0.331292 \times 10^{-15} m$ $R_{\theta^{2}(\pi)} = 1.507187 \times 10^{-15} m$
质子的磁矩:	$Up = 1.4106171 \times 10^{-26} J/T$
质子核芯的波动速度:	$v_{\alpha} = \beta_i c \approx c$

(p43~44),中子内部由 π^- 和带正电荷的核芯组成,结构见图 3,各参数模拟计算结果如下:

π^{-} 介子的自旋运动速度: v_{θ}	= 0.6389682138c
-----------------------------------	-----------------

 π^- 介子自旋运动的轨道半径: $R_{\theta^{2}(0)} = 0.415254 \times 10^{-15} m$ 中子的磁矩: $R_{\theta^{2}(\pi)} = 1.889164 \times 10^{-15} m$ 中子核芯的波动速度: $Un = -0.9661136 \times 10^{-26} J_T$

因为氘原子核(简称 D 核,下同。)由质子和中子组成,磁矩为: $Ud = 0.4330574 \times 10^{-26} J_T$,约等于质子与中子的磁矩差值 $\Delta U = 0.4445035 \times 10^{-26} J_T$ 。氘原子核由质子和两个中子组成,磁矩为: $Ut = 1.504553 \times 10^{-26} J_T$,与质子磁矩几乎相等。从它们的磁矩值就可判断:氘原子核由质子中子沿自旋轴串接而成;氚原子核内质子位于中间,两边对称分布的中子磁矩自旋方向相反,刚好抵消,见图4。



图 4. 质子、中子、氘及氚原子核的内部结构和磁矩合成原理示意图 1.质子和自旋磁矩矢量 2.中子和自旋磁矩矢量 3.氘原子核的内部结构和磁矩合成原理

4. 氚原子核的内部结构和磁矩合成原理

根据电动力学对磁矩的定义,由(1.3)方程组,原子核磁矩是由带电基本粒子沿闭合轨道运动形成的,氘原子核磁矩显然主要由质子和中子内带单位电荷的所有基本粒子的自旋运动综合形成的。其等效电流 Ⅰ₀和电流元半径 疗₀分别为:

$$U_{d} = \pi \bar{r}_{0}^{2} I_{0} = \pi \bar{r}_{0}^{2} \frac{e v_{\theta}}{2\pi \bar{r}_{0}} = \frac{e v_{\theta} \bar{r}_{0}}{2}$$
(1.4)

将 U_d 、 v_{θ} 值带入上式,得: $\bar{r}_0 = 2.82205 \times 10^{-16} m$, $I_0 = 17308.75 A$

二、对撞核聚变 D 核子串和离子调速直流变压器电流的密度估算

(一)、对撞核聚变 D 核子串的密度估算

假设每个 D 核子对撞聚变释放的有效能量为 10⁷ev, 100 千瓦功率的核聚变反应堆每秒需要的 D 核子的个数 №/s 为:

$$N_{\rm d} = \frac{10^5}{e \times 10^7} = 6.24 \times 10^{16} (\% / \%)$$

相当于 D 核子束的总电流强度为 0.01 安培。则对撞的每条 D 核子串为 3.12×10¹⁶ (个/秒)。

假设两条 D 核子串的静电加速器的启动能量都为 6.5×10⁵ ev,减去反应堆对撞核聚变区的定向约束 原有电势能 100000ev。那么,剩余动能应为5.5×10⁵ ev。则 D 核子串的运动速度应为:

 $v_{d1} = \sqrt{\frac{2e \times 5.5 \times 10^5}{m_d}} = 7.259 \times 10^6 \, (\frac{m}{s}) = 0.02421c$

各条 D 核子串的线密度 δ_e 和核子间距 ΔL 分别为:

$$\delta_{\rm e} = \frac{3.12 \times 10^{16}}{v_{d1}} = 4.2981 \times 10^9 \,(\text{m/m}), \quad \Delta L = \frac{1}{\delta_{\rm e}} = 2.3266 \times 10^{-10} \,(\text{m/m})$$

各个 D 核子之间的电势能 W。:

$$W_{\rm e} = \frac{{\rm e}}{4\pi\varepsilon_0\Delta L} = 6.1891({\rm ev})$$

设 D 核子串的线密度 δ_e =4.2981×10⁹ (个/m), $\Delta L = R_0$, $\ln \frac{R}{R_0} = 2$, 每条 D 核子束流外侧圆柱状

表面半径为R处的电场强度、电势能分别为:

$$E_{e} = \frac{e\delta_{e}}{2\pi\varepsilon_{0}\Delta L} = 5.3203 \times 10^{10} \left(\frac{\text{K}\%}{\text{K}}\right) \qquad V_{e} = \frac{e\delta_{e}}{2\pi\varepsilon_{0}} \ln \frac{R}{R_{0}} = 24.7565 (\text{K}\%)$$

由 ΔL 的间距值和上述估算结果,在此 ΔL 的间距上,使 D 核子串密度提高 10~100 倍是可行的,由 此可估算出单束对撞聚变的功率具有(0.1~10) Mw(百万瓦)的可调变化区间。

如果上述单束两串 D 核子的核力约束惯性制导对撞冷核聚变实验能够成功,我们就可考虑采用多束平 行排列,再以该多束平行排列进行分组并列,合并使用一套静电型粒子加速器和离子调速直流变压器等配 套设备。以便使冷核直接对撞聚变堆的总功率呈几何级数扩展。

(二)、离子调速直流变压器的电流强度估算

同理,如果输出功率为100千瓦,电压为1000伏特的直流电能,则电流强度为100A。假设这100A 的电流是由冷核聚变的 a 粒子经多级离子调速直流变压器连续降压后形成的,因 a 粒子带两个单位正电荷, 则在末级降压中, a 粒子运动速度为:

$$v_{\alpha} = \sqrt{\frac{4e \times 1000}{m_{\alpha}}} = 3.105198 \times 10^{5} (\frac{m}{s}) = 0.001036c$$

各条 a 粒子串的线密度 δ_{e} 和粒子间距 ΔL 分别为:

$$\delta_{e} = \frac{100(A)}{2ev_{a}} = 1.005 \times 10^{15} \, (\%)_{m}, \quad \Delta L = \frac{1}{\delta_{e}} = 9.95 \times 10^{-16} \, (m/\gamma)$$

上述估算的 a 粒子串的粒子间距 ΔL 比原子核的间距还小!显然,这是不可能的。好在离子调速直流 变压器内的电磁场约束强度要求并不高,且不存在核聚变后的核子沿垂直方向喷射的问题。我们可以在 10000 伏特以上的高压部分用直流变压器降压,设计密集的蜂窝状组合结构,将集束数直接提高上万倍! (详见后面论证)。低压部分采取常规的手段降压。或者直接研发耐高电压的高转速大功率的直流电动机。

三、线状零电场的设计原理

(一)、静电场力对聚变轻原子核约束能力的估算



图 5. 静电场力约束轻原子核能力估算原理示意图

假如有两根无限长均匀带电的细圆柱状导体,呈如图 5 所示的平行分布。中间有两个氘轻原子核迎面 对撞或追尾碰撞,但由于库仑势垒排斥力作用会导致偏向"擦肩"而过。设细圆柱体的电荷线密度为 δ_{ced} , 由库仑定律和高斯定理,细圆柱状导体的静电场强度 E_{e} 为:

$$E_{\rm e} = \frac{\delta_{\rm ced}}{2\pi\varepsilon_0 \mathbf{R}_x} \tag{1.5}$$

"擦肩"而过的两个轻原子核在两个细圆柱状导体静电场力的挤压作用下,平衡条件为:

$$\frac{e\delta_{ced}}{2\pi\varepsilon_0(R_x - 0.5\Delta H)} = \frac{e\delta_{ced}}{2\pi\varepsilon_0(R_x + 0.5\Delta H)} + \frac{e^2}{2\pi\varepsilon_0\Delta L\Delta H}$$
(1.6)

当 $R_x >> \Delta H \rightarrow \Delta L$ 时, 令 $\Delta H \rightarrow 2\bar{r}_0$ (令 D 原子核的直径 $2\bar{r}_0 = 2 \times 10^{-15} m$)时, 由(1.6)式得:

NOT PEER-REVIEWED

未经同行评审

$$\delta_{\text{ced}} = \frac{eR_x^2}{\Delta L \Delta H^2} = \frac{eR_x^2}{8r_0^3}$$
(1.7)

设 R_x =0.1m,带入上式得: $\delta_{ced} = 2.00272 \times 10^{23}$ (库仑/米)。如果细圆柱导体半径 $R_0 = 0.05$ m,则细圆柱体表面的电势 V 必须大于:

$$V = \int_{R_0}^{R_x} \frac{\delta_{\text{ced}}}{2\pi\varepsilon_0 R_x} dR_x = \frac{\delta_{\text{ced}}}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{R_x}{R_0} = 2.49527 \times 10^{33} \, (\text{C}\%)$$
(1.8)

由上面的简单估算结果表明:这几乎是天文级别的电压值!说明以简单的平行均匀带电的细直圆柱导体组合形成的纯静电场,要实现轻原子核之间有效克服库仑静电场强势垒迎面或追尾对撞聚变,其电场和 电势强度均要相当高,我们根本不可能依靠现有的机电设备制造工艺技术水平来充电产生这么高的电压!

如果将图 5 的 D 核子串直接由自身的内电场分成两束, 设 $R_x > \Delta H >> \Delta L$ 时,则仍由(1.6)式得:

$$\delta_{ecd} = \frac{eR_x^2}{\Delta L \Delta H^2} \tag{1.9}$$

令 ΔH = 10⁻² m, ΔL = 10⁻¹⁰ m, 带入上式得: δ_{ecd} = 1.6022×10⁻⁷ (库仑/米), V = 1996伏特。 此电压值是现有的机电设备制造技术工艺的水平很容易充电做到的。这就是充分利用 D 核子串的内电场物 理模型和理论依据。

(二)、平板状带正电荷的导体与一组细圆柱状带正电荷导体的线状零电场形成原理



图 6. 圆环状、平板状和细圆柱状导体的表面电荷原始面密度大致相等的形成原理图 5.圆环状和平板状导体的各分导体 6.圆环状和平板状分导体之间的分隔电介质 7.细圆柱状导体两侧的分隔电介质 8.细圆柱状导体两端的分导体

9

由静电场物理特性可知,在静电平衡状态下,电荷都分布在导体表面,电力线都垂直于导体表面,导体表面是个等位体。为了实现设计本发明专利所要求的线状零电场,首先必须实现具有一定大小的圆环状、平板状和有限长度的细圆柱状导体在静电场相互作用中,整个导体表面静电荷的原始等密度分布,或者近似等密度分布。为此,对圆环状导体,可以先将导体表面沿平行圆环线分隔成6~N个圆环片。(N值没有上限,以能实现整个导体表面的原始电荷面密度尽量相等为准)。圆环片之间用电介质隔开成分导体。对平板状导体,可以将其分隔成数条长条状分导体,边部用细长的半圆柱状分导体环绕,之间都用电介质隔开。同理,对有限长的细圆柱状导体,可以在两端附加一副半球状或半椭球状的分导体,见图6。必要时,还可以再分段或沿轴线切开呈2~N个分导体,之间同样也都用电介质隔开。这样,只要根据静电场中各个导体的电场相互作用,计算出附加电压,再对各个导体的分导体分别充上不同值的电压,我们就能实现各个导体表面的原始电荷面密度或线密度大致相等。

根据静电场特征,两个大小相等平行分布的无限长细圆柱状导体,当它们都带等量正电荷时,在横截 面上,其电力线分布就如图7所示。

在中间 ABC 对称面上,令细圆柱状导体的电荷线密度为 δ_{ce} ,由高斯定理,合电场强度 E_A 为:



$$E_{A} = \frac{\delta_{ce}}{2\pi\epsilon_{o}R_{o}} \cdot 2\sin\alpha\cos\alpha = \frac{\delta_{ce}\sin2\alpha}{2\pi\epsilon_{o}R_{o}}$$
(1.10)

图 7. 两个平行设置无限长细圆柱状带等量正电荷的导体电力线分布示意图

沿着 ABC 对称平面,当 $\alpha=0^\circ$ 时,在 B 点,电场强度为 0,但电势能是最大值。同号电荷都被往 A、

C 方向排斥。当*α*=45°时, $E_A = \frac{\delta_{ce}}{2\pi\varepsilon_0 R_0}$ 是最大值,如图7的A 点处,(**请注意:"**⊕"是线状零电场的

横截面符号,下同)。当我们将平板状带正电荷的导体与图7所示的细圆柱状带正电荷的导体按图8所示 的空间设置时,只要平板状带电导体一侧均匀的电场强度 E_{eP} 略小于(1.10)式 $E_A = \frac{\delta_{ce}}{2\pi\varepsilon_0 R_0}$ 的最大值, 则图 8 的 A 点处附近就能形成两条线状零电场。

在图 8 所示的线状零电场形成原理图中,令平板状导体的电荷面密度为 δ_{ep} ,与下边的电介质距离为 d=0.20m, 细圆柱状导体的电荷线密度为 δ_{ex} ,沿着线状零电场排列的D核子串电荷线密度为 δ_{ed1} 和 δ_{ed2} , 间距为 ΔH , $\alpha_0 = 45^\circ$ 。则根据静电场力在对称平面上的两束 D 核子串综合相互作用的静电场力平衡原 理,我们有:





图 8. 平板状带正电荷导体与 2 根细圆柱状带正电荷导体的线状零电场形成原理示意图

9.与平板状带电导体对应的电介质

(1.11) 方程组可简化为:

$$\begin{cases} \frac{\delta_{ex}}{R_{ex}} \sin 2\alpha_1 - 2\pi \delta_{ep} = \frac{\delta_{ed2}}{\Delta H} \\ \frac{\delta_{ex}}{R_{ex}} \sin 2\alpha_2 - 2\pi \delta_{ep} = -\frac{\delta_{ed1}}{\Delta H} \end{cases}$$
(1.12-1)
(1.12-2)

令平板导体与下面电介质组成的电容器电压为 40000 伏特,则平板导体的电荷面密度 δ_{ep} 为:

 ΔH

$$\delta_{ep} = \varepsilon_0 E_{ep} = \varepsilon_0 \frac{U_{ep}}{d} = 1.7708 \times 10^{-6} \left(\frac{\text{\texttt{EC}}}{\text{\texttt{K}}^2} \right) \tag{1.13}$$

$$\diamondsuit \, \delta_{ex} = 6 \times 10^{-7} \left(\frac{\text{\texttt{$\underline{\mu}$}} \&}{\text{\texttt{$\underline{\pi}$}}} \right), \, R_{ex} = 0.04m \,, \, \sin 2\alpha_1 = \sin \left(180^\circ - 2\alpha_1 \right) = \sin 2\alpha_2 \,, \, \text{\underline{M}} \, \delta_{ed1} = \delta_{ed2} \,, \, (1.12)$$

方程组进一步简化为:

$$\delta_{ex} \cdot \frac{\sin 2\alpha_1}{R_{ex}} = 2\pi \delta_{ep} \tag{1.14}$$

由(1.12)方程组,我们可以推算出在 δ_{ep} 不变的情况下,细圆柱状导体的电荷线密度 δ_{ex} 的小范围变化对 D 核子串密度 δ_{ed1} 和间距 ΔH 的影响见表 1:

α_1 的取值(°)	32.5	35	37.5	40	42.5					
α_2 的计算值(°)	57.5	55	52.5	50	47.5					
Δ <i>H</i> 的计算值(m)	0.03730	0.02912	0.02144	0.01411	0.006999					
$\delta_{ex} = \frac{\text{Fe}}{\text{K}}$	D	D 核子串线密度 δ_{ed1} 的模拟计算值(库仑/米)								
$\delta_{ex} = 4.65 \times 10^{-7}$	-2.2023×10 ⁻⁸	-5.8921×10 ⁻⁹	2.2002×10^{-9}	4.5452×10 ⁻⁹	3.1810×10 ⁻⁹					
$\delta_{ex} = 6 \times 10^{-7}$	9.2070×10 ⁻⁸	8.6461×10 ⁻⁸	7.2095×10 ⁻⁸	5.1443×10 ⁻⁸	2.6713×10 ⁻⁸					
$\delta_{ex} = 10^{-6}$	4.3012×10 ⁻⁷	3.6010×10 ⁻⁷	2.7919×10 ⁻⁷	1.9040×10 ⁻⁷	9.6436×10 ⁻⁸					
$\delta_{ex} = 1.5 \times 10^{-6}$	8.5269×10 ⁻⁷	7.0215×10 ⁻⁷	5.3806×10 ⁻⁷	3.6409×10 ⁻⁷	1.8359×10 ⁻⁷					

细圆柱状导体的电荷线密度 δ_{ex} 的小范围变化对 D 核子串密度 δ_{ed1} 和间距 ΔH 的影响表 表 1

从表1模拟计算的结果可看出,只要我们适当调整细圆柱状导体或平板状导体内各分导体的充电电压 值,就能大幅度调整待聚变的D核子串密度和内电场,调整它的原始电荷线密度*δ_{ex}*,从而能轻易达到大 范围的调整冷核直接对撞聚变堆的功率!也可以通过调整喷射D核子串的流量,从而达到大幅度调整反应 堆功率的目的。还可以直接通过预先安装在聚变氦原子核喷射口两侧的电压传感器,直接与D核子串束流 在线状零电场的入口处分流偏向控制电极相连,使两条线状零电场内的4串D核子束对撞聚变能顺利进行, 不至于各行其道。

其中,如果 δ_{ex} =4.65×10⁻⁷ →1.5×10⁻⁶ (库仑/米), $\ln \frac{R_{ex}}{R_0} = \ln 3$,则细圆柱状导体的原始充电

电压值
$$U_{ex} = \frac{U_{ex}}{2\pi\varepsilon_0} \ln 3 = 9182 \rightarrow 29621$$
(伏特),也在现有机电制造技术水平的许可范围内。

以表 1 数据对 δ_{ed1} 值取 2.2002×10⁻⁹ 和 8.5269×10⁻⁷两个极值,带入 $\Delta L = \frac{e}{\delta_{ed1}}$ 式,得:

 ΔL 分别为 7.2820×10⁻¹¹m、1.8790×10⁻¹³m, 也都在较理想的范围内。

同理,4根细圆柱状带正电荷的导体,与平板状带电导体的组合电力线就能合成我们所需要的中间三 组共6条线状零电场,见图9。必要的时候,我们还可以在平板带电导体的两侧都布置一组细圆柱状的带 电导体,使线状零电场的束数再翻倍。

请注意:在实际设计方案中,聚变腔的α粒子垂直于 D 核子串喷射位置及附近,细圆柱状、平板状带电导体和外加强磁场的磁化方向都应稍微向上凸出弯曲;平板状带电导体在此处开有狭长的缝隙,使α 粒子只能沿此单方向射出,这样便于将α粒子能量集中导入一套多级连续的离子调速直流降压器中。



图 9. 平板状带正电荷的导体与一组细圆柱状带正电荷导体的组合电力线和

形成的线状零电场原理示意图

(三)、一组圆环状带电导体和几根细圆柱状带电导体组合的线状零电场形成原理

1. 在圆环状导体轴线内侧的电场强度和电势能变化特征

设导体环上的电荷线密度 δ_{he} 为: $\delta_{he} = \frac{Q}{2\pi R_{he}}$ $dQ = \delta_{he} dl = \frac{Q}{2\pi} d\beta$,见图 10。

我们先将其分为以 0YZ 平面对称的两半环,充分利用高斯对称性原理,则:

$$L = \sqrt{(R_{\rm he} \sin\beta)^2 + (R_{\rm he} \cos\beta - Y_0)^2 + Z_0^2}$$



图 10. 圆导体环中内侧的电场强度 E_{hz}、 E_{hy}变化计算原理示意图

同理:

$$E_{\rm hz} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 R_{\rm he}^2} \int_0^{\pi} \frac{K_z}{\pi \left(1 - 2K_y \cos\beta + K_y^2 + K_z^2\right)^{1.5}} \,\mathrm{d}\beta$$
(1.16)

同理,电势能应表示为:

$$V_{\rm hz} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 R_{\rm he}} \int_0^{\pi} \frac{1}{\pi \left(1 - 2K_{\rm y} \cos\beta + K_{\rm y}^2 + K_{\rm z}^2\right)^{0.5}} \,\mathrm{d}\beta$$
(1.17)

$$E_{\rm hy} \text{ hn} \beta \lesssim \sum_{0}^{\pi} \frac{\cos\beta - K_{\rm y}}{\pi \left(1 - 2K_{\rm y}\cos\beta + K_{\rm y}^{2} + K_{\rm z}^{2}\right)^{1.5}} \,\mathrm{d}\beta \,\mathrm{tl} \,\mathrm{fl} \,\mathrm{$$

Kz					Ky					
	0.01	0.1	0.2	0.3	0.4.	0.5	0.6.	0.7	0.8	0.9
0	-0. 005	-0. 0506	-0. 1047	-0. 1668	-0. 2432	-0. 3449	-0. 4934	-0. 7389	-1.234	-2. 7490
0.1	-0. 0048	-0. 0483	-0. 0997	-0. 1579	-0. 2282	-0. 3186	-0. 4430	-0. 6261	-0. 9020	-1. 1352
0.2	-0.0042	-0. 0420	-0. 0860	-0. 1342	-0. 1888	-0. 2522	-0. 3250	-0. 3977	-0. 4200	-0. 2139
0.3	-0. 0033	-0. 0332	-0. 0670	-0. 1018	-0. 1375	-0. 1717	-0. 1977	-0. 1976	-0. 1319	0.0559
0.4	-0. 0023	-0. 0234	-0. 0463	-0. 0680	-0. 0864	-0. 0979	-0. 0950	-0. 0646	0.0110	0.1429
0.5	-0. 0014	-0. 0141	-0. 0272	-0. 0376	-0. 0431	-0. 0402	-0. 0233	0.0144	0.0791	0. 1698
0.6	-0. 0006	-0. 0063	-0.0112	-0. 0131	-0. 0101	0.00075	0.0226	0.0585	0. 1099	0.1735
0.7	-0. 0000	-0.0002	-0. 0010	0.0049	0.0132	0.0276	0.0499	0.0814	0. 1215	0. 1675
0.8	0.00041	0.0042	0.0096	0.0172	0. 0283	0.0439	0.0649	0.0916	0. 1231	0. 1574
0.9	0.0007	0.0072	0.0152	0.0250	0.0373	0.0528	0.0718	0.0943	0.1194	0. 1457
1.0	0.00088	0.0089	0.0185	0.0294	0.0420	0.0567	0.0737	0.0927	0.1131	0.1338

E_{hz} 的积分系数 $\int_{0}^{\pi} \frac{K_z}{\pi (1 - 2K_y \cos\beta + K_y^2 + K_z^2)^{1.5}} d\beta$ 计算结果表 表 3

$K_{\rm z}$	Ky												
	0.0	0.01	0.1	0.2	0.3	0.4.	0.5	0.6.	0.7	0.8	0.9		
0.1	0. 0985	0.0985	0.1007	0.1077	0.1209	0.1435	0. 1819	0. 2513	0.3906	0. 7225	1.6891		

HANS Preprints

NOT PEER-REVIEWED

汉斯预印本

未经同行评审

0.2	0. 1886	0.1886	0. 1924	0.2047	0.2275	0.2653	0.3267	0. 4285	0.6036	0. 9084	1.3607
0.3	0. 2636	0. 2637	0.2684	0.2832	0.3102	0. 3532	0. 4186	0.5163	0. 6579	0.8449	1.0293
0.4	0. 3202	0.3202	0.3250	0. 3399	0.3662	0. 4063	0.4632	0. 5399	0.6355	0. 7381	0.8144
0.5	0. 3578	0.3578	0.3621	0.3752	0. 3979	0. 4308	0. 4745	0. 5282	0. 5872	0.6408	0.6710
0.6	0. 3783	0. 3783	0.3818	0.3924	0.4100	0. 4346	0. 4654	0. 5001	0. 5343	0. 5605	0. 5695
0.7	0. 3849	0. 3849	0. 3875	0. 3953	0. 4080	0. 4250	0. 4451	0. 4661	0. 4843	0. 4952	0. 4940
0.8	0. 3809	0. 3809	0.3827	0. 3881	0.3966	0. 4075	0. 4196	0. 4310	0. 4393	0. 4416	0. 4354
0.9	0. 3696	0.3696	0.3708	0.3741	0. 3793	0. 3856	0.3920	0.3972	0. 3994	0. 3969	0. 3884
1.0	0. 3536	0.3536	0.3542	0.3561	0.3588	0.3618	0.3644	0. 3656	0.3642	0.3592	0. 3497

电势 $V_{\rm he}$ 的积分系数 $\int_{0}^{\pi} \frac{1}{\pi \left(1 - 2K_{\rm y}\cos\beta + K_{\rm y}^{2} + K_{\rm z}^{2}\right)^{0.5}} d\beta$ 计算结果表

表 4

Kz	Ky											
	0.0	0.01	0.1	0.2	0.3	0.4.	0.5	0. 6.	0.7	0.8	0.9	
0	1.0	1.0	1.0025	1.0102	1.0237	1.0441	1.0732	1.1146	1.1750	1.2703	1.4518	
0.1	0. 9950	0.9951	0.9974	1.0048	1.0176	1.0368	1.0639	1.1016	1.1544	1.2300	1.3349	
0.2	0. 9806	0.9806	0.9827	0.9891	1.0000	1.0161	1.0381	1.0669	1.1031	1.1449	1.1797	
0.3	0. 9578	0.9578	0.9595	0.9645	0.9729	0. 9849	1.0004	1.0190	1.0391	1.0563	1.0613	
0.4	0. 9285	0.9285	0.9296	0.9331	0.9389	0.9466	0.9559	0.9657	0.9740	0.9772	0.9699	
0.5	0.8944	0.8944	0.8951	0.8972	0.9005	0.9046	0.9088	0.9121	0.9128	0.9084	0.8961	
0.6	0.8575	0.8575	0.8578	0.8587	0.8600	0.8612	0.8617	0.8606	0.8567	0.8484	0.8343	
0.7	0.8192	0.8192	0.8192	0.8192	0.8190	0.8181	0.8161	0.8123	0.8058	0. 7957	0. 7813	
0.8	0. 7809	0.7809	0.7807	0.7800	0. 7787	0.7764	0. 7729	0. 7675	0. 7597	0.7490	0.7350	
0.9	0. 7433	0.7433	0.7429	0.7418	0.7398	0.7367	0.7323	0.7261	0.7178	0.7071	0. 6939	
1.0	0. 7071	0.7071	0.7067	0.7053	0.7029	0.6994	0.6945	0.6880	0.6797	0.6694	0.6570	



图 11.一组大小相等同轴圆环状带等量正电荷的导体轴向内侧电力线分布示意图

从上述沿 Y、Z 轴 2 个方向的电场强度计算结果的变化趋势可以看出:同号电荷在圆环状导体轴向内侧的一定范围内,是向 Z 轴方向运动的,如表 2 的黑体字数据所标出的负值范围。在现有的电子枪、离子束聚焦 ······等的电子元件中,经常采用这种特殊位形的电场聚焦作用。所以,根据上述初步计算结果,我 们先给出一组大小相等的同轴圆环状带等量正电荷的导体,其轴向内侧电力线分布,如图 11 所示。

2. 一组圆环状带正电荷的导体与2根细圆柱状带正电荷的导体组合的线状零电场形成原理

同理,一组圆环状带正电荷的导体与2根细圆柱状带正电荷的导体组合的线状零电场,在横截面上的 线状零电场形成原理见图 12。



图 12.两个平行无限长细圆柱状导体与两个同轴圆环状带等量正电荷的导体

在轴向横截面上形成的线状零电场原理示意图

3. 一组圆环状带正电荷的导体与3根细圆柱状带正电荷的导体组合的线状零电场形成原理

设每根带电细圆柱状导体的半径都为 R_0 ,电荷线密度都为 δ_{ce} (下同)。3根带电导体平行组成正三角形棱柱体,见图 13。则在三棱柱的横截面 AA¹的对称平面上,垂直方向的电场强度为:

$$E_{ce} = \frac{\delta_{ce}}{2\pi\varepsilon_0} \left(\frac{2\sin\alpha\cos\alpha}{R_{ce0}} - \frac{1}{\sqrt{3}R_{ce0}} - R_{ce0} tg\alpha} \right)$$

$$= \frac{\delta_{ce}}{2\pi\varepsilon_0 R_{ce0}} \left(\sin 2\alpha - \frac{1}{\sqrt{3} - tg\alpha} \right)$$
(1.18)

上式中如果令 $\sin 2\alpha - \frac{1}{\sqrt{3} - tg\alpha} = 0$,则 $\alpha = 30^{\circ}$ 。说明在正三角形的中心 P 点,总电场强度的矢

量和为 0。沿 AA¹对称平面上的电场强度系数(括号内)计算结果见表 5。由表 5 可见,同号电荷,在 P 点 是不稳定的,沿 AA¹对称平面上,都是被向 A 方向排斥的。通过正三角形的角平分线和高斯定理的对称分 析可判定:两个同轴圆环状带同号等量正电荷的导体和多根细圆柱状导体呈平行正三角形、正六边形组合 时,在垂直轴线横截面上形成的线状零电场集束分布特征,将如图 14 所示。

同理,当我们将 4 根细圆柱状带等量正电荷的导体与两个同轴圆环状带等量正电荷的导体按图 15 方 式组合时,在中轴线的横截面上,其组合形成的线状零电场就如图 16、图 17 所示。



图 13.3 根无限长细圆柱状带电导体呈正三角形组合的电场强度计算原理示意图



图 14. 两个同轴圆环状带同号等量正电荷的导体和多根细圆柱状导体呈平行正三角形、

正六边形组合在垂直轴线横截面上形成的线状零电场集束分布示意图

涩	「AA' 对称平面	「上的电场强度	更系数 $\left(\sin 2\alpha\right)$	$-\frac{1}{\sqrt{3}-\mathrm{tg}\alpha}\Big)$	计算结果表	表 5	
α值(°)	0	5	10	15	20	25	30

() 系数	-0.5774	-0. 4344	-0.3008	-0. 1830	-0.0882	-0.0240	0.00
α值(°)	35	40	45	50	55	60	
() 系数	-0. 0294	-0.1351	-0.3660	-0. 8660	-2.3508	-∞	

当我们将众多细圆柱状导体同一组同轴圆环状带同号等量正电荷的导体呈平行正方形组合时,在垂直 轴线横截面上形成的线状零电场就呈现图 18 所示的集束集群分布。





图 15. 均匀带电的两个圆环和 4 根

导体组合的电场示意图

呈尖棱角状线状零电场的横截面示意图

图 16. 组合电场内部等位面的形状和内凹外凸



图 17. 组合电场内凹外凸尖四棱柱面状的等位面和核子离子由内电场形成的沿棱线分布示意图

需要强调补充的是:图 15、16、17 显示的组合电场呈内凹外尖的四棱柱面状的等位面,是在周围正 电场力的挤压情况下,带正电荷的离子能够暂时存在的等位面。尤其是集中在 AA¹、BB¹、CC¹、DD¹ 四条尖 棱角线上,棱角延长线上的电势能是靠核子或离子高速追尾的动能来传递和维持的。

从图 15、16、17 的由均匀带电的一组圆环和 4 根细圆柱状导体组合电场内部等位面的形状中可以看出: 作为本发明的关键,约束离子或核子束流的等位面内凹外凸呈尖棱角状。使静电场中的电荷因自身内

电场导致相互静电场排斥力,必然都被挤压分开在导体表面的各呈尖棱角处。而且不管是电子、离子或原 子核,都只能是一层排成一串,该电荷层的厚度只能是电子、离子或原子核的实体直径的厚度。导体的表 面仍然是等位体,电荷的密度分布直接与导体表面的曲率有关,所以 AA¹、BB¹、CC¹、DD¹ 四条尖棱角线上 的尖端棱线处的净剩正电荷,将沿 AA¹、BB¹、CC¹、DD¹ 各呈一条线状集中分布。其它凹处的等位面上,不 存在净剩电荷。如果再外加平行尖端棱线的强磁场,必然会在强磁场的磁化下,靠离子或原子核自身磁矩 串联起来,沿四条线状零电场轨道高度集中。同时,如果外磁场强度足够大,对撞原子核之间还存在相当 大的异性磁极之间的吸引力。这正是我们所希望的。



图 18. 一组同轴圆环状带同号等量正电荷的导体和多根细圆柱状导体用

平行正方形组合在垂直轴线横截面上形成的线状零电场呈集群集束分布示意图

四、平行线段零电场的外加强磁场磁化设置对待聚变轻原子核的定向约束效果估算

当待聚变的轻原子核 D 核子束, 被喷入如图 9 所示具有线状零电场的冷核聚变反应腔内时,只要相邻的轻原子核间距远大于原子核的半径 r₀, (Δ*L* >> r₀),静电场力就很容易将待聚变的轻原子核都约束在该线段上。在外界平行线段零电场轨道的强磁场定向磁化下,整条线段轨道上的全部待聚变轻原子核的固 21

有磁矩就会如图 19 所示,呈定向排列磁化串通成一条细长的电流螺线管。这种排列对核聚变迎面对撞的 精确定位导向,显然会起关键作用。由电动力学的电流螺线管磁化公式,尽管各个电流元的间距比原子核 磁矩的等效半径大得多($\Delta L >> \bar{r}_0$),但是穿过整条 D 核子串的整个细长螺线管中的所有电流元的总磁通 量并没有减少, $\Phi_B = \iint \vec{B}_0 \cdot d\vec{s} = B_0 \pi \bar{r}_0^2 = B_x \pi \bar{R}_x^2$,不论是在电流元内侧还是外侧,都是常数。螺线管 两端的磁感应强度 B₀为:

 $B_0 = \frac{\mu_0 n I_0}{2(n-1)\Delta L} \approx \frac{\mu_0 I_0}{2\Delta L}$ (1.19)



图 19. 沿某一线段零电场轨道分布的轻原子核磁矩在强外磁场的磁化作用下呈定向排列示意图 由磁场的高斯定理,在螺线管端部如图 19 所示的左边第二个电流元,以该电流元为中心,磁力线是 呈半球面形向左向外发散的,磁感应强度*B*_x的矢量可近似表示为:

$$\vec{B}_{x} = B_{0} \frac{\vec{r}_{0}^{2}}{R_{x}^{3}} \vec{R}_{x}$$
(1.20)

在线段零电场构成的轨道中间,当两个 D 核子的间距从 $\Delta L \rightarrow \bar{r}_0$ 的迎面对撞之前,如图 20 所示。令 $\Delta L >> \bar{r}_0$,带电粒子的波动速度为 c,由库仑定律和 (1.19)、(1.20)式,其平行 D 核子串方向相互作用 的电、磁场势能 U_e 、 U_b 可分别表示为:

$$U_e = \int_{\bar{r}_0}^{\Delta L} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \Delta L^2} d(\Delta L) = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \bar{r}_0}$$
(1.21)

$$U_{b} = -\int_{\bar{r}_{0}}^{\Delta L} 2\pi \ \bar{r}_{0} \vec{I}_{0} \times \vec{B}_{x} tg \, \alpha d(\Delta L) = -\int_{\bar{r}_{0}}^{\Delta L} ec \frac{\mu_{0} I_{0}}{2\Delta L} \left(\frac{\bar{r}_{0}}{\Delta L}\right)^{3} d(\Delta L) = -\int_{\bar{r}_{0}}^{\Delta L} \frac{e^{2} \bar{r}_{0}^{2}}{4\pi \varepsilon_{0} \Delta L^{4}} d(\Delta L)$$
$$= -\frac{e^{2}}{12\pi \varepsilon_{0} \bar{r}_{0}} \tag{1.22}$$

未经同行评审

上面的推导演算证明:静电场排斥力和排斥的能量远大于电流元磁场的吸引力和吸引的能量。其总能量应等于为提供两个 D 核子迎面对撞核聚变的起码动能。因为 D 核子由质子和中子串联组成,核力的作用范围为 10^{-15} m,可作为聚变瞬间克服库伦势的 \bar{r}_0 值。假设线状零电场的起始电压为 100000 伏特,则静电加速器的起始电势能值 U_0 为:

$$U_0 \ge \frac{U_e + U_b}{2} + 100000(ev) \ge \frac{e^2}{12\pi\varepsilon_0\bar{r}_0} + 100000(ev) \ge 579988(ev)$$
(1.23)

五、D 原子核以近光速自旋形成超强力自转陀螺的惯性制导作用

假设一串 D 原子核沿着一条线状零电场的直线轨道运动,在直线状的零电场力和平行强外磁场力的双 重约束作用下,它们的核自旋矢量将重合在同一条直线轨道上,并与强外磁场平行。对于整串 D 核子中间 的任意一个原子核,都受到两边原子核静电场力的排斥作用,沿平行线方向的静电场相互作用力大小相等, 方向相反,互相抵消。由于中子核芯带有的单位正电荷是 D 核子的净剩正电荷,又是以相同的近光速波动 速度作圆周运动的。随着中子核芯的波动和附加运动,它们必然以图 20 所示方式集体运动,其总体电势 能才会降至最低。由库仑定律,两侧 D 核子对中间一个 D 核子垂直 D 原子核串方向的静电场力 $F_{e\perp}$ 为:



图 20. 两个电流元之间垂直方向的电、磁场相互作用力原理示意图

$$F_{e\perp} = \sum_{i=1}^{n} \frac{4\bar{r}_{0}e^{2}}{4\pi\varepsilon_{0} \left[(2\bar{r}_{0})^{2} + (2n-1)^{2}\Delta L^{2} \right]^{\frac{3}{2}}}$$
$$= \sum_{i=1}^{n} \frac{e^{2}\bar{r}_{0}}{4\sqrt{2}\pi\varepsilon_{0}\Delta L^{3} \left[\left(\frac{\bar{r}_{0}}{\Delta L}\right)^{2} + \left(n - \frac{1}{2}\right)^{2} \right]^{\frac{3}{2}}}$$
(1.24)

同理,由安培定律、(1.19~20)式,上述以光速作圆周运动的单位正电荷,磁场作用力 $F_{b\perp}$ 应为:

NOT PEER-REVIEWED 未经同行评审

)

$$F_{b\perp} = 2ec \,\frac{\mu_0 I_0 \bar{r}_0^2}{2\Delta L^3} = \frac{e^2 \bar{r}_0}{2\pi \varepsilon_0 \Delta L^3} \tag{1.25}$$

令(1.24)式中 $\Delta L >> \bar{r}_0$,为简化分析,n都取2, $F_{e^{\perp}}$ 简化为:

$$F_{e\perp} = \frac{8.2963e^2 \bar{r}_0}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0 \Delta L^3}$$
(1.26)

令 (1.24) 式中 $\Delta L \rightarrow \bar{r}_0$, $F_{e\perp}$ 又可简化为:

$$F_{e\perp} = \frac{0.8862e^2\bar{r}_0}{4\sqrt{2\pi\varepsilon_0}\Delta L^3}$$
(1.27)

无论 $\Delta L >> \bar{r}_0$,还是 $\Delta L \rightarrow \bar{r}_0$,该垂直方向的库仑排斥力 $F_{e\perp}$ 和磁场力 $F_{b\perp}$ 都能轻易地阻止两串 D 原 子核迎面对撞。为了更具说服力,对电磁场的 $F_{e\perp}$ 和 $F_{b\perp}$ 力,笔者都是取其最大值。**如果我们不能有效** 克服 $F_{e\perp}$ 和 $F_{b\perp}$ 电磁场力在两串 D 核子对撞之前的偏向作用,则冷核直接对撞聚变都无从谈起。

前面笔者在《现代物理学经典粒子量子化轨道运动模型通解》的专著中已经证明,对沿直线喷射型的 粒子或原子核,不管它是否具有磁矩,只要在离子直线型加速器的源头由外加强磁场进行定向,就必将对 原子核内部的所有带电基本粒子沿量子化自旋轨道运动形成的正、负磁矩全部进行定向,使其原子核整体 的进动方向转向自旋的动量矩矢量方向(或反方向)。由此类推,所有的原子核,当它以直线喷射型方式 运动时,其运动方向也就是该原子核的自旋动量矩矢量方向或反方向。在上述惯性制导的冷核直接定向对 撞聚变模型设计中,当D核子从加速器内刚喷射出来或喷射之前,就应该先以强磁场力约束确定各个D核 子串自旋矢量方向是取正方向,还是反方向。

令原子核的自旋动量矩为 \vec{J}_m ,原子核内的基本粒子总数为 N 个,每个基本粒子的动量矩都是 $\vec{R}_{\alpha} \times m_i \vec{v}_{\alpha}$,由理论力学和 (1.2-1)、(1.2-2) 式得:

$$\vec{J}_{m} = \sum_{i=1}^{N} \vec{R}_{\ell i} \times m_{i} \vec{v}_{\ell i} = \sum_{i=1}^{N} \frac{\vec{h}}{2\pi} = N \frac{\vec{h}}{2\pi}$$
(1.28)

因为在核聚变反应腔内运动的所有 D 核子,其中的质子、中子核芯的波动速度都相同,所以,假如 D 核子串在各核子相互电磁场力 $F_{e\perp}$ 和 $F_{b\perp}$ 作用下导致各个 D 核子动量矩矢量的偏向旋转,那么这个偏向旋 转的角速度 ω_2 应相等。而要维持这个角速度 ω_2 偏向旋转的陀螺惯性力矩 $\vec{F}_{m\perp} \times \Delta \vec{L}$,由(1.28)式得:

$$\vec{F}_{m\perp} = \frac{\vec{J}_m \omega_2}{\Delta \vec{L}} = \frac{N \vec{h} c}{2\pi \, \bar{r}_0 \Delta \vec{L}} \tag{1.29}$$

因 $F_{e\perp} > F_{b\perp}$,我们只要比较 $F_{m\perp}$ 和 $F_{e\perp} + F_{b\perp}$ 比值就能判断惯性制导的可能性。只要 $F_{m\perp} > F_{e\perp} + F_{b\perp}$, 就说明 D 核子的陀螺惯性制导恢复力 $F_{m\perp}$ 能够克服 D 核子之间对撞前的电磁场偏向力 $F_{e\perp} + F_{b\perp}$ 。由 (1.25)、(1.26) 式得:

$$\frac{F_{m\perp}}{F_{e\perp} + F_{b\perp}} = \frac{Nhc}{2\pi \ \bar{r}_0 \Delta L} \cdot \frac{2\pi\varepsilon_0 \Delta L^3}{3.9332e^2 \bar{r}_0} = \frac{N}{2 \times 3.9332} \left(\frac{2hc\varepsilon_0}{e^2}\right) \left(\frac{\Delta L}{\bar{r}_0}\right)^2 \tag{1.30}$$

上式前面括号内为精细结构常数,其值为 137.0359907。N = 4,且 $\left(\frac{\Delta L}{\vec{r}_0}\right) \ge 1$,说明 $F_{m\perp} >> F_{e\perp} + F_{b\perp}$ 的值,由此判断利用两个 D 核子串的自身超强自转的陀螺惯性制导特性,来 实现核力约束惯性制导直接对撞冷核聚变不但可行,而且几乎是迄今为此全人类能够开发利 用核聚变能的唯一途径!!!

具体实施方式

上面已经较全面地分析和模拟计算论证了《核力约束惯性制导冷核直接对撞聚变堆和离子调速直流变 压器》的发明内容。为了简要概括本发明的具体实施方式,我们以图 21、22、23、24 的简化模型或示意 图来表示冷核直接对撞聚变的反应腔、离子调速降压腔、离子加速增压腔和冷核直接对撞聚变反应堆的技 术路径组合简图。



图 21. 核力约束惯性制导冷核直接对撞聚变反应腔的工作原理示意图 10.核力约束惯性制导冷核直接对撞聚变反应腔的约束制导直接对撞核聚变想象通道 11.D 原子核对撞运动的速度和方向 12.聚变形成氦原子核的喷射运动速度和方向 下面,我们对核力约束惯性制导的离子束调速直流变压器的机械效率给予简要补充论证。 一、《核力约束惯性制导离子调速直流变压器》项目设计的物理模型和理论依据

设有两种离子的质量分别为: m1、m2,所带的净电量为: q1、q2,每秒的离子束流量为 N1、N2。令:

25

NOT PEER-REVIEWED 未经同行评审

$K_{\rm m} = \frac{m_1}{m_2} \qquad K_{\rm q} = \frac{q_1}{q_2}$

a. 对离子减速降压运动

设 m₁离子原始动能的等效电压为 V₁,运动速度为v₁,电流为 I₁=q₁N₁。m₂调速离子的启动速度可忽略 不计。在起始和混合调速段,见图 22,由总能量守恒定律:

$$\begin{cases} V_1 = \frac{1}{2q_1} m_1 v_1^2 & (1.31 - 1) \\ \frac{1}{2} m_1 N_1 v_1^2 = \frac{1}{2} (m_1 N_1 + m_2 N_2) v_2^2 & (1.31 - 2) \end{cases}$$



图 22. 核力约束惯性制导的离子调速直流降压器工作原理示意图

13.由核聚变反应腔喷射出来的高能氦原子核的运动速度和方向 14.调速降压氦原子核束流15.被混合调速后的氦原子核 16.核力约束惯性制导的离子调速想象通道



图 23. 核力约束惯性制导的离子调速直流增压器工作原理示意图 17.质子或氦、锂离子束流和高速运动的方向 18.参加混合调速的大质量汞离子 19.被混合调速后的质子或氦、锂离子和汞离子束流

在混合调速段末端的电压为 V2, (也可以设定为某一基准电压)。此时两种离子都具有相同的运动速度

v₂,内部各离子相互作用力的合力为0,各个离子都保持匀速直线运动。当离子进入逆压减速运动的轨道段时,(该轨道段由静电型离子直线加速器倒装构成),由于电场力的排斥作用,质量小、带有净电荷量大的离子减速快;质量大、净电量小的离子减速慢。在被核力约束惯性制导综合作用的单通道轨道内调速运动的结果,将又是能量的交换过程。如果最后两种离子都以v₃→0的速度全部挤入球壳状的电压腔,由于在真空状态下,中间几乎都没有发生能量损失,也不必考虑电磁波辐射,从总能量守恒定律得:

$$I_1V_1 = I_3V_3$$
 因为: $I_3 = q_1N_1 + q_2N_2$ 所以:

$$\begin{cases} V_3 = \frac{I_1 V_1}{I_3} = \frac{N_1 q_1}{N_1 q_1 + N_2 q_2} V_1 = \frac{V_1}{1 + \frac{N_2}{N_1 K_q}} \\ \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2 = \frac{m_1 N_1 + m_2 N_2}{m_1 N_1} = 1 + \frac{N_2}{N_1 K_m} \end{cases}$$
(1.32-1)

如果 $K_m = K_q = 1$,即都是同种离子,则:

$$\begin{cases} V_3 = \frac{V_1}{1 + \frac{N_2}{N_1}} & (1.33 - 1) \\ \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2 = 1 + \frac{N_2}{N_1} & (1.33 - 2) \end{cases}$$

对同种离子,在进入逆压减速运动轨道段时,由于加速度都相同,只要普通的电磁场聚焦管就可以了。 如果 m₁为 ${}^{19}_9F^-$ 离子,m₂为电子 e⁻,由于 $K_m = 34630$ 。假设电压降压幅度达 10000 倍,则:

$$\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2 = 1 + \frac{N_2}{N_1 K_m} \approx 1 + \frac{1}{3.463} = 1.289$$
(1.34)

上述分析结果说明¹⁹F⁻离子调速阶段的速度变化很小。在逆压阶段还继续对电子起关键的推进作用。

b. 如果是加速增压运动

只要将上述分析计算的方向倒过来即可。但应取*m*₁ << *m*₂,对电子和单个的¹⁹₉*F*⁻离子而言,随机的 几率太大,对整条管道而言,则会自动调整混合离子束的整体运动速度,见图 23。与降压调速的不同之处 仅在于逆压阶段,质量相差悬殊的轻离子、原子核或电子,必须回流循环使用。

因为锂、钠、钾、铷、铯、钫元素的汽化温度都在 550~750℃范围内, 汞元素为 357℃。在真空离子

汉斯预印本

状态,可能汽化温度会大大降低。正离子采用质子、锂离子和汞离子的组合,也可考虑用氢、氦离子和汞 离子组合。可能的话,重离子也可考虑采用某些气态化合物。

二、《核力约束惯性制导冷核直接对撞聚变堆和离子调速直流变压器》总体技术途径

《核力约束惯性制导冷核直接对撞聚变堆和离子调速直流变压器》项目总体研究设计方案、技术途径 组合见图 24。

至于其它的原子核或离子发生器,离子或原子核的直线加速器,原子核燃料供应和能量输出的自动平衡控制系统……等配套装置系统,均可根据本主体项目的研究设计方案和运行参数,在现有的相应项目的技术、设备和制造工艺条件的基础上进行优选和改进。



图 24.《核力约束惯性制导冷核直接对撞聚变堆和离子调速直流变压器》项目

设计的总体方案和技术途径组合原理示意图

20.核聚变后调速降压转化的高压直流电能输出 21.输出电源的高压电容器 22.末级离子调速降压器 23.高能氦原子核 24.供给静电型直线离子加速器电源的高压电容器 25.初级离子调速直流降压器 26.核力 约束惯性制导冷核聚变的反应腔 27.静电型直线离子加速器 28.内置启动电源的离子调速直流高倍增压器。