arXiv:2303.03011v1 [physics.plasm-ph] 6 Mar 2023

大尺度高密度等离子体喷流的正面碰撞：一种第一性原理动力学模拟方法

D. Wu[1, a)] 和 J. Zhang[2, 1, b)] 1)*Key Laboratory for Laser Plasmas and School of Physics and Astronomy, and CollaborativeInnovation Center of IFSA (CICIFSA), Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, People's Republic of China* 2)*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences,Beijing 100190, People's Republic of China*

（日期：2023年3月7日）

在双锥点火（DCI）惯性约束聚变方案中，与传统的中心点火和惯性约束聚变快速点火相比，高密度等离子体喷流的正面碰撞是其最显著的特征之一。然而，由于碰撞过程中可能发生严重的等离子体穿透、混合和动力学物理现象，传统流体力学模拟方法的应用受到限制。为克服这些局限，我们提出了一种适用于大尺度高密度等离子体的新模拟方法。该方法结合了现代粒子网格模拟技术与二体蒙特卡罗碰撞，同时考虑长程集体电磁场和短程粒子间相互作用。尤其是，该方法消除了全动力学描述中通常存在的模拟网格尺寸和时间步长限制。此外，该方法也无需采用流体描述中通常以不同形式近似使用的碰撞耦合和状态依赖系数。粒子和物种之间的能量与动量交换（例如热传导和摩擦）通过"第一性原理"动力学方法进行建模。通过与小尺度全动力学模拟和大尺度纯流体力学模拟进行比较，验证了该新模拟方法的正确性和稳健性。根据DCI方案的概念设计，我们采用这一新模拟方法，研究了两股等离子体喷流的碰撞过程：其初始密度为100 g/cc，初始热温度为70 eV，反向传播速度为300 km/s。获得了包括密度增量、等离子体温度升高、停滞约束时间，以及碰撞动能转化为热能的转换效率在内的定量结果：密度增量约为三倍，等离子体温度为400 eV，停滞约束时间为50 ps，转换效率为85%。这些数值与近期实验测量结果在合理范围内吻合。

PACS分类号：52.38.Kd, 41.75.Jv, 52.35.Mw, 52.59.-f

I. 引言

作为惯性约束聚变（ICF）点火的一种有前景候选方案[1–3]，双锥点火（DCI）方案[4] 最近由J. Zhang提出。该方案由四个渐进且可控的过程组成：准等熵压缩、加速、压缩后的氘氚燃料正面碰撞以及快速加热。金锥中的氘氚燃料壳层首先在驱动激光脉冲作用下沿锥体轴线被压缩和加速，形成超音速等离子体射流。随后，等离子体射流在两个锥体之间开放空间的中心发生碰撞，形成密度增加的预加热等离子体。接着，由皮秒拍瓦加热激光脉冲产生的强兆电子伏特电子束，将预加热等离子体进一步快速加热至热核点火所需的条件。作为DCI方案的主要过程之一，正面碰撞以及逆向流等离子体的后续演化也发生在许多其他激光等离子体研究中[5,6]，例如，在间接驱动惯性约束聚变研究中，采用激光辐照靶的X射线激光器，以及腔体内部的等离子体吹脱。

实际上，等离子体射流的正面碰撞涵盖了广泛的库仑碰撞情形。然而，在高密度等离子体的碰撞中，简单的流体描述并不总是有效。由于单流体模型在给定空间位置只允许存在一个流速值，因此等离子体之间无法相互穿透。单流体模型的这一局限会导致等离子体射流立即停滞，并将动能完全转化为热能。采用多离子流体描述可以消除这一局限：在该描述中，每个独立的等离子体射流均被视为碰撞流体，并通过速度和状态依赖系数实现彼此间的碰撞耦合。然而，当相互碰撞的等离子体射流以较高相对速度相遇，且前沿密度较低时，其中的碰撞性可能非常低，离子-离子平均自由程可与系统尺度相当。随着等离子体在速度空间中加热并发生重叠，多离子流体描述的有效性便会受到质疑。因此，需要采用动理学离子模型。此外，采用离子分布非麦克斯韦分布的动理学离子模型，还能够从本质上

a)电子邮件：dwu.phys@sjtu.edu.cn b)电子邮件：jzhang@iphy.ac.cn

捕捉流体离子描述难以或无法捕捉的许多效应。除了正碰中等离子体射流的相互穿透外，离子黏性、离子加速、有限离子回旋半径效应、非各向同性压力、激波界面处的扩散和动力学混合，以及非热核聚变产额等现象，也可能需要采用动力学离子处理。

如今，在等离子体物理学领域，广泛采用并可使用同时对电子和离子进行动理学处理的全动理学模型。尽管这是最准确的模型，但必须解析电子空间尺度（例如电子德拜长度或电子回旋半径）及其相关时间尺度[7]。对于 DCI方案中的正面碰撞，等离子体射流的典型密度、尺寸和持续时间分别为 ~ 100 g/cc、 ~ 100 μm 和 ~ 100 ps。所需的模拟网格和时间步长数量极其庞大。因此，绝不可能采用全动理学方法对如此大时空尺度的高密度等离子体进行建模。

本文提出了一种用于大尺度高密度等离子体的新模拟方法，巧妙地结合了离子动理学处理与动理子/流体电子处理。该方法利用现代粒子网格（PIC）模拟技术和二元蒙特卡罗（MC）碰撞，同时涵盖长程集体电磁场和短程粒子间相互作用。通过与小尺度的全动力学模拟以及大尺度的纯流体力学模拟进行比较，验证了这种新模拟方法的正确性和稳健性。遵循 DCI方案的概念设计，采用这种新模拟方法研究了两个等离子体射流的碰撞过程：初始密度为 100 g/cc、初始热温度为 70 eV，反向传播速度为 300 km/s。获得了密度增量、等离子体温度升高、停滞约束时间以及碰撞动能转化为热能的转换效率等定量结果：密度增量约为三倍，等离子体温度为 400 eV，停滞约束时间为 50 ps，转换效率为 85%。这些数值与近期实验测量结果在合理范围内吻合。

本文组织如下：第二节介绍模拟模型和算法的细节。第三节展示模拟代码的基准测试，并将其与小尺度下的全动理学方法和大尺度下的流体动力学方法进行比较。第四节介绍并分析了采用 DCI 实际参数进行的高密度等离子体喷流正面碰撞模拟。最后，第五节进行讨论并总结。

II. 模型算法

我们从严格的全动力学福克–普朗克模型出发，其中 $f_i(\mathbf{r},\mathbf{v}\ t)$ 和 $f_e(\mathbf{r},\mathbf{v}\ t)$ 描述相空间中离子和电子的分布，

$$\frac{\partial f_i}{\partial t}+\mathbf{v}\cdot\frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}}-\frac{q_i}{m_i}(\mathbf{E}+\mathbf{v}\times\mathbf{B})\cdot\frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}}=\frac{\partial f_i}{\partial t}|_{\mathrm{i,i;\ i,e}},\quad(1)$$

$$\frac{\partial f_e}{\partial t}+\mathbf{v}\cdot\frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{r}}+\frac{q_e}{m_e}(\mathbf{E}+\mathbf{v}\times\mathbf{B})\cdot\frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}}=\frac{\partial f_e}{\partial t}|_{\mathrm{e,e;\ e,i}}.\quad(2)$$

在方程（1）右侧，$\partial f/\partial t|_{\mathrm{i,i;\ i,e}}$ 分别表示与离子和电子的近碰撞。碰撞算子的形式为：

$$\frac{\partial f}{\partial t}|_{\mathrm{c}}=\int d^3p_2\int d^3p_3\int d^3p_4 W(\mathbf{p}_1,\mathbf{p}_2;\mathbf{p}_3,\mathbf{p}_4)\times\{f(\mathbf{r},\mathbf{p}_3)f(\mathbf{r},\mathbf{p}_4)-f(\mathbf{r},\mathbf{p}_1)f(\mathbf{r},\mathbf{p}_2)\},\quad(3)$$

其中，W（$\mathbf{p}_1,\mathbf{p}_2$；$\mathbf{p}_3,\mathbf{p}_4$）是碰撞率，它是等离子体温度和密度的函数。积分考虑了所有可能的散射：初始动量为（$\mathbf{p}_1^{\mathrm{in}}$，$\mathbf{p}_2^{\mathrm{in}}$）的两个粒子散射后变为末态动量（$\mathbf{p}_3^{\mathrm{out}}$，$\mathbf{p}_4^{\mathrm{out}}$）；根据对称性，初始动量为（$\mathbf{p}_3^{\mathrm{in}}$，$\mathbf{p}_4^{\mathrm{in}}$）并以（$\mathbf{p}_1^{\mathrm{out}}$，$\mathbf{p}_2^{\mathrm{out}}$）为末态的过程也包括在内。对于高密度等离子体，当量子简并效应不可忽略时，必须考虑泡利不相容原理。对于这类碰撞，更一般的碰撞算子写作：

$$\frac{\partial f}{\partial t}|_{\mathrm{c}}=\int d^3p_2\int d^3p_3\int d^3p_4 W(\mathbf{p}_1,\mathbf{p}_2;\mathbf{p}_3,\mathbf{p}_4)\times\{f(\mathbf{r},\mathbf{p}_3)f(\mathbf{r},\mathbf{p}_4)[1-f(\mathbf{r},\mathbf{p}_1)][1-f(\mathbf{r},\mathbf{p}_2)]-f(\mathbf{r},\mathbf{p}_1)f(\mathbf{r},\mathbf{p}_2)[1-f(\mathbf{r},\mathbf{p}_3)][1-f(\mathbf{r},\mathbf{p}_4)]\},\quad(4)$$

泡利不相容原理在此处显式体现[12,13]，，要求 f 小于 1。也就是说，一个体积为 $(2\pi\hbar)^3$ 的相空间单元中最多只能有一个费米子。

相空间分布的演化受集体电磁场和近距离碰撞相互作用共同支配。这里，电磁场由麦克斯韦方程组支配，其形式如下：

$$\partial\mathbf{E}/\partial t=-2\pi(\mathbf{J}_i+\mathbf{J}_e)+\nabla\times\mathbf{B},\quad(5)$$

$$\partial\mathbf{B}/\partial t=-\nabla\times\mathbf{E},\quad(6)$$

这里 $\mathbf{J}_{i,\ e}$ 是离子或电子的电流密度，其定义为

$$\mathbf{J}_{i,e}=\int\mathbf{v}_{i,e}f_{i,e}d\mathbf{v}_{i,e}.\quad(7)$$

上述耦合方程（1）-（7）完整描述了等离子体。求解上述耦合方程的一种高效方法是PIC方法，这是一种欧拉-拉格朗日方法。与福克-普朗克代码中使用的有限差分法相比，

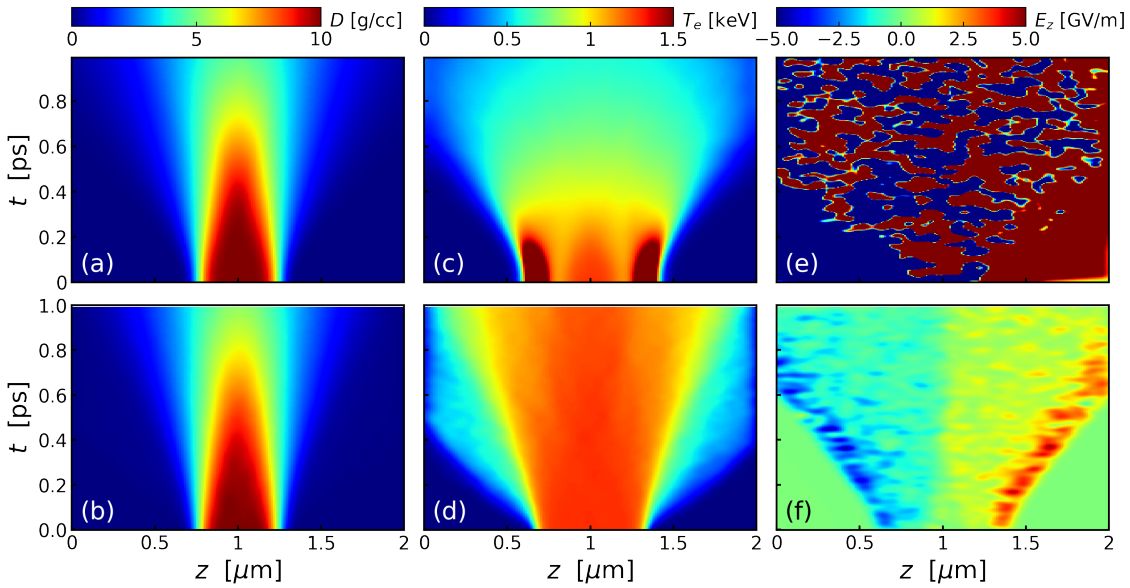


图1.（网络版彩色）等离子体密度、电子温度和电场的时空演化：(a)、(c)和(e)由全动理学模拟方法获得，(b)、(d)和(f)由KIKFE方法获得。

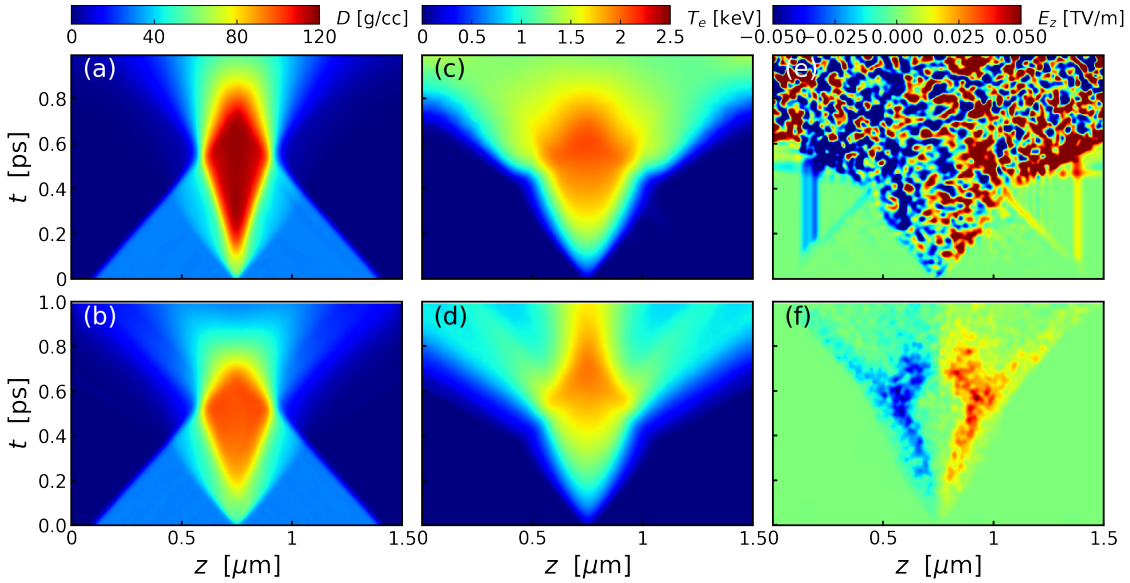


图2.（网络版彩色）等离子体密度、电子温度和电场的时空演化：(a)、(c)和(e)由全动理学模拟方法获得，(b)、(d)和(f)由KIKFE方法获得。

在相空间中使用拉格朗日粒子，能够自然地解析较大的碰撞速度，而无需像有限差分福克-普朗克代码那样对大范围的速度空间进行网格划分。尽管上述模型严谨且完备，并可通过PIC方法实现，但它仅适用于小尺度等离子体，因为必须解析电子的空间和时间尺度。

在准中性且无电流的极限下，全动理学模型对电子空间和时间分辨率的限制可以消除。高密度等离子体的正面碰撞正是如此，因为电子的空间和时间尺度远小于系统的空间尺度和持续时间。此时，电子动力学只需用宏观量来描述，

$$\frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = \frac{q_e}{m_e}(\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - \frac{\nabla p_e}{m_e n_e} + \sum_i \mu_{e,i}(\mathbf{u}_e - \mathbf{v}_i). \quad (8)$$

在方程（8）中，n_e 和$\mathbf{u}_e$ 分别表示

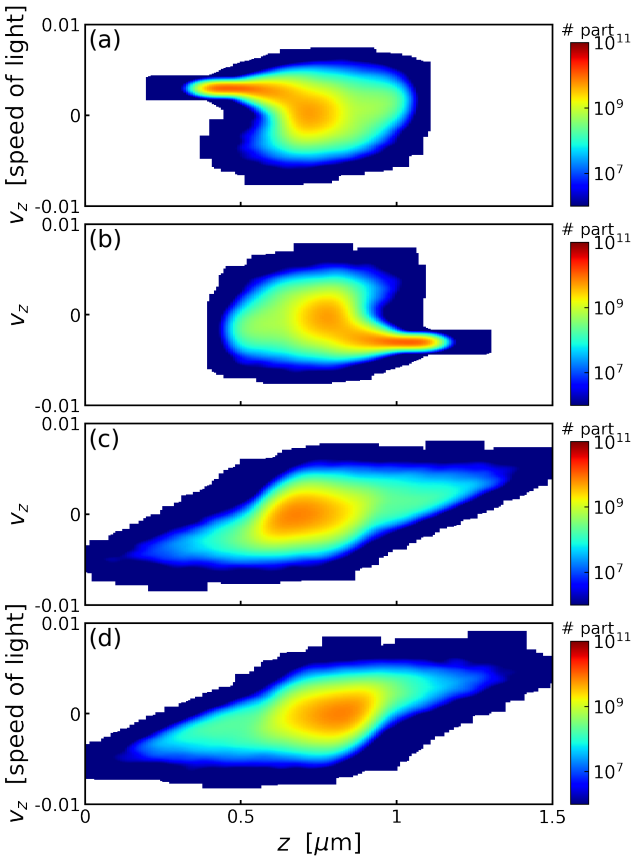


图3。（在线彩色）(a)-(b)分别展示了喷流-1和喷流-2在0.33 ps时的 v_z-z 相空间分布。(c)-(d)分别展示了喷流-1和喷流-2在0.66 ps时的 v_z-z 相空间分布。模拟数据采用KIKFE方法获得，全动理学方法所得结果相似。

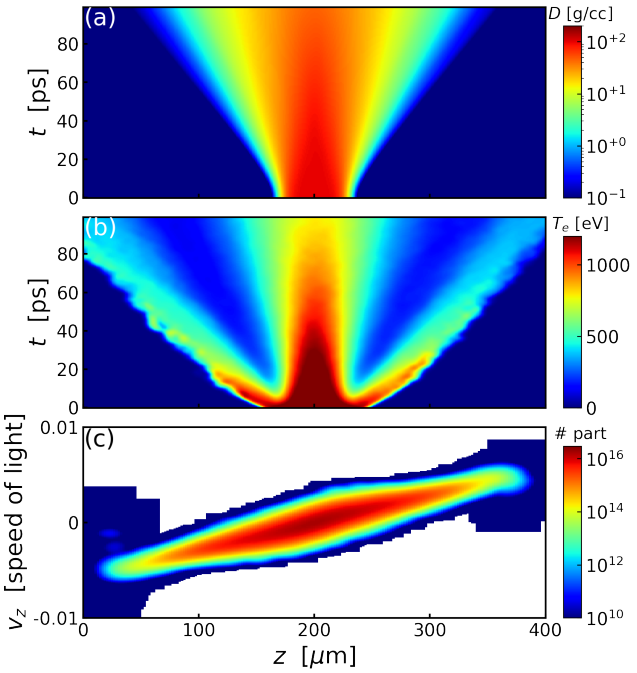


图4。（在线彩色）(a)-(b)展示了等离子体密度和电子温度的时空演化，(c)展示了100 ps时拉格朗日离子粒子的相空间图。模拟数据采用KIKFE方法获得。

电子， p_e 表示电子压强，$\mu_{e,\ i}$ 表示电子与离子之间的碰撞频率。准中性条件和无电流条件还意味着可以忽略电子的惯性，这表明电场可通过以下方式求得

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u}_e \times \mathbf{B} + \frac{\nabla p_e}{q_e n_e} - \frac{m_e}{q_e} \sum_i \mu_{e,i}(\mathbf{u}_e - \mathbf{v}_i). \qquad (9)$$

因此，在准中性、无电流极限下， n_e 和$\mathbf{u}_e$定义为

$$\begin{aligned} n_e &\equiv \sum_i Z_i n_i \\ n_e \mathbf{u}_e &\equiv \sum_i Z_i n_i \mathbf{v}_i, \end{aligned} \qquad (10)$$

其中， n_i、$\mathbf{v}_i$ 和 Z_i 分别表示离子的密度、速度和电荷态。在代码中，通过对周围拉格朗日粒子进行适当的插值，在空间网格上获得 n_e 和$\mathbf{u}_e$ 。

在式（9）中，电场由三项贡献决定，分别来自霍尔效应、电子压强梯度和电子-离子碰撞。霍尔效应对电场的贡献，即$\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}$，易于处理，因为$\mathbf{B}$ 可通过式（6）显式求解。

由电子-离子碰撞引起的贡献可改写为

$$\begin{aligned} \frac{m_e}{q_e} \sum_i \mu_{e,i}(\mathbf{u}_e - \mathbf{v}_i) &= \frac{1}{q_e n_e} \sum_i m_i n_i \mu_{i,e}(\mathbf{u}_e - \mathbf{v}_i) \\ &\equiv \frac{1}{q_e n_e} \sum_i m_i n_i \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t}|_{i,e}, \end{aligned} \qquad (11)$$

其中考虑了关系$m_e n_e \mu_{e,\ i} = m_i n_i \mu_{i,\ e}$ 。此外，用一个时间步长内的实际变化替代由电子碰撞引起的摩擦变化率，则这部分电场变为：

$$\frac{1}{q_e n_e} \sum_i m_i n_i \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t}|_{i,e} \equiv \frac{1}{q_e n_e} \sum_i m_i n_i (\frac{\Delta \mathbf{v}_i}{\Delta t})|_{i,e}. \qquad (12)$$

方程（12）可通过对一个时间步长内与电子碰撞前后的拉格朗日离子进行适当解释来求解。

至于由电子压强梯度引起的贡献，首先需要定义电子压强，然后获得其演化。通常，电子的漂移动能远小于其热动能。例如，对于等离子体射流正碰，漂移速度为 300 km/s 时，电子的漂移

动能仅为 0.3 eV。因此，在良好近似下，电子压强等同于电子动能密度。由此我们有

$$p_e(\mathbf{r},t) = \int m_e v^2 f_e(\mathbf{r},\mathbf{v},t) d\mathbf{v}. \quad (13)$$

忽略辐射过程时，电子动能密度的演化主要由对流、欧姆加热、电子-离子能量交换和热传导决定，

$$\frac{\partial p_e(\mathbf{r},t)}{\partial t} = -\nabla\cdot(p_e\mathbf{u}_e) + q_e n_e \mathbf{u}_e\mathbf{E} + n_e\mu_{ei}(T_i - T_e) + \nabla\cdot(\kappa\nabla T_e). \quad (14)$$

我们不通过有限差分法求解上述压强演化方程，而是采用一些新概念来求解该方程。对于对流项，$\nabla\cdot(p_e\mathbf{u}_e)$，通过每个拉格朗日电子粒子的运动来模拟，其中 $\mathbf{r}_\alpha^{\rm new} = \mathbf{r}_\alpha^{\rm old} + \mathbf{v}_e dt$，这里 α 是拉格朗日电子粒子的索引，而 $\mathbf{v}_e = \mathbf{u}_e + \tilde{\mathbf{v}}_e$，包含一个称为运动速度的分量，其定义为 $\mathbf{u}_e \equiv \sum_i Z_i n_i \mathbf{v}_i / n_e$；另一个是由局部温度确定的涨落速度。请注意，运动速度 $\mathbf{u}_e$ 的定义也满足准中性和无电流条件。对于欧姆加热项 $q_e n_e \mathbf{u}_e\mathbf{E}$，若 $q_e n_e \mathbf{u}_e\mathbf{E}$ 为正或负，则通过对同一计算单元内的每个拉格朗日电子粒子进行数值加热或冷却来实现。最后，对于电子-离子能量交换和热传导项，$n_e\mu_{ei}(T_i - T_e) + \nabla\cdot(\kappa\nabla T_e)$，可通过二元蒙特卡罗碰撞妥善处理。二元蒙特卡罗粒子-粒子碰撞模型本质上是 Takizuka[14]，Nanbu[15]，和 Sentoku[16] 提出的模型，但加入了泡利不相容原理[12,13]。每个时间步长内，同一计算单元中的拉格朗日粒子会随机配对并进行散射操作。由于每一对粒子的散射在运动学上都是正确的，因此该方法能够严格守恒等权重粒子的动量和能量。大量基准测试已证实，在小角度碰撞的极限下，该方法等效于库仑散射的福克-普朗克描述。因此，流体描述中所采用的碰撞耦合和状态依赖系数不再需要，因为这些耦合系数通常是通过对福克-普朗克碰撞算子进行近似得到的。然而需要注意的是，在流体模型中，这类耦合系数甚至没有唯一的定义[8–11]，不同研究者采用了各种不同的近似方法。

利用通过公式（9）和公式（6）获得的新电场和磁场，离子粒子轨迹根据下式在相空间中推进：

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_i$$
$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \frac{q_i}{m_i}\mathbf{E} + \frac{q_i}{m_i}\mathbf{v}_i\times\mathbf{B} + \frac{\partial\mathbf{v}_i}{\partial t}|_{i,e} + \sum_j \frac{\partial\mathbf{v}_i}{\partial t}|_{i,j}. \quad (15)$$

库仑碰撞包括与电子和所有离子的相互作用，如求和符号所示；这些碰撞也可以通过二元蒙特卡罗碰撞计算。

简而言之，在这种新方法中，离子动力学效应得到了完整保留。对于电子，尽管仍然使用拉格朗日粒子进行离散化，但其宏观动力学采用流体方法进行建模。因此，不再需要解析电子空间尺度及其相应的时间尺度，这对于大尺度高密度等离子体的模拟至关重要。由于电子和离子均使用拉格朗日粒子进行离散化，并且采用蒙特卡罗碰撞方法来模拟粒子间的近距离相互作用，因此，流体力学模型中所使用的状态相关耦合系数也不再需要。

III. 模型基准测试

这种新的模拟方法，即动理学离子—动理学/流体电子（KIKFE）方法，已经实现并应用于 LAPINS[17,18] code 中。为验证该方法的稳健性和正确性，本节将其与小尺度下的全动理学方法和大尺度下的流体动力学方法进行比较。

A. 与全动理学模拟的比较

采用全动理学模拟方法和提出的 KIKFE 方法，对密度为 10 g/cc、尺寸为 $0.4\ \mu$m、温度为 1300 eV 的氘等离子体板的自由膨胀进行模拟。在两种方法中，模拟网格尺寸、时间步长以及每个计算单元中的粒子数均保持一致，其中 $dz = 0.01\ \mu$m，$dt = 0.166$ fs，且每个计算单元中均填充了 2000 个由电子和离子组成的拉格朗日粒子。图1展示了等离子体密度、离子温度和电场的时空演化。图1 (a) 和 (b) 分别展示了采用全动理学模拟方法和 KIKFE 方法计算得到的等离子体密度演化。可以看出，两种方法得到的等离子体密度演化非常吻合。图2 (c) 和 (d) 展示了电子温度的演化。在模拟中，通过统计每个计算单元中的所有拉格朗日电子来计算电子温度。可以看出，两种方法得到的等离子体电子温度演化也非常吻合。然而，我们注意到，在膨胀初期，KIKFE 方法无法再现等离子体-真空边界处高度局域化的温度分布。这可能是因为我们的 KIKFE 方法未包含电荷分离电场。在小尺度模拟中，电荷分离电场通常在加速和加热带电粒子方面发挥重要作用。图1 (e) 和 (f) 展示了采用全动理学模拟方法计算得到的电场演化

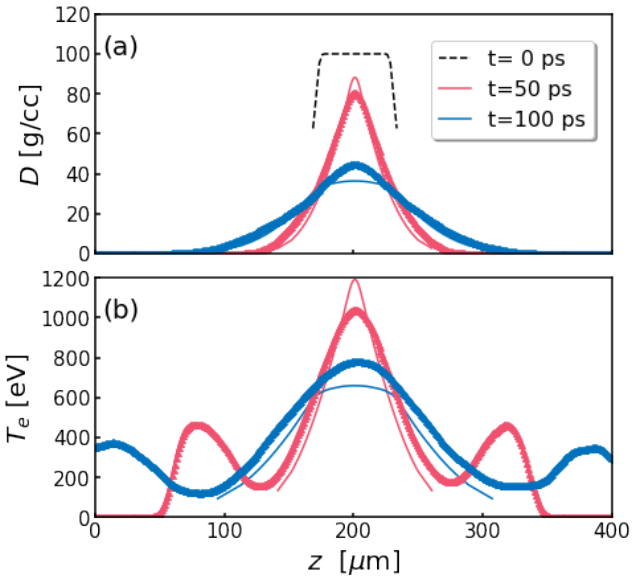


图 5。（在线彩色）等离子体密度和电子温度随时间变化的曲线：虚线表示初始密度，实线和三角线分别表示通过流体力学和所提出的 KIKFE 模拟方法获得的结果；红色和蓝色分别表示在 $t = 50$ 和 $t = 100$ ps 时的不同数据值。

以及采用 KIKFE 方法得到的结果，两者也进行了比较。可以看出，在图1 (e) 中存在显著的电扰动，这种现象常见于全动力学模拟。然而，图1 (f) 中采用 KIKFE 方法计算得到的电场并未出现此类扰动。电场分布明显更加清晰，展现了 KIKFE 方法在模拟高密度等离子体方面的优势。

本节还对小尺度下两股等离子体喷流的碰撞进行了基准测试。对密度为30 g/cc、空间尺度为 0.5 μm且碰撞速度为900 km/s的两股迎头碰撞等离子体射流，分别采用全动理学方法和所提出的KIKFE方法进行模拟。在两种方法中，模拟参数（如网格尺寸、时间步长以及每个计算单元中的粒子数）也保持一致，分别为 $dz = 0.01$ μm、 $dt = 0.166$ fs，并且每个计算单元中填充了2000个电子和离子的拉格朗日粒子。在图2中展示了等离子体密度、电子温度和电场的时空演化。对于碰撞等离子体而言，碰撞区域中的密度压缩比是最受关注的因素之一。在图2（a）和图2（b）中，两种模拟方法得到的密度增量非常相似，约为初始碰撞密度的四倍。在图2（c）和（d）中展示了电子温度的演化。碰撞区域出现了高温分布，这意味着碰撞动能在该区域内显著转化为热能。在图2（e）和（f）中展示了电场的演化。再次出现了显著的扰动—

采用全动理学模拟方法时会出现这种扰动，而对于KIKFE方法，这些扰动也会消失。

对于碰撞等离子体，预计会发生等离子体穿透和混合，而这通常超出传统流体力学模拟的能力范围。为了清楚地揭示这些效应，在我们的模拟中，喷流-1（沿 z 方向以碰撞速度运动）和喷流-2（沿 -z 方向以碰撞速度运动）分别使用不同的示踪粒子进行标记。在图 3 中，展示了等离子体离子的相空间图。在图 3（a）和（b）中，分别展示了 $t = 0.33$ ps 时喷流-1 的离子和喷流-2 的离子。相互穿透和混合开始发生在碰撞区域。在图 3（c）和（d）中，分别展示了 $t = 0.66$ ps 时喷流-1 的离子和喷流-2 的离子，此时这种穿透和混合变得更加显著。

B. 与流体动力学模拟的比较

在此基准测试中，我们将氘等离子体的密度和尺寸分别增至 100 g/cc 和 40 μm，并将初始温度保持在 1300 eV。采用全动理学方法模拟如此大规模高密度等离子体的自由膨胀几乎是不可能的。然而，使用所提出的 KIKFE 方法，可以消除模拟网格尺寸和时间步长的限制。在我们的模拟中，网格尺寸和时间步长分别设为 $dz = 1$ μm、 $dt = 16.6$ fs，并且每个计算单元中也填充了 2000 个电子和离子拉格朗日粒子。图 4（a）-（b）显示了等离子体密度和电子温度的演化。尽管等离子体密度和电子温度沿膨胀前沿逐渐降低，但我们确实注意到，在膨胀的低密度前沿处，电子温度出现峰值。在膨胀的低密度前沿处，电子温度分布存在峰值。这些峰值的出现可能有以下两个原因。首先，在膨胀前沿处，等离子体密度很低，离子分布显著偏离麦克斯韦分布。其次，如图 1（e）和（f）所示，我们确实发现膨胀前沿处存在净加速电场。该电场能够加速这些离子，从而使该处形成高电子温度分布。

为了验证大尺度下 KIKFE方法的正确性，采用流体力学代码 MULTI-1D[19] 对自由膨胀模拟进行大尺度基准测试。采用 KIFKE方法的 LAPINS代码与 MULTI-1D 代码之间的比较结果如图 5所示。这里，图5 (a) 展示了等离子体密度在 $t = 50$和 $t = 100$ ps 时的变化。黑色虚线表示初始密度剖面。实线表示由 MULTI-1D 代码计算的数据，三角形表示由 LAPINS 代码得到的数据。可以看出，在 $t = 50$ 和 $t = 100$ ps 时，不同代码计算得到的密度剖面彼此吻合得非常好。在 $t = 100$ ps 时，中心区域出现了偏差，

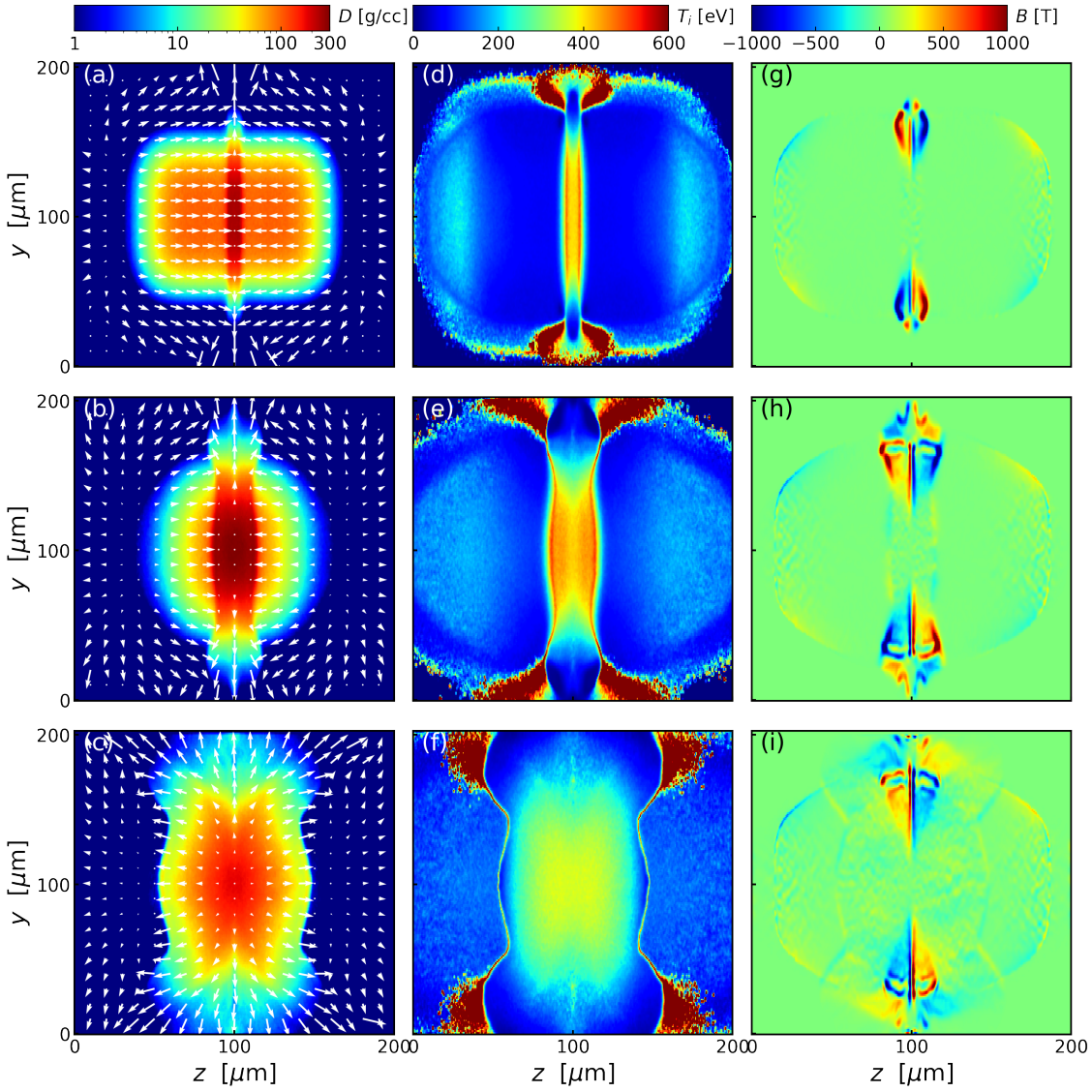


图6.（网络版彩色）等离子体密度（第1行）、离子温度（第2行）和磁场（第3行）在 $t = 66$ （第1列）、 $t = 231$ ps（第2列）和333 ps（第3列）的演化。白色箭头表示平均离子速度的大小和方向。

但在低密度前沿处仍然吻合良好。图 5(b) 展示了 $t = 50$ 和 $t = 100$ ps 时电子温度的变化。可以看出，电子温度，尤其是其变化剖面，彼此之间具有较好的一致性。LAPINS 与 MULTI-1D 模拟之间的显著差异存在于低密度前沿处：前者出现峰值，而后者沿膨胀方向平滑下降。可以合理地认为，这些偏差实际上反映了LAPINS代码的优势。这一点可以通过回顾低密度前沿处的净加速电场得到很好的理解。位于低密度前沿处的离子的加速过程可以在相图中清晰地描绘出来。图 4(c) 展示了 $t = 100$ ps 时离子粒子的相空间图，由LAPINS代码计算，其中包含了全部离子动理学效应。图中清楚地显示，低密度前沿处偏离麦克斯韦分布的现象十分显著。在这些区域，流体描述显然不再适用。

IV. 大尺度高能量密度等离子体射流的碰撞

在DCI方案中，高密度等离子体喷流的正面碰撞至关重要，因为碰撞的目的是形成密度增加的预加热等离子体。根据DCI概念设计，等离子体喷流的密度和速度分别选为100 g/cc

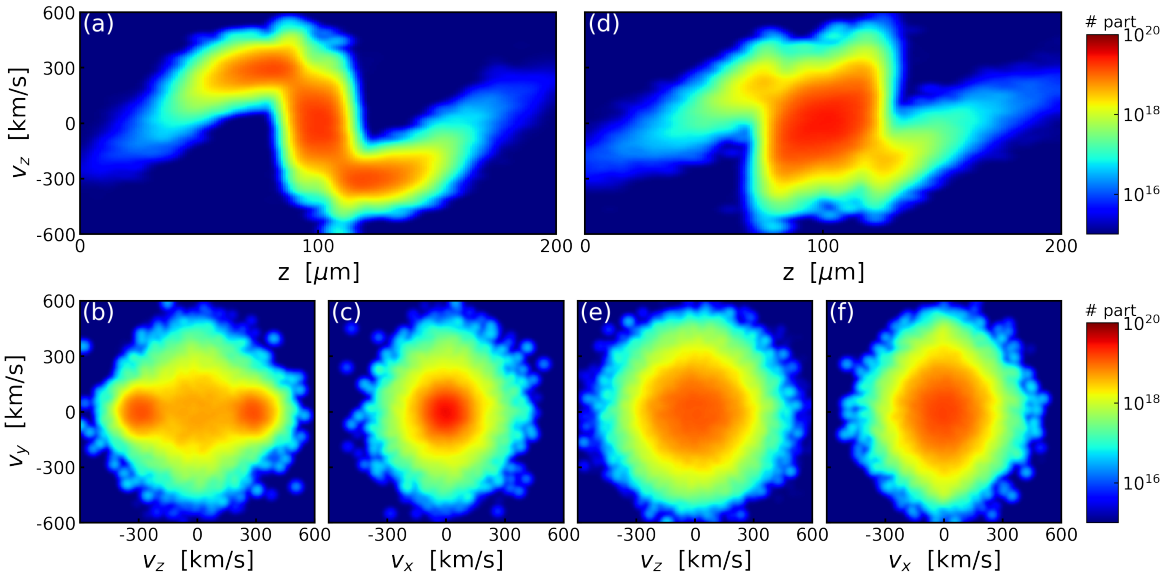


图 7.（在线彩色）分别为 $t = 100$ ps [(a)-(c)] 和 $t = 166$ ps [(d)-(f)], 时离子的相空间图。

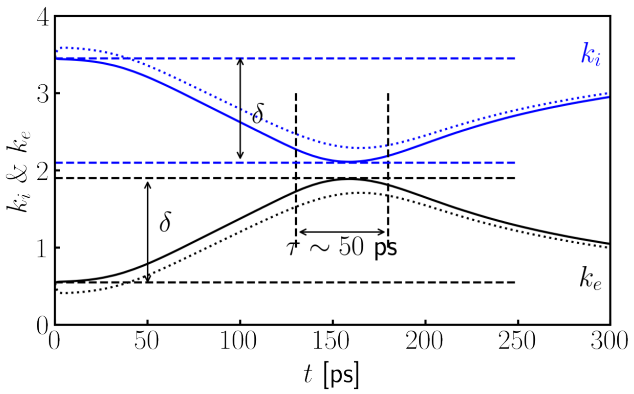


图 8.（在线彩色）电子和离子全局动能随时间的演化，图中使用任意单位。实线显示两个简并等离子体射流的碰撞过程随时间的演化，其初始密度为 100 g/cc、温度为 65 eV、漂移速度为 300 km/s；虚线显示玩具模型的结果，其中电子被视为经典粒子。两条黑色虚线之间标出的窗口表示碰撞等离子体在停滞时的约束窗口；对于所研究的情况，该窗口约为 50 ps。关于 δ 的解释见正文。

和300 km/s。本节使用新开发的LAPINS代码研究此类高密度等离子体射流的碰撞。通过这项研究，获得了密度增量、预热等离子体温度、停滞时的约束时间，以及碰撞动能向热能的转换效率等定量数值，可为未来的详细研究提供参考。

此处，对初始密度为100g/cc、温度为65eV、碰撞速度为300 km/s的两个等离子体喷流的碰撞进行建模，采用空间二维、速度三维（2D-3V）框架。在模拟中，网格尺寸和时间步长分别设为 $dz = dy = 1$ μm和 $dt = 16.6$ fs，每个计算单元中填充400个电子和离子的拉格朗日粒子。由于在密度为100 g/cc的等离子体中，热温度远低于费米能，因此不能忽略量子简并的作用。因此，电子初始时采用费米-狄拉克分布，并在电子演化过程中考虑泡利不相容原理。

图 6 展示了等离子体密度、离子温度和磁场的演化，其中白色箭头表示平均离子速度的大小和方向，分别对应于 $t = 66$ ps、$t = 231$ ps 和 $t = 333$ ps。密度演化表明，在 $t = 66$ ps（如图 6(a) 所示）低密度前沿相遇时，会相互穿透。在 $t = 231$ ps（如图 6(b) 所示），密度增量出现。模拟表明，密度增量最高可达到初始密度的三倍。离子温度的演化显示于图 6(d)–(f) 中。可以看到，在初始阶段 $t = 66$ ps，大多数离子沿 z 方向以 300 km/s 的恒定速度运动。当等离子体的高密度部分相遇时，在 $t = 231$ ps，离子粒子发生减速和偏转。这种减速和偏转意味着，部分“有序”的离子动能转化为了热能。实际上，离子的减速和偏转导致局部离子温度升高。我们发现，中心高密度区域的离子温度最高可达到 400 eV。高密度（高温）等离子体与低密度（低温）等离子体之间的清晰边界表明，在这一碰撞过程中形成了强激波。当高密度且高

温度等离子体形成后，人们会预期其在稍后时刻发生膨胀。在 $t = 333$ ps，离子速度的方向从中心区域指向外部，这确实表明发生了膨胀。实际上，最高离子温度并不像预期那样位于中心高密度区域。如图 6(e) 所示，激波前沿处的离子温度最高可达到 600 eV。离子温度分布的这一特征表明，动力学效应在该强激波中发挥了作用[20–23]。图 6(g)–(i) 还展示了磁场的演化。在这种碰撞过程中，会产生最高达 1000 T 的自生电磁场。

为了更清晰地描绘碰撞等离子体射流的加热和重叠过程，在图 7 中，我们展示了离子粒子的相空间图。图 7(a)-(c) 展示了 $z - v_z$、 $v_z - v_y$ 和 $v_x - v_y$ 处离子的图 $t = 100$ ps。如图所示，在 $z = 100$ μ m 处，即两股等离子体射流交汇的位置，初始碰撞速度为 300 km/s 的离子开始彼此融合；速度分布的宽度增大，因此形成局部的准麦克斯韦速度分布。图7(d)-(f) 展示了 $z - v_z$、 $v_z - v_y$ 和 $v_x - v_y$ 处离子的图 $t = 166$ ps。如图所示，在这一阶段，几乎所有离子粒子都已彼此融合，并形成了整体的准麦克斯韦速度分布。

在图 8中展示了全局离子动能和电子动能随时间的演化，模拟总时长超过 300 ps。实线表示两束简并等离子体射流的结果，其初始密度为 100 g/cc、温度为 65 eV、漂移速度为 300 km/s。在 $t = 50$ ps 时，两束等离子体射流开始相互碰撞，离子的动能转化为电子的动能。在 $t = 160$ ps 时，离子动能达到最低值，而电子动能则达到最高值。这应该是停滞阶段，此时密度压缩达到最大值，中心区域的等离子体温度也达到最高值。停滞阶段持续约 50 ps，如图中黑色虚线所示。在 DCI 方案中，正面碰撞之后是高能电子引发的快速加热。由于快速加热在 10 ps 内完成，显然，50 ps 的快速加热时间窗口绰绰有余。停滞阶段之后，等离子体开始自由膨胀，电子动能转化为离子动能。根据时间演化，可以定量计算碰撞动能转化为热能的能量转换效率。合理的假设是电子温度与离子温度相同。红色虚线所界定的 δ 电子动能增量等于蓝色虚线所界定的离子动能降幅。因此，碰撞动能转化为热能的转换效率可计算为 $\eta = 2\delta/k_i|_{t=0}$，在本研究案例中为 85%。虚线表示玩具模型的结果；在该模型中，电子被视为经典粒子，而作为对比。在这个玩具模型中，电子同样初始化为费米-狄拉克分布，以确保初始条件相同；然而，在后续演化过程中不考虑泡利不相容原理。因此我们看到，玩具模型中的电子在一开始就迅速将能量转化为离子动能，最终导致较低的转换效率。

在近期的一项实验测量中[24], , 驱动激光总能量仅为 10 kJ，超声速等离子体射流的密度可高达 $5.5 \sim 8$ g/cm^3，射流平均速度约为 135 km/s。碰撞过程中形成了持续约 ~ 200ps 的滞止阶段，等离子体核心的最大密度增至 46 ± 24 g/cm^3, , 密度增加了 $5 \sim 8$。通过分析碰撞前后的速度和温度，发现 89.5% 的动能转化为热能。尽管等离子体条件有所不同，但停滞时约束时间和能量转换比的预测值都在合理范围内与实验测量结果吻合。考虑到实验中两股碰撞的等离子体射流彼此汇聚，这种三维效应会带来额外的密度增加，这或许可以解释为何实验测得的密度增幅远高于采用平面构型的二维模拟预测值。接下来计划研究包含三维效应的真实构型，并考察大范围的碰撞参数。

V. 结论

高密度等离子体喷流的正面碰撞对于DCI方案至关重要，在许多其他高能量密度研究中也有广泛应用。为克服流体描述中存在的模拟局限性，本文提出一种适用于大尺度高密度等离子体的新模拟方法，巧妙地采用动理子离子与动理子/流体电子处理。该方法利用现代粒子网格模拟技术和二体蒙特卡罗碰撞，同时涵盖长程集体电磁场和短程粒子间相互作用。尤其是，该方法能够消除全动力学描述中对模拟网格尺寸和时间步长的限制。此外，流体描述中通常需要近似处理的碰撞耦合和状态依赖系数也不再必需。通过与小尺度全动力学模拟和大尺度纯流体力学模拟进行比较，验证了这一新模拟方法的正确性和稳健性。遵循DCI方案的概念设计，本文采用这一新模拟方法，研究了两个等离子体喷流的碰撞过程：其初始密度为100 g/cc，初始热温度为70 eV，反向传播速度为300 km/s。获得了包括密度

增量、等离子体温度升高、停滞约束时间以及碰撞动能向热能的转换效率在内的定量结果：密度增量约为三倍，等离子体温度为400 eV，停滞约束时间为50 ps，转换效率为85%。这些数值与近期实验测量结果在合理范围内吻合，可作为未来深入研究的参考。这种模拟方法还可广泛应用于（实验室）天体物理学，以及间接驱动惯性约束聚变研究中的腔体内等离子体吹脱现象。

致谢

我们感谢何向涛教授、盛正明、马艳云、王为民和徐涵就物理情景进行的有益讨论。本工作得到中国科学院战略性先导科技专项（项目编号：XDA250050500）、国家自然科学基金委员会（项目编号：12075204）和上海市科技重大项目（项目编号：22JC1401500）的资助。D. Wu 感谢 Yangyang Development Fund 的资助。

VI. 数据可用性声明

支持本研究结论的数据可在本文中获取。

[1]J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmerman,《激光压缩物质至超高密度》，Nature 239, 139 (1972)。[2]J. Lindl, RL. McCrory, EM. Campbell, 《惯性约束聚变中实现点火和燃烧传播的进展》，Phys. Today 45, 32 (1992)。[3]X. T. He, J. W. Li, Z. F. Fan, L. F. Wang, J. Liu, K. Lan, J. F. Wu, and W. H. Ye, 《惯性约束聚变的混合驱动非等压点火方案》，Phys. Plasmas 23, 082706 (2016)。[4]J. Zhang, W. M. Wang, X. H. Yang, D. Wu, Y. Y. Ma, J. L. Jiao, Z. Zhang, F. Y. Wu, X. H. Yuan, Y. T. Li, and J. Q. Zhu, 《惯性约束聚变双锥点火方案》，A Phil. Trans. R. Soc. A 13, 378 (2020)。[5]L. Q. Shan,H. B. Cai, W. S. Zhang, Q. Tang, F. Zhang, Z. F. Song, B. Bi, F. J. Ge, J. B. Chen, D. X. Liu, W. W. Wang, Z. H. Yang, W. Qi, C. Tian, Z. Q. Yuan, B. Zhang, L. Yang, J. L. Jiao, B. Cui, W. M. Zhou, L. F. Cao, C. T. Zhou, Y. Q. Gu, B. H. Zhang, S. P. Zhu, and X. T. He, 《间接驱动惯性约束聚变腔体中动力学效应的实验证据》，Phys. Rev. Lett. 120, 195001 (2018)。[6]L. B. Hopkins, N. Meezan, S. Le Pape, L. Divol, A. Mackinnon, D. Ho, M. Hohenberger, O. Jones, G. Kyrala, J. Milovich et al., 《近真空腔体中的首次高汇聚度低温内爆》，Phys. Rev. Lett. 114, 175001 (2015)。

[7]C. K. Birdsall, A. B. Langdon, 《通过计算机模拟研究等离子体物理学》，Taylor and Francis, 纽约, 2005。[8]D. P. Higginson, P. Amendt, N. Meezan, W. Riedel, H. G. Rinderknecht, S. C. Wilks, and G. Zimmerman, 《激光驱动等离子体相互贯穿、加热和卷吸的混合粒子网格模拟》，Phys. Plasmas 26, 112107 (2019)。[9]H. Xu, X. H. Yang, J. Liu, and M. Borghesi, 《通过高 Z 掺杂控制泡沫靶中的快电子传播》，Plasma Phys. Control. Fusion 61, 025010 (2019)。[10]C. Thoma, D. R. Welch, R. E. Clark, D. V. Rose, and I. E. Golovkin, 《金腔壁中激光等离子体相互作用和热电子产生的混合粒子网格模拟》，Phys. Plasmas 24, 062707 (2017)。[11]Hong-bo Cai, Xin-xin Yan, Pei-lin Yao, and Shao-ping Zhu, 《等离子体中冲击驱动流体力学不稳定性的混合流体-粒子模拟》，Matter Radiat. Extremes 6, 035901 (2021)。[12]A. E. Turrell, M. Sherlock, and S. J. Rose, 《简并等离子体的蒙特卡罗算法》，J. Comput. Phys. 249, 13 (2013)。[13]D. Wu, W. Yu, S. Fritzsche, and X. T. He, 《宏观简并等离子体的粒子网格模拟方法》，Phys. Rev. E 102, 033312 (2020)。[14] T. Takizuka, H. Abe, J. Comput.《采用粒子代码进行等离子体模拟的二元碰撞模型》，Phys. 25 205 (1977)。[15]K. Nanbu, S. Yonemura, 《基于累积散射角理论的库仑碰撞模拟加权粒子》，Journal of Computational Physics 145 639 (1998)。[16]Y. Sentoku, A. J. Kemp, 《极端密度和温度下粒子模拟的数值方法：加权粒子、相对论碰撞和约化电流》，Journal of Computational Physics 227, 6846 (2008)。[17] D. Wu, W. Yu, S. Fritzsche, and X. T. He, 《适用于固体密度等离子体模拟的高阶隐式粒子网格方法》，Phys. Rev. E 100, 013207 (2019)。[18]D. Wu, W. Yu, Y. T. Zhao, D. H. H. Hoffmann, S. Fritzsche, and X. T. He, 《固态材料中强质子束输运和能量沉积的粒子网格模拟》，Phys. Rev. E 100, 013208 (2019)。[19]Fuyuan Wu, Rafael Ramis, Zhenghong Li, Yanyun Chu, Jian-lun Yang, Zhen Wang, Shijiang Meng, Zhanchang Huang and Jiaming Ning, 《使用 MULTI 代码数值模拟 Z 箍缩等离子体与泡沫转换器的相互作用 (# 18353)》，聚变科学与技术, 72, 726 (2017)。[20]Bellei C, Amendt P A. 理想界面上的冲击诱导混合，Phys. Plasmas, 24, 040703 (2017)。[21]Amendt P, Bellei C, Ross J S, et al. 惯性约束聚变内爆中混合组分烧蚀体的离子分离效应，Phys. Rev. E, , 91, 023103 (2015)。[22] Rinderknecht H G, Rosenberg M J, Li C K, et al. 冲击驱动内爆中的离子热解耦与组分分离，Phys. Rev. Letters, 114, 025001 (2015)。[23] Hua R, Kim J, Sherlock M, et al. 通过双角度质子射线照相研究低密度氦气中马赫 6 激波前沿处自生磁场和电场，Physical Review Lett., 123, 215001 2019( )。[24]Zhe Zhang, Xiao-Hui Yuan, Yi-Hang Zhang, Hao Liu, Ke Fang, Cheng-Long Zhang, Zheng-Dong Liu, Xu Zhao, Quan-Li Dong, Gao-Yang Liu, Yu Dai, Hao-Chen Gu, Yu-Tong Li, Jian Zheng, Jia-Yong Zhong, Jie Zhang, 《圆锥内爆产生的高密度等离子体射流超音速碰撞中动能向内能的高效转化》，Acta Phys. Sin. 71, 155201 (2022)。