

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.04.08

粒子云网格方法在大尺度湍流磁重联研究中的应用和进展

朱伯靖^{1,2,3}, 林 隽^{1,2}

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650216; 2. 中国科学院 天文大科学研究中心, 北京 100012; 3. 南京大学 现代天文与天体物理教育部重点实验室, 南京 210000)

摘要: 作为汪景琇院士主持的中国科学院数学部“天体辐射磁流体力学”战略研究项目组成部分^[1], 从等离子体的动力学属性出发, 介绍了用于研究等离子体与周围磁场结构相互作用的粒子云网格方法, 及其在研究具有复杂等离子体和磁场结构的磁重联过程中的应用。这里提到的磁场与等离子体的复杂性包括变化的等离子体 β 值, 磁重联电流片中包含有多种尺度的结构, 以及这些结构之间的相互作用, 而且这些结构的尺度变化范围很大 (从 10^5 km 变化到 10^2 km)。进一步探讨了该方法在太阳物理领域, 特别是在太阳爆发磁重联过程方面的可能应用以及未来的发展; 并为项目研究中其他部分在数值方法^[2-5] 和太阳物理^[6, 7] 方面提供借鉴和补充。

关键词: 等离子体动力学属性; 粒子云网格方法; 玻尔兹曼方法; 大尺度湍流磁重联; 太阳耀斑及日冕物质抛射

中图分类号: P182 **文献标识码:** A

1 引 言

等离子体是一种包含多种带电粒子的多粒子系统^[8], 粒子种类的多样性及其之间的相互作用的复杂性, 使得对其研究十分困难, 需将理论分析、观测验证和数值实验相结合才能获取对其动力学机理的定量描述^[9-11]。磁重联是发生在等离子体中的磁场与磁场相互作用的磁流体动力学过程, 是太阳耀斑和日冕物质抛射 (CME) 等剧烈活动的主要能量转换和释放机理, 对它的全面而自洽的研究需要同时考虑太阳大气宏观大尺度等离子体的流体属性和微观

收稿日期: 2016-08-31; 修回日期: 2016-12-02

资助项目: 国家自然科学基金 (11273055, 11333007, U1631130); 中国科学院前沿科学重点研究计划项目 (QYZDJ-SSW-SLH012); 中国科学院“宇宙结构起源”B类先导专项 (XDB09040202); 973项目 (2013CB01503); 南京大学现代天文与天体物理教育部重点实验室开放基金; 国家自然科学基金—广东联合基金超级计算科学应用研究专项资助 (2015461, 2015462)

通讯作者: 林隽, jlin@ynao.ac.cn

局部尺度等离子体带电粒子的动力学属性^[12-18]。

磁化等离子体的各向异性和运动非线性特点,使得等离子体磁重联过程呈现出多尺度及众多过程相互作用的特征。这种特征使得磁重联过程不可避免地出现湍流状态^[19],包含随尺度变化的分形属性,即此时的磁重联区域(或电流片)具有分形状态和特征,且不同尺度间的分形行为定性上具有相同的分形指数^[20-24]。

磁重联导致了磁场拓扑结构发生改变,将磁能转化为等离子体的动能和热能,并加速等离子体中的部分带电粒子。在太阳爆发过程中形成的大尺度电流片内部包含了众多尺度不等的等离子体团,其宏观表现就是发生在这些不同尺度上的磁重联演化过程的集体效应的综合体现,是一个典型的湍流(或者混沌)过程。该过程从撕裂模不稳定性(tearing mode instability)的发生、电流片中第一个等离子体团(plasmoid)或是磁岛(magnetic island)的出现开始,随着时间的演化,电流片内部的磁重联由线性过程发展为非线性过程,由单级重联发展为多级重联,即由撕裂模不稳定性发展成为等离子体团不稳定性(Plasmoid instability)^[25]或者是电流片不稳定性(Current sheet instability)^[26-29]。

大尺度电流片内部包含的众多小尺度结构,使其中发生的磁重联过程呈现出比较特殊的湍流特征,使其具有足够快的速度来耗散周围的磁场,以保证太阳爆发能够顺利进行^[30]。在这个过程中,既有能量从大尺度结构向小尺度转移的正向级联,也有小尺度结构合并成大尺度结构的反向级联^[31-35],而 Bárta 等人的结果进一步证实这样的湍流磁重联过程还具有明显的分形属性^[35]。因此,定量研究电流片内的湍流以及相应的多尺度结构,对我们研究和了解磁重联过程中的能量转换及带电粒子加速的物理本质和细节具有重要意义。具体表现在如下几个方面:了解发生在相空间内的扩散效应—动量输运转移对粒子加速的影响,分析制约电流片中湍流磁重联速率的机制,确定湍流磁重联和分形属性的物理过程,认识宏观集体效应产生的机理,最终帮助我们进一步揭示太阳爆发过程(也包括天体物理领域其他领域内类似的爆发过程)中的磁场能量快速释放的物理特征和本质^[36-39]。

鉴于问题本身的复杂性和现有观测手段的限制,我们目前还无法对大尺度电流片内部精细结构的演化过程给出全面和系统的观测结果,也没有一个比较统一和完整的对其内部湍流现象或过程的理论描述,对具有不同尺度的湍流或分形结构的属性的定量研究则更少。目前比较流行的一种研究方法是利用从宏观到微观的决定论,通过求解磁流体动力学(MHD)方程进行研究;另一种则是基于微观到宏观的统计力学平均场方法,利用等离子体格子玻尔兹曼方程来对其进行探讨。前者体现为侧重于等离子体宏观大尺度流体属性的描述,而后者则体现为侧重于等离子体微观小尺度动力学属性描述^[40-42]。至于针对其内部多尺度级联过程中磁能快速释放、加热和加速等离子体以及带电粒子加速的湍流磁重联的研究工作则仍处于起步阶段,还需要我们不断改进和提高观测技术和数值实验的水平。

理论研究及观测技术的快速发展,客观上为通过数值实验研究大尺度湍流电流片中的精细演化过程、内部多尺度结构的物理本质与几何特征提供了机遇和条件。最近 10 年以来,以超算平台为代表的计算机硬件的迅猛发展为超大规模数值实验在硬件和软件方面提供了基本条件;而以统计力学为基础的粒子计算理论、算法和相关程序的发展,如粒子云网格方法(PIC)^[23, 35, 43-46]、格子玻尔兹曼方法(LBM)^[47-58]等,为超大规模数值实验的实现在理论基础

和计算方法方面提供了相应的支持。目前以粒子计算理论方法为基础的数值实验已逐渐成为定量研究磁重联问题的一个重要方法和手段^[44, 59-61], 最近 10 年内取得的开创性的成果为进一步深入了解大尺度分形湍流磁重联中电流片内部结构及演化打开了一个新的窗口^[43, 62-65]。同时, 计算方法与高性能计算相结合已成为此领域中的一个发展趋势^[23, 45, 46, 62, 66, 67]。

如图 1 所示, 在对太阳爆发过程及其相应磁结构的研究当中, 理论和观测均表明, 在典型爆发过程当中都有很长的电流片形成^[19]。这样的电流片往往对多种等离子体不稳定性导致的扰动是不稳定的, 特别是在具有高磁雷诺数 ($10^6 \sim 10^{12}$) 的日冕环境或其他天体物理环境 ($10^{12} \sim 10^{15}$) 中。其中最重要的不稳定性就是撕裂模不稳定性^[68]。作为一种长波不稳定性, 它只依赖于电流片中的电阻大小或是电流梯度, 而不依赖于电流片的其他特征, 因此, 它比其他的等离子体不稳定性更容易发展, 而且, 对加速磁场耗散的作用最为明显^[23, 31-35, 69-71]。

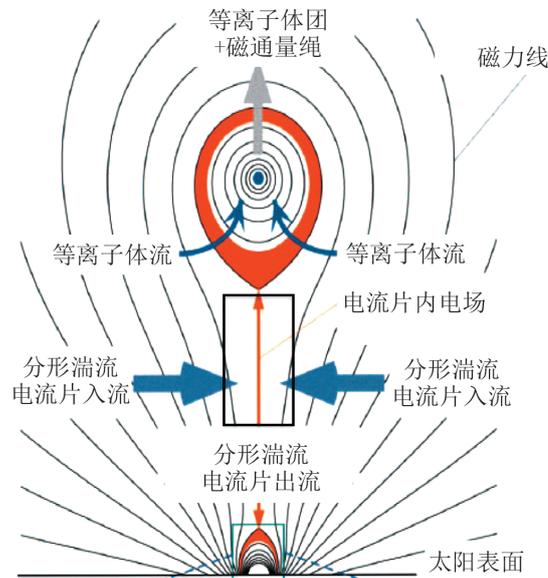


图 1 LIN-FORBES 标准爆发模型中的大尺度湍流电流片示意图^[19, 72-75]

撕裂模不稳定性发生后的最明显的观测后果就是, 电流片中出现成串的磁岛或是等离子体团, 以及电流片能够具有比经典磁重联理论所预期厚得多的厚度^[19]。观测表明, 在典型太阳爆发过程中形成并发展的电流片的厚度可以达到上万甚至是上十万千米^[72-74, 76-79], 并且包含了无数各种尺度的沿着电流片流动的等离子体团^[72-75, 80]。观测所发现的各种尺度的结构也都在一系列的磁重联 MHD 数值实验当中得到了证实^[23, 31-35, 81]。

但是, 对于电流片中的中小尺度精细结构的研究, 经典的 MHD 数值方法则无法应对。因为在这样的尺度上, 必须考虑带电粒子对电磁场的反作用, 而经典的 MHD 框架内不包含这部分作用。因此, 针对电流片中小尺度上的结构和过程的研究, 必须借助 PIC 方法^[82-85]。

PIC 方法的宗旨就是以一种自洽的方式考察磁化等离子体在演化过程中, 等离子体中的单个粒子的运动学和动力学特征, 以及在这个过程中电磁场的相应变化。在这个过程中, 不

但可以跟踪电磁场的变化,而且单个粒子也可以被标示和被跟踪;如果对这些单个粒子的特征、特性取平均值,我们就可以得到流体或是磁流体的效果。而流体或磁流体动力学考察的是众多单个粒子的集体效应或平均效应,标示和跟踪单个粒子是没有意义的。正是因为 PIC 方法针对的是单个粒子在流体和磁流体里面的特性,所以我们必须求解控制单个粒子特性的 Vlasov 方程及其附属方程才能够得知它们各自的行为。正如 MHD 方程组可以通过对 Vlasov 方程进行不同的加权平均而得到一样,对通过求解 Vlasov 方程得到的单个粒子的特性进行类似的加权平均,我们也可以得到对应的流体或是磁流体的相应特性。

经过近 20 年的发展, PIC 模拟已发展成为磁重联研究的重要数值方法^[82, 83, 86], Lu 等人应用 PIC 方法研究了磁重联及粒子加速问题^[84, 85], 并对磁重联过程中两个磁岛的形成及融合过程进行了定量分析^[86, 87]。Drake 等人用 PIC 方法详细研究了磁重联湍流及磁岛形成在电子加速过程中的作用^[88-91]。Zharkova 等人对利用 PIC 方法研究磁重联电流片湍流及磁岛演化进行的数值实验做了介绍,并针对电流片撕裂模不稳定性,研究了磁岛一端流粒子加速过程^[82]。

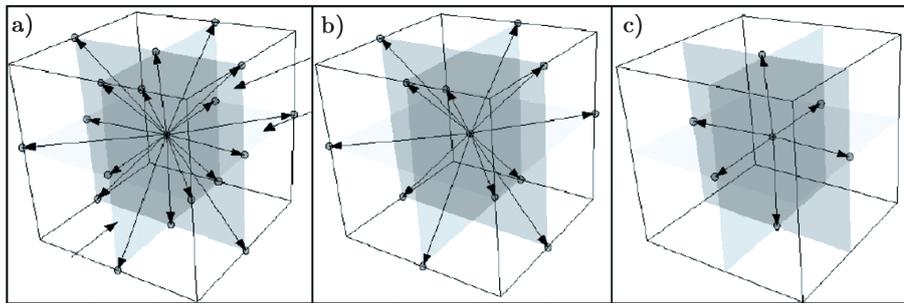
但是, PIC 方法计算量巨大,在数值实验过程中会受到计算机硬件水平的限制,往往无法根据需要对计算区域的大小和湍流的实际演化的时间长短进行选取,这成为摆在 PIC 学者面前的一个主要难题。国际上有代表性的磁重联的 PIC 模拟工作都是以超算平台为基础,将 PIC 方法与超算结合在一起进行研究和实验。这些工作包括: Karimabadi 等人在超算 Hopper (DOE/SC/LBNL/NERSC) 上开展的工作^[92-97], Daughton 等人在 Roadrunner 超算 (DOE/NNSA/LANL) 上开展的工作^[98-102], Pritchett 及其合作者在 Kraken 超算 (National Institute for Computational Sciences/University of Tennessee) 上开展的工作^[66, 67, 91, 103-105], 以及 Markidis 等人在超算 Lindgren (PDC Center for High Performance Computing KTH) 和超算 Pleiades (NASA/Ames Research Center/NAS) 上应用 IPIC3D 方法开展的工作^[106-110]。与传统的 MHD 数值实验方法相比,在太阳物理领域内的 PIC 算法研究还比较薄弱,从公开的文献报道来看,国际上尚无关于太阳爆发大尺度电流片中的磁重联 PIC 研究方面的系统的报道以及相关的开源软件可供借鉴、学习和使用。

现有 PIC 方法中的核心算法的设计思路及所依据的理论基础虽较传统 MHD 数值方法在小尺度方面的研究具有显著优势,但在进行多尺度湍流磁重联数值实验时存在计算效率低和计算资源消耗超过现有计算机硬件水平的问题,具体表现为:无法同时自洽地满足对微观小尺度精细结构的演化的描述和对宏观大尺度结构演化描述的需求。大尺度湍流电流片中的磁重联过程是一个从宏观大尺度到微观小尺度的连续过程,必须将其中的每个细节有机、自洽地联系起来。

从计算方法本身来讲^[82, 111-114], PIC 和其他基于统计力学意义上的以格子玻尔兹曼控制方程为基础的典型粒子物理算法(如 LBM)不同,它是经典流体动力学数值计算方法与统计力学流体数值计算方法的混杂体 (hybrid): 一方面,它使用统计力学粒子模拟方法的整体思路和框架(分布函数及超粒子);另一方面,在具体计算中它又沿习了传统流体动力学数值计算的思路,即在实际计算过程中,在网格格点 (Mesh grid, Lattice grid, Yee grid) 上定义电场参数,在网格单元 (Mesh cell) 上定义磁场参数,并通过蛙跳 (Leapfrog Algorithm, LF) 和

拉格朗日-欧拉坐标变换实现电磁场自洽模拟。PIC 在磁重联电流片中的等离子体不稳定性、等离子体粒子间无碰撞假设、磁拓扑结构在 X 点附近的物理状态和相应过程等方面的研究中, 存在我们在前一段当中提到的缺陷。最近 10 年来, 国内外 PIC 研究团队在湍流磁重联研究工作进展方面的有关报道对该缺陷也有所反映^[43-46, 59-63, 115-119]。因此从理论上完善现有传统粒子模拟 PIC 方法, 是解决以上问题的关键; 而如何处理好 PIC 方法中计算程序与超算平台之间的无缝结合、PIC 方法与统计力学粒子模拟其他方法(如 LBM)之间的完美结合的问题, 则构成了如何利用 PIC 方法更深入地研究多尺度磁重联过程的核心问题。

在应用统计力学 LBM 粒子模拟方法研究湍流磁重联方面, Matthaeus, Chen, Succi, Martinez 等人最早对如何利用 LBM 解决 MHD 问题建立了基本理论框架并进行了相应的严格数学推导和证明^[47-53]。Fogaccia 等人和 Hesse 等人应用 LBM 对三维等离子湍流问题进行了系统研究, 推导出了四维体心立方(FCHC)格子模型和适用于磁流体中的等离子体粒子的分布函数^[120, 121]。Breyiannis 和 Valougeorgis^[54]在已有的 LBM 工作基础上^[47-49, 55], 对磁流体湍流的分布函数进行了详细研究, 推导出 3DM7 格子模型下的磁流体粒子分布函数。Cheng 等人^[58]进一步推导出 D3Q27 格子模型用来描述电磁热力之间的耦合关系。Mendoza 和 Munoz 等人^[56, 57]对磁重联过程的分布函数做了进一步研究, 把电子和离子定义为两种不同的流体, 分别推导出 D3Q19 格子模型下的磁流体粒子分布函数; 同时, 他们还把磁场强度定义为“磁场流量”, 推导出电磁场在 D3Q13 和 D3Q7 格子模型下的磁流体粒子分布函数(见图 2)。这里, 格子模型一般以 DXQY 来代表: DX 代表 X 维, QY 代表计算中相应的超粒子有 Y 种可能的自由度。在真实空间和相空间中 X 最大值分别为 3 和 6, Y 的取值要根据具体情况来定。原则是提高精度的同时也要尽量保证计算效率。



注: a) 等离子体电子和离子流体 D3Q19 Lattice 格点示意图; b) 等离子体带电粒子(电子和离子)电场 D3Q13 Lattice 格点示意图; c) 等离子体带电粒子(电子和离子)与磁场相互作用中, 磁场 D3Q7 Lattice 格点示意图。

图 2 格子玻尔兹曼磁重联问题多流体模型 Lattice 格点示意图^[56, 57, 122]

这里需要特别说明的是: LBM 方法中将磁场强度作为“流体的流量(flow)”来处理, 这个“流量”的物理含义与通常描述的传统流体的流速类似, 在不可压缩的情况下, 流体的流速是无散的, 与磁场是无散的性质完全一致。作为一个物理量, 磁场在 LBM 的格点 DXQY 模型中可应用与真实粒子相同的框架来描述其在相空间中随时间的变化规律; 磁重联问题中的电场与等离子体之间的相互作用, 就被转化成等离子体中的电子流体和离子流体与“磁场

流体”间的相互作用，并以电场 D3Q13 格点为纽带，建立起电子和离子 D3Q19 格点与磁场 D3Q7 格点之间的定量关系，从而达到在统计力学的框架下，通过求解等离子体格子玻尔兹曼控制方程，对磁重联等离子体动力学问题进行完整和全面的描述^[56, 57, 122]。这些有关 LBM 在磁重联问题的数值实验中的基础工作，为现有 PIC 的方法与其他粒子算法相结合提供了理论研究的数学基础和数值计算的方法保障。

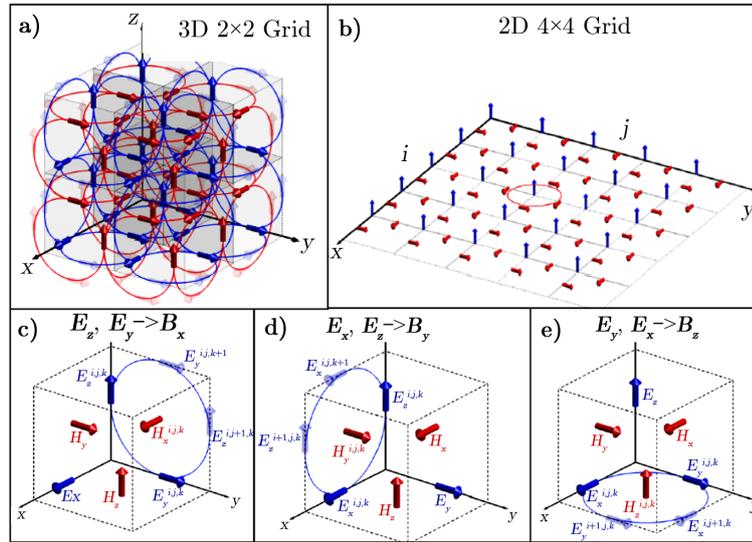
鉴于篇幅限制，本文中只侧重于现有经典 PIC 粒子模拟方法介绍，有关 LBM 等其他粒子算法的内容将单独成文，作为姊妹篇，在后续文章中给予介绍。我们将在下一章对 PIC 方法的有关内容做一简要介绍；第三章将讨论 PIC 方法在大尺度湍流磁重联研究中的应用和进展。现有经典 PIC 方法的理论框架基于玻尔兹曼方程(粒子描述)，而算法框架则基于磁流体动力学 MHD 方程(网格描述)，具有双重属性，与 MHD 数值方法中存在某种“部分类似”的技术(如自适应网格)，因此，在本文中对 PIC 成果的介绍方面也涉及到一些最新的 MHD 数值实验方面的工作^[35]；最后我们在第四章对本工作进行总结，并对将来的工作做一展望。

2 PIC 方法简介

在描述等离子体运动状态及其运动状态改变的实际物理问题方面，PIC 方法侧重于对等离子体动力学属性的描述，它在磁流体动力学小尺度精细结构的演化问题研究中具有显著优势。作为一个数值模拟的核心方法框架，PIC 方法同时考虑并包含了等离子体动力学特征和流体动力学特征的描述，因此需要同时求解等离子体两种属性所对应的格子玻尔兹曼控制方程及 MHD 控制方程。也就是说，粒子云网格方法依据的基本方程为弗拉索夫-麦克斯韦方程(Vlasov-Maxwell equation)和弗拉索夫-泊松方程(Vlasov-Poisson equation)，因而，从数值方法本身来看，该方法可同时描述等离子体的两种属性所对应的物理问题。PIC 数值方法的核心算法决定了该方法从数值算法本身可对大尺度(global macro temporal-spatial scale)等离子体问题进行研究；而 PIC 数值方法核心算法决定的计算资源需求很大，又决定了在现有计算机硬件水平下，该算法在小尺度(local micro temporal-spatial scale)等离子体问题研究中具有显著优势。在相应的数值算法中，小尺度动力学属性体现为对等离子体带电粒子的统计力学意义的超粒子(super particle)定义方面，而大尺度流体属性则体现为对等离子体带电粒子的单元(cell)使用方面^[60-63, 119, 123]。

PIC 方法把单位体积内真实带电粒子及其综合效应定义为超粒子或粒子云(super particle or particle in cloud)。我们假设超粒子满足简单粒子的所有属性(包括相互作用、速度、位置等)^[43, 59-61]，然后，利用超粒子在相空间及时间空间内的密度分布函数建立一个由单个带电粒子与超粒子之间的关系，以及超粒子与超粒子之间的关系对，最终实现格子玻尔兹曼方程的数值求解。在求解过程中，如图 3 所示，PIC 方法通过对整个研究区域进行网格剖分，借用传统有限单元法中的单元、节点、形函数、权函数等基本概念，建立起“单元(cell)”中粒子运动状态与改变运动状态的广义力(外加电磁场及带电粒子运动产生的耦合电磁场)之间的关系，应用传统流体有限差分法中使用的单元、格点、时间区域积分(FDTD)等基本概念，

建立单元中粒子密度 (质量密度和电流密度)、速度 (等离子体速度和电流强度) 等相空间和真实空间内描述运动状态的参数和电磁场之间的关系。有了这些关系, 在大尺度分形湍流磁重联电流片中, 等离子体单粒子运动及粒子集合运动, 均可被简化为一定密度网格下的“伪粒子” (pseudo-particle, 由一个或多个超粒子组成) 的运动及其集合运动^[44, 45, 62, 63, 123, 124], 这样就可以实现对单元中运动的等离子体粒子与电磁场之间相互作用的数学描述^[125-128]。



注: a) 三维 2×2 格点示意图; b) 二维 4×4 格点示意图; c—e) 单格点中电场和磁场参数在单元棱边、节点、单元面中心处离散分布示意图。

图 3 PIC 类方法中棱边、节点、单元面中心、单元体中心、格点示意图^[129, 130]

由此可以看出, 在 PIC 方法中, 粒子的运动状态由描述等离子体属性的两个方面的控制方程决定: 格子玻尔兹曼方程 (弗拉索夫方程) 和 MHD 方程 (泊松形式方程)。

2.1 分布函数与超粒子

PIC 方法对于分布函数的使用与完全基于统计力学理论的粒子模拟方法有一些区别, 使用分布函数的目的是借鉴统计力学思想, 为数值方法中定义和使用超粒子概念提供理论基础。对于大尺度湍流磁重联问题, 格子玻尔兹曼控制方程右侧的碰撞项所代表的粒子间的相互作用常常被忽略, 只考虑磁场与带电粒子间的相互作用。分布函数在简化后的格子玻尔兹曼方程—弗拉索夫方程中的作用只是给超粒子赋予一个合理的物理意义^[99, 131-134], 而超粒子是联系单个带电粒子与等离子体宏观集合效应的桥梁, 通过对超粒子的统计力学意义下的平均效应来实现对粒子的动力学属性的描述。超粒子之间的相互作用、超粒子与边界间的相互碰撞、超粒子与磁场相互作用构成了超粒子系统中的基本相互作用^[9, 135-137]。对磁重联问题, 每个单元通常包含 $2^7 \sim 2^8$ 个超粒子, 具体数目要根据实际问题的等离子体 β 值与其他背景场参数、计算资源多少、计算结果精度等进行调整。

对于一个由简单粒子组成的系统而言, 当它处于平衡状态或是接近平衡状态时, 其中的粒子数按速度的分布由给定温度 T 的麦克斯韦函数描述,

$$\frac{N_s}{V} f(v_{si}) = \frac{N_s}{V} \left(\frac{m_s}{2\pi\kappa T} \right)^{1/2} e^{-m_s v_{si}^2 / 2\kappa T}, \quad (1)$$

其中, N_s, v_{si}, m_s 代表所研究区域 V 内的第 s 型粒子的粒子数目, 第 s 种粒子速度的第 i 个分量, 第 s 种粒子的质量, κ, T 代表波尔兹曼常数和系统的温度。在这种情况下, 上述参数都与空间位置无关。

对于我们所感兴趣的问题, 即对于一个由超粒子组成的系统来说, 情况就会有些复杂。这时候整个大系统可能不处于平衡状态, 我们将其分成若干个小系统, 每一个小系统处于局部的平衡状态, 其温度为 T , 并对应公式 (1)。在 PIC 计算中, 使得每个小系统相当于计算网格的一个单元 (lattice grid), 在 3D 情况下, 这就是一个小立方体。整个大系统就相当于统计物理学当中的由无数小系统组成的系综。这样一来, 上述 V 就是这个小系统的体积, N_s 就是其中第 s 种粒子组成的超粒子的个数, v_{si} 是相应的超粒子的速度的第 i 个分量, m_s 是第 s 种超粒子的总质量, T 则是这个小系统的温度。一般说来, 这些参数也都是空间位置的函数。于是, 公式 (1) 即可被推广为:

$$\frac{N_s}{V} f(x_{si}, v_{si}) dx_{si} dv_{si} = \frac{N_s}{V} \left(\frac{m_s}{2\pi\kappa T} \right)^{1/2} e^{-m_s v_{si}^2 / 2\kappa T} dx_{si} dv_{si}. \quad (2)$$

式 (2) 为我们使用 PIC 方法进行磁流体动力学数值模拟提供了基本思路和方法, 也为其他粒子模拟方法推导分布函数提供了借鉴^[56, 57, 101, 138-140]。

2.2 拉格朗日和欧拉混杂坐标引入

在 PIC 方法中, 单元 (PIC-CELL) 的构建借鉴了有限单元法 (FEM) 和计算流体力学 (CFD) 的基本概念, 但是“单元”的物理内涵与 FEM 和 CFD 中的单元含义和使用方法不同。在 PIC 方法中, 通过对各个物理量在“单元”的真实空间和相空间中的节点、棱边、面中心、体中心上进行定义之后, 就可以建立电磁场与等离子体相互作用的定量描述^[141-145]。

一般说来, PIC 方法中对电磁场参数和超粒子参数的离散化处理方式不同, 也与经典 FEM, CFD 数值方法中的坐标选取有所不同, PIC 方法将经典流体力学中的拉格朗日坐标系和欧拉坐标系同时引入到真实空间和相空间单元上, 电磁场参数“固定”在欧拉坐标系中的棱边、节点和面中心处; 而描述超粒子的位置和运动状态参数则“固定”在拉格朗日坐标系内的单元体中心上。这样, 通过对超粒子与拉格朗日坐标系的绑定、单元与欧拉坐标系绑定, 就可以对超粒子的速度和位置随时间变化进行定量描述, 并实现对宏观磁流体运动状态及其变化的动力学过程的定量研究^[48, 146-148]。

20 世纪 90 年代, PIC 方法的网格划分还不能很好地满足湍流磁流体模拟的需求, 后来进行过一些实质性的改进^[9, 149-151]。现在应用的 PIC 方法, 已经非常接近完全基于格子玻尔兹曼-麦克斯韦方程的粒子模拟方法^[44, 45, 62, 63]。

在目前使用的 PIC 方法中, 将系统中带有电荷的超粒子电荷密度的超粒子数目设为 m , 将第 s 种超粒子设为 N_n^s ($s = 1 \sim m$), 这里每个超粒子内包含的单个带电粒子数目为 n , 于

是系统中第 s 种超粒子内包含的单个带电粒子总数为 $n \times m$ 。在计算前的这些准备工作中, 我们必须根据所研究区域大小、数密度分布及粒子类型, 合理定义 m 和 n , 就可以极大地优化计算过程, 节省计算资源。

我们进一步定义包括真实空间和相空间在内的广义空间中的网格密度为 k , 其中针对第 s 类粒子任一网格可表示为 N_s^ξ ($\xi = 1 \sim k$), 其内部包含 l 个单元, 每个单元可表示为 C_s^ζ ($\zeta = 1 \sim l$)。在做了以上定义之后, 超粒子 N_n^s 中 n 个带电量为 q 单粒子与超粒子 N_n^s 电荷密度 $\rho_{N_n^s}$ 之间关系可表示为:

$$\rho_{N_n^s} = \frac{nq}{V_s} S(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{ns}) \quad , \quad (3)$$

其中, V_s 是第 s 个超粒子所占据的体积, S 是插值离散算子。计算中可选用 $\delta(\vec{r} - \vec{r}_{ns})$ 函数, 任意相邻两单元 $C_l^\zeta, C_l^{\zeta+1}$ 上电荷密度可表示为:

$$\rho_{N_n^s}^\zeta = \frac{m_\zeta nq}{V_s} \delta(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{ns}^\zeta) \quad , \quad (4)$$

$$\rho_{N_n^s}^{\zeta+1} = \frac{m_{\zeta+1} nq}{V_s} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{ns}^{\zeta+1}) \quad , \quad (5)$$

其中, $m_\zeta, m_{\zeta+1}$ 分别为两单元 $C_l^\zeta, C_l^{\zeta+1}$ 中所包含的超粒子的数目。

定义任意时刻 t , 相空间内的某一类型 s , 超粒子的动量为 $p_s(v_i, x_i, t)$; 定义考虑超粒子间碰撞作用和自洽电磁作用的超粒子分布函数为 $f_s(t, x_i, p)$ 。分布函数表示的超粒子运动状态与产生这种运动状态改变的广义作用力之间关系可表示为:

$$\partial_t f_s + \frac{1}{\varepsilon_s} \mathbf{v}(p) \cdot \nabla_x f_s + \left[\frac{1}{\varepsilon_s} \mathbf{E}(t, x) + \alpha^2 \mathbf{v}(p) \times \mathbf{B}(t, x) \right] \cdot \nabla_p f_s = \frac{\theta}{\varepsilon_s^2} \nabla_p \cdot (\nabla_p f_s + \mathbf{v}(p) f_s) \quad , \quad (6)$$

$$\varepsilon_s = \frac{1/\alpha^2 - 1}{2} \left(1 + \frac{4|p|^2}{\alpha^2(1/\alpha^2 - 1)^2} - 1 \right) \quad , \quad (7)$$

$$v(p) = \frac{2}{1 - \alpha^2} \frac{p}{\left(1 + \frac{4|p|^2}{\alpha^2(1/\alpha^2 - 1)^2} - 1 \right)} \quad , \quad (8)$$

$$\alpha = \left(\frac{\lambda_D}{\omega_s c} \right)^2 \quad , \quad (9)$$

$$\theta = \frac{T \varepsilon_s^2}{\omega_s} \quad . \quad (10)$$

式 (7) 是等离子体格子玻尔兹曼控制方程的一种无量纲表达形式, 通常被称为 Vlasov-Maxwell-Fokker-Planck (VMFP) 方程。 $\varepsilon_s, \theta > 0, 0 < \alpha < 1$ 为与等离子体粒子类型 s 相关的无量纲参数。如忽略 $v(p)$ 与 p 区别, 即忽略任一时刻的超粒子相空间速度 $v(p)$ 与动量的区别 p , VMFP 方程可简化为以下表达形式:

$$\begin{aligned} \partial_t f_s + \frac{1}{\varepsilon_s} \mathbf{v}(p) \cdot \nabla_x f_s &+ \left[\frac{1}{\varepsilon_s} \mathbf{E}(t, x) + \alpha^2 \mathbf{v}(p) \times \mathbf{B}(t, x) \right] \cdot \nabla_{v(p)} f_s \\ &= \frac{\theta}{\varepsilon_s^2} \nabla_{v(p)} \cdot (\nabla_{v(p)} f_s + \mathbf{v}(p) f_s) \quad , \end{aligned} \quad (11)$$

再忽略任一时刻的超粒子相空间速度 $v(p)$ 与位置空间速度 $v_i(x_i, t)$ 区别, 则上述方程可进一步简化为如下表达形式:

$$\begin{aligned} \partial_t f_s + \frac{1}{\varepsilon_s} \mathbf{v} \cdot \nabla_x f_s + \frac{1}{\varepsilon_s m_s} [\mathbf{E}(t, x) + \alpha^2 \mathbf{v} \times \mathbf{B}(t, x)] \cdot \nabla_v f_s \\ = \frac{\theta}{\varepsilon_s^2} \nabla_v \cdot (\nabla_v f_s + \mathbf{v} f_s) \end{aligned} \quad (12)$$

式 (12) 就是以超粒子分布函数表示的弗拉索夫-麦克斯韦方程。如忽略超粒子间的相互碰撞, 该方程还可以简化为以下形式,

$$\partial_t f_s + \frac{1}{\varepsilon_s} \mathbf{v} \cdot \nabla_x f_s + \frac{1}{\varepsilon_s m_s} [\mathbf{E}(t, x) + \alpha^2 \mathbf{v} \times \mathbf{B}(t, x)] \cdot \nabla_v f_s = 0 \quad (13)$$

如图 4 所示, 进一步应用坐标变换 (拉格朗日坐标—欧拉坐标—拉格朗日坐标), 就可以实现超粒子 (运动及受力)—网格 (电磁场作用离散)—单元 (超粒子与磁场耦合)—超粒子 (运动状态及受力更新) 四个过程的转化, 并获取不同时刻、不同位置作用处的超粒子在真实空间和相空间中的运动状态, 从而计算超粒子运动速度 v 与 E 和 B 间的关系, 并对大量超粒子运动的宏观集合表现进行定量分析。PIC 实现这一过程最简单的方式就是“蛙跳” (leap-frog, LF) 式处理^[9, 125, 152, 153]。通过三次超粒子—拉格朗日坐标、网格单元—欧拉坐标、超粒子—拉格朗日坐标转换, 实现对超粒子运动状态随时间、空间演化的描述。

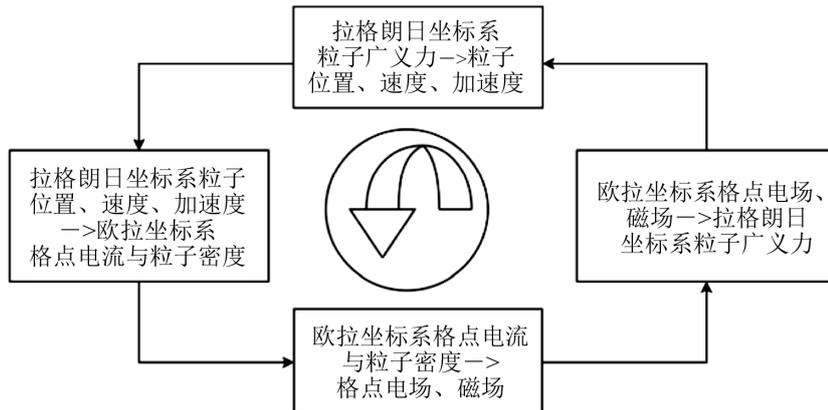


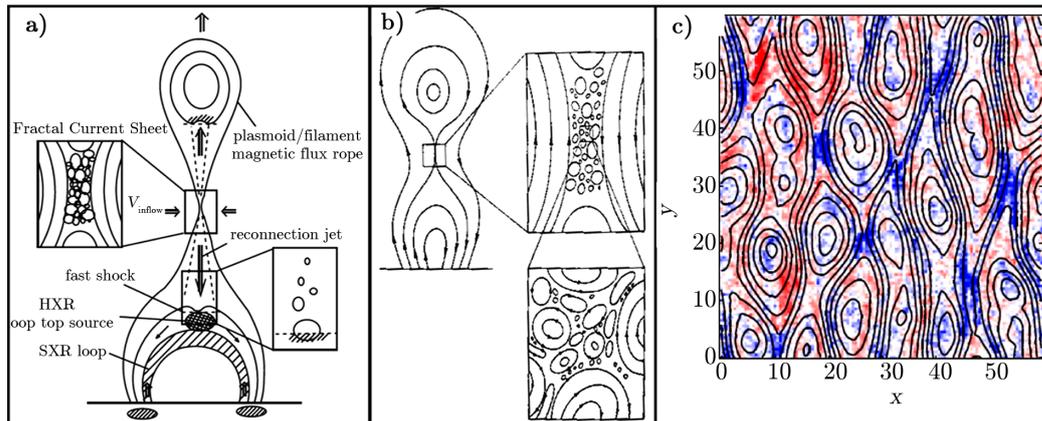
图 4 PIC 类方法中拉格朗日超粒子运动与欧拉坐标系格点电场、磁场转换关系示意图

鉴于篇幅限制, 这里就不再对现有经典 PIC 方法做进一步深入展开, 感兴趣的读者请阅读相关部分的文献。有关 LBM 等其他粒子算法的内容将单独成文, 作为姊妹篇, 在后续文章中给予介绍。

3 PIC 方法在大尺度湍流磁重联研究中的应用进展

研究已证实, 太阳爆发过程中的大尺度磁重联电流片是太阳大气两种属性共同作用的结

果^[19, 31-34, 72-74, 154, 155]。已有的观测和理论研究表明, 形成太阳爆发过程中的电流片中存在众多不同尺度的磁岛(或等离子体团)(如图 5 所示), 这些磁岛随尺度的分布满足近似相同的分形规律, 而相应的能谱分布呈 Kolmogorov 湍流分布规律^[11, 11, 13-15, 17, 156-158], 电流片中的宏观大尺度(10^5 km 量级)结构与中小尺度(10^2 km 量级)结构间存在密切的联系^[13, 20, 22]。而 Bárta 等人^[23, 35, 159]和 Ni 等人^[33]的结果进一步表明能谱明显偏离 Kolmogorov 谱, 从而有耗散发生的尺度在百千米量级, 远远大于经典理论所预期的分子和原子尺度。



注: a) 太阳大气分形湍流电流片^[17, 22]; b) 分形湍流电流片内部结构^[160]; c) 分形湍流电流片内部湍流结构^[161, 162]。

图 5 分形湍流电流片内部磁重联过程

Fujimoto 等人^[141-143, 163]利用改进后的 PIC 方法来研究宏观大尺度电流片中的湍流磁重联过程, 他们发现新方法可处理的电流片的最大厚度增加至千米量级, 最小几十米的量级。Daughton 等人^[102, 139, 164]关于无碰撞磁重联和扩散区反常电阻的研究结果也表明, 应用 PIC 方法研究大尺度磁重联是可行的。也就是说, 通过改进 PIC 方法, 对大尺度电流片中的湍流磁重联进行多尺度演化过程进行详细研究是可行的。在计算资源满足的前提下, 可对大尺度单一电流片内部众多小尺度电流片的湍流分形结构组成的等离子体团(Macro-, $10^5 \sim 10^4$ km; Micro-, $10^4 \sim 10^3$ km; Nano-, $10^3 \sim 10^2$ km; Pico-, 10^2 km)进行定量研究, 并探索其中的分形指数、湍流对带电粒子的加速及小尺度精细演化的集合效应对宏观大尺度演化的影响。

20 世纪 90 年代以来的空间观测(Yohkoh 1991—2001; SOHO 1995—; TRACE 1998—2010; Hinode 2006—; SDO 2010—)显示出日冕内部结构及其动力学过程的复杂程度要远超过我们以前的预测和想象, 太阳大气中充满了诸如纳耀斑、喷流、波动和激波等动力学过程。目前在一些大尺度的研究层面, 比如太阳爆发机制和大尺度电流片的形成等, 大家都有了基本的共识^[19, 74, 113, 165-167]。但大尺度电流片内各种不稳定性及湍流如何通过相应作用、级联等过程将磁场能量转化为其他形式的能量的细节还有待于深入研究。Parker^[155, 168, 169]、Priest 和 Forbes 等学者^[74, 113, 170-173]的研究成果倾向于日冕内部众多的微耀斑(Microrflares)、纳耀斑(Nanoflares)和皮耀斑(Picoflares)及其动力学过程是引起宏观大尺度效应的主要原因, 这

一结论还需要更深入的理论研究与观测结果来进一步证实和完善。

日冕中磁化等离子体的 β 值远小于 1, 和其他形式的力 (与能量) 相比较, 磁场力 (与磁能) 占绝对主导地位, 重力等其他形式的力 (与能量) 对等离子体的运动影响被忽略和不予考虑^[11, 166, 174, 175]。因此, 太阳大气中几乎所有活动都直接或间接地与磁重联有关, 换句话说, 磁重联直接或间接地决定了日冕等离子体的很多重要的动力学过程。

对于等离子体团诱发的磁重联, Tanuma 等人^[20, 21, 160, 176, 177] 研究了电流片在剪切不稳定性作用下发生的形变, 发现在磁重联进入完全非线性区时电流片会变得很薄; 当电流片厚度达到 Sweet-Parker 重联模式条件时, 电流片边缘与周围磁场相互“浸润”作用, 会使磁重联过程进入 Sweet-Parker 重联模式, 电流片长度不断增加; 并很快发生次级重联, 进入随尺度不断减小的级联磁重联阶段。二级撕裂不稳定性将会发生, 并使磁重联进入次级 Sweet-Parker 重联模式, 这种级联重联过程可以发展到很小尺度, 直至达到粒子惯性长度尺度才会停止。在这个级联过程中, 当电流片足够薄时, 会产生反常电阻, 磁重联满足 Petchek 的重联模型条件时, 磁重联将进入 Petchek 重联模式, 这与 Mei 等人^[34] 的结果一致: 在接近实际日冕环境的大尺度电流片中, 会有各种形式的磁重联模式出现。

Lazarian 等人^[157, 178-181] 和 Servidio 等人^[182-187] 的工作为研究大尺度湍流电流片提供了一些研究基础。他们的 PIC 数值模拟结果显示, 当电流片内磁场拓扑结构迅速进入非线性阶段, 大量伴随级联重联的不同尺度的湍流重联过程会发生, 并迅速大大提高重联率。伴随着湍流对带电粒子的加速过程, 磁能被迅速地转化为等离子体粒子的动能和热能, 电流片的边缘与入流磁场边界发生“浸润”, 使电流片厚度发生增厚过程^[46, 102, 113, 168, 170, 171, 188-192]。

从 20 世纪 90 年代至今, 对于大尺度分形湍流电流片问题进行了大量基于观测、数值模拟及理论模型的研究。研究者希望通过对已有磁重联理论模型不断改进, 从而使得理论模型及其数值实验结果可更好地与不断更新的太阳大气观测结果、激光磁重联实验结果相一致, 对于不同高度的内部磁场拓扑结构演化也有一些初步的研究成果。但鉴于太阳大气磁重联的复杂性, 以及 PIC 数值方法所基于的磁重联模型本身的不完备性, 研究结果不可避免地一定程度上仍存在较大局限性。这可以通过从最早的 Sweet-Parker 磁重联模型 (1957—), 到改进后的 Petchek 模型 (1964—), 再到等离子体团诱发磁重联 (Plasmoid-Induced-Reconnection) 模型 (1995—), 直至最新的分形湍流模型的磁重联模型 (1995—) 的不断改进中看出。

最近十几年来, 无论是理论还是观测研究都表明, 出现在太阳爆发过程中的磁重联电流片具有可观的长度和厚度^[19], 这对经典的磁重联理论和研究方法是一个巨大挑战, 因为经典磁重联理论都认为电流片的厚度都非常小, 往往只有质子回旋半径的大小, 在日冕当中, 这个尺度只有 100 m 量级。因此, 在大尺度电流片中, 磁重联是如何形成的、如何影响磁能转化效率的, 湍流的谱指数与湍流过程和性质关系如何等基本问题, 构成了 PIC 模拟最重要的几个困难, 解决这些困难则是回答大尺度电流片中磁重联过程的磁重联率、小尺度过程与大尺度结构的相互作用与转化、粒子加速等问题所必须的^[190, 193, 194]。

总而言之, 将 PIC 方法应用到对大尺度过程的研究方面的尝试才开始不久, 还有很多的困难需要克服。当然, 这也是一个非常广阔的领域, 具有很高的开发价值, 值得我们投入更多的资源和精力去挖掘和开拓。

4 总 结

通过对 PIC 和磁流体动力学数值算法、太阳大尺度分形湍流磁重联磁流体动力学物理问题的详细调研和系统介绍, 我们发现在现有计算资源的可模拟粒子数规模下^[195, 196], 利用磁流体动力学数值实验并结合 PIC 模拟, 可用以研究不同 β 值环境中的等离子体大尺度磁重联电流片内发生的磁重联过程及其后果。具体方法如下:

把 PIC 方法与 LBM 方法结合, 将 LBM 方法中的分布函数显式表达式代替现在常用的 PIC 方法中的分布函数, 依据现有 PIC 方法的框架构建并求解超粒子密度与电流密度方程, 在不增加计算资源使用情况下, 可大大提高对大尺度电流片中磁重联过程精细结构的研究和分析能力。也就是说, 在保持对磁重联精细结构 (尺度在 10^2 km 量级) 演化数值实验方面优势的同时, 还可对大尺度电流片 (厚度在 $10^4 \sim 10^5$ km 量级, 长度跨越大气不同高度 β 等离子体区域) 中的多尺度磁重联过程进行数值实验, 实现太阳爆发过程中磁重联问题的研究既能得到高分辨率的数值模拟结果, 又能考察相应过程的大尺度特征的两方面目标。

我们注意到, 把 DXQY Lattice 格点模型与 Yee 格点模型相结合, 应用描述磁场与带电粒子的相互作用的 Boris Pusher 和 FDTD 时间积分框架, 可以研究磁重联区和内流区当中的单个带电粒子的运动。在这个框架下, 应用 LBM 把磁场与等离子体当作是相互作用的多流体内流 (磁场看作一种特殊流体, 等离子体看作单独流体的处理方式), 来研究电流片内的等离子体及带电粒子的运动。这样就可以在现有的 PIC 方法基础上, 从理论及计算方法上突破经典 PIC 方法研究磁重联电流片厚度不能超过等离子体单粒子惯性长度的限制, 实现对大尺度电流片磁重联问题的深入研究。

致谢

感谢审稿专家宝贵、中肯和富有建设性的意见; 感谢编辑部老师在文章格式方面给予的帮助和指点; 感谢美国新汉布什尔大学 Forbes 博士在太阳大气大尺度分形湍流电流片方面、美国威斯康星大学 Lazarian 博士在湍流磁重联方面的帮助和指点。

参考文献:

- [1] 汪景琇, 袁峰, 陈鹏飞, 等. 天文学进展, 2016, 34: 365
- [2] 叶景, 沈呈彩, 倪蕾, 等. 天文学进展, 2016, 34: 532
- [3] 毛基荣, 王建成. 天文学进展, 2016, 34: 486
- [4] 余聪. 天文学进展, 2016, 34: 385
- [5] 部德福, 袁峰. 天文学进展, 2016, 34: 522
- [6] 李波. 天文学进展, 2016, 34: 415
- [7] 熊明, 李波. 天文学进展, 2016, 34: 425
- [8] Goldston R J, Rutherford P H. Introduction to Plasma Physics. London: IOP, 1995: 3
- [9] Birdsall C K, Langdon A B. Plasma Physics via Computer Simulation. 1991: 5
- [10] Jones F C, Ellison D C. SPACE SCI REV, 1991, 58: 259
- [11] Nishizuka N, Shibata K. PRL, 2013, 110: 051101
- [12] Haugbølle T, Frederiksen J T, Nordlund A. PoP, 2013, 20: 062904

- [13] Shibata K, Masuda S, Shimojo M, et al. *ApJ*, 1995, 451: L83
- [14] Tsuneta S, Hara H, Shimizu T, et al. *ASJ*, 1992, 44: L63
- [15] Masuda S, Kosugi T, Hara H, et al. *Nature*, 1994, 371: 495
- [16] Nishizuka N, Asai A, Takasaki H, et al. *ApJ*, 2009, 694: L74
- [17] Walter G, Eugene P. *Magnetic Reconnection Concepts and Applications*. NewYork: Springer, 2016: 3
- [18] Narita Y. *Plasma Turbulence in the Solar System*. NewYork: Springer, 2012: 3
- [19] Lin J, Murphy N A, Shen C, et al. *SPACE SCI REV*, 2015, 194: 237
- [20] Tanuma S, Yokoyama T, Kudoh T, et al. *ApJ*, 2001, 551: 312
- [21] Shibata K, Tanuma S. *EARTH PLANETS SPACE*, 2001, 53: 473
- [22] Shibata K, Takasao S. *Magnetic Reconnection*. New York: Springer, 2016: 427
- [23] Bárta M, Büchner J, Karlický M. *ADV SPACE RES*, 2010, 45: 10
- [24] Shay M A, Phan T D, Haggerty C C, et al. *GRL*, 2016, 43: 4145
- [25] Bhattacharjee A, Huang Y, Yang H, et al. *AGU*, 2009, 12: SM24B-07
- [26] Bhattacharjee A, Huang Y M, Yang H, et al. *PoP*, 2009, 16: 112102
- [27] Huntington C M, Fiuza F, Ross J S, et al. *Nature Phys*, 2015, 11: 173
- [28] Goncharov V N. *Dissertation*. Rochester, Univ. of Roches, 1998, 1175
- [29] Loureiro N F, Schekochihin A A, Cowley S C. *PoP*, 2007, 14: 100703
- [30] 方成. *天文学进展*, 1997, 15: 27
- [31] Shen C, Lin J, Murphy N A. *ApJ*, 2011, 737: 14
- [32] Shen C, Reeves K K, Raymond J C, et al. *ApJ*, 2013, 773: 110
- [33] Ni L, Lin J, Mei Z, et al. *ApJ*, 2015, 812: 92
- [34] Mei Z, Shen C, Wu N, et al. *MNRAS*, 2012, 425: 2824
- [35] Bárta M, Büchner J, Karlický M, et al. *ApJ*, 2011, 730: 47
- [36] Yuan F, Lin J, Wu K, et al. *MNRAS*, 2009, 395: 2183
- [37] Yuan F, Lin J, Wu K, et al. *ASP*, 2010, 427: 135
- [38] Meng, Y, Lin J, Yuan F. *RAA*, 2015, 15: 207
- [39] Meng Y, Lin J, Zhang L, et al. *ApJ*, 2014, 785: 62
- [40] Biskamp D. *Magnetohydrodynamic Turbulence*. London: Cambridge University Press, 2003: 214
- [41] Biskamp D. *PHYS REV E*, 1994, 50: 2702
- [42] Cargill P, Vlahos L, Peter L. *Turbulence in space plasmas*. NewYork: Springer, 2012: 59
- [43] Riquelme M A, Quataert E, Verscharen D. *ApJ*, 2015, 800: 27
- [44] Klimo O, Weber S, Tikhonchuk V T, et al. *PLASMA PHYS CONTR F*, 2010, 52: 055013
- [45] Spitkovsky A. *ApJS*. 2008, 682: L5
- [46] Karlický M, Nickeler D H, Bárta M. *ASTRON ASTROPHYS*, 2008, 486: 325
- [47] Matthaeus W H, Lamkin S L. *PHYS FLUIDS*, 1986, 29: 2513
- [48] Chen S, Chen H, Martinez D, et al. *PRL*, 1991, 67: 3776
- [49] Martínez D O, Chen S, Matthaeus W H. *PoP*, 1994, 1: 1850
- [50] Succi S, Vergassola M, Benzi R. *PHYS REV A*, 1991, 43: 4521
- [51] Dellar P J. *J COMPUT PHYS*, 2002, 179: 95
- [52] Vahala L, Vahala G, Yepez J. *PLA*, 2003, 306: 227
- [53] Flint C, Vahala G. *PLASMA PHYSICS*, 2016, 9: 224
- [54] Breyiannis G, Valougeorgis D. *COMPUT FLUID*, 2006, 35: 920
- [55] Tan M L, Qian Y H, Goldhirsch I, et al. *J STAT PHYS*, 1995, 81: 87
- [56] Mendoza M, Muñoz J D. *PHYS REV*, 2008, 77: 026713
- [57] Mohseni F, Mendoza M, Succi S, et al. *PHYS REV*, 2015, 92: 023309
- [58] Cheng H H, Qiao Y C, Liu C, et al. *APPL MATH MODEL*. 2012, 36: 5
- [59] Gonoskov A, Bastrakov S, Efimenko E, et al. *PHYS REV*, 2015, 92: 023305
- [60] Innocenti M E, Beck A, Ponweiser T, et al. *COMPUT PHYS COMMUN*, 2015, 189: 47
- [61] Xiao J, Liu J, Qin H, et al. *PoP*, 2013, 20: 102517

- [62] Saito S, Gary S P, Li H, et al. *PoP*, 2008, 15: 102305
- [63] Tskhakaya D, Matyash K, Schneider R, et al. *CONTRIB PLASM PHYS*, 2007, 47: 563
- [64] Markidis S, Lapenta G, Bettarini L, et al. *JGR*, 2011, 116: A00K16
- [65] Fletcher L, Cargill P J, Antiochos S K, et al. *SPACE SCI REV*, 2015, 186: 211
- [66] Pritchett P L. *PoP*, 2013, 20: 061204
- [67] Markidis S, Lapenta G. *AGU*, 2010, 12: SM31B-1874
- [68] Furth H P, Killeen J, Rosenbluth M N. *PHYS FLUIDS*, 1963, 6: 459
- [69] Strauss H R. *ApJ*, 1988, 326: 412
- [70] Strauss H R. *PRL*, 1986, 57: 2231
- [71] Bhattacharjee A, Yuan Y. *ApJ*, 1995, 449: 739
- [72] Lin J, Li J, Ko Y K, et al. *ApJ*, 2009, 693: 1666
- [73] Lin J, Cranmer S R, Farrugia C J. *JGR*, 2008, 113: A11107
- [74] Lin J, Li J, Forbes T G, et al. *ApJS*, 2007, 658: L123
- [75] Lin J, Ko Y K, Sui L, et al. *ApJ*, 2005, 622: 1251
- [76] Vrsnak B, Poletto G, Vujic E, et al. *ApJ*, 2009, 499: 905
- [77] Ciaravella A, Raymond J C. *ApJ*, 2008, 686: 1372
- [78] Ciaravella A, Webb D F, Giordano S, et al. *ApJ*, 2013, 766: 65
- [79] Ling A G, Webb D F, Burkepile J T, et al. *ApJ*, 2014, 784: 91
- [80] Ko Y K, Raymond J C, Lin J, et al. *ApJ*, 2003, 594: 1068
- [81] Riley P, Lionello R, Mikić Z, et al. *ApJ*, 2007, 655: 591
- [82] Zharkova V V, Arzner K, Benz A O, et al. *SPACE SCI REV*, 2011, 159: 357
- [83] Matsumoto Y, Amano T, Kato T N, et al. *Science*, 2015, 347: 974
- [84] Lu Q M, Fu X R, Wang S. *COSPAR*, 2006, 36: 358
- [85] Lu Q M, Guo F, Wang, S. *JGR*, 2006, 111: A04207
- [86] Yang Z, Huang C, Liu Y D, et al. *ApJS*, 2016, 225: 13
- [87] Wang H, Lu Q, Huang C, et al. *ApJ*. 2016, 821: 84
- [88] Drake J F, Swisdak M M. *AGU*, 2010, 12: SH33A-1813
- [89] Drake J, Swisdak M. *COSPAR*, 2010, 38: 3
- [90] Shay M A, Drake J F. *AGU*, 2009, 12: SM24B-01
- [91] Drake J F, Swisdak M, Fermo R. *ApJ*. 2013, 763: L5
- [92] Le A, Daughton W, Karimabadi H, Egedal J. *PoP*, 2016, 23: 032114
- [93] Roytershteyn V, Karimabadi H, Omelchenko Y, et al. *AGU*, 2015, 12: SH11E-2417
- [94] Roytershteyn V, Omelchenko Y, Karimabadi H. *APS*, 2015, 11: PP12.017
- [95] Karimabadi H, Roytershteyn V, Omelchenko Y, et al. *AGU*, 2014, 12: SM31E-4245
- [96] Karimabadi H, Roytershteyn V, Vu H X, et al. *PoP*, 2014, 21: 062308
- [97] Roberts D, Roytershteyn V, Karimabadi H, et al. *AGU*, 2013, 12: SH51C-2127
- [98] Gekelman W, De Haas T, Daughton W, et al. *PRL*, 2016, 116: 235101
- [99] Nakamura T K, Nakamura R, Narita Y, Baumjohann W, et al. *PoP*. 2016, 23: 052116
- [100] Ng J, Huang Y M, Hakim A, et al. *PoP*, 2015, 22: 112104
- [101] Nakamura T K, Daughton W, Karimabadi H, et al. *JGR*, 2013, 118: 5742
- [102] Daughton W, Roytershteyn V, Karimabadi H, et al. *Nature Phys*, 2011 7: 539
- [103] Pritchett P L. *JGR*, 2016, 121: 214
- [104] Pritchett P L, Mozer F S, Chang M T. *AGU*, 2008, 12: SM31A-1699
- [105] Goldman M V, Newman D L, Pritchett P. *GRL*. 2008, 35: L22109
- [106] Toth G, Gombosi T, Jia X, et al. *EGU*, 2016, 18: 2344
- [107] Markidis S, Peng B, Laure E. *AGU*, 2015, 12: SM51B-2566
- [108] Toth G, Daldorff L K, Jia X, et al. *AGU*, 2014, 12: SM23D-03
- [109] Daldorff L K, Tóth G, Gombosi T I, et al. *J COMPUT PHYS*, 2014, 268: 236
- [110] Deca J, Lapenta G, Marchand R, Markidis S. *PoP*, 2013, 20: 102902

- [111] Drake J F, Swisdak M, Che H, Shay M A. *Nautre*, 2006, 443: 553
- [112] Shay M A, Phan T D, Haggerty C C, et al. *GRL*, 2016, 43: 4145
- [113] Priest E R, Forbes T G. *ASTRON ASTROPHYS REV*, 2002,10: 313
- [114] Li T C, Drake J F, Swisdak M. *ApJ*, 2014, 793: 7
- [115] Saito S, Gary S P, Narita Y. *PoP*, 2010, 17: 122316
- [116] Vapirev A E, Lapenta G, Divin A, et al. *JGR*, 2013, 118: 1435
- [117] Bárta M, Karlický M, Büchner J. *CEAB*, 2009, 33: 299
- [118] Bárta M, Karlický M, Nickeler D. *ESPM*, 2008,12: 3.49
- [119] Karlicky M. *COSPAR*, 2008, 37: 1448
- [120] Fogaccia G, Benzi R, Romanelli F. *PHYS REV*, 1996, 54: 4384
- [121] Hesse M, Schindler K, Birn J, et al. *PoP*, 1999, 6: 1781
- [122] Succi S, Mendoza M, Mohseni F, et al. *EUR PHYS J-SPEC TOP*, 2014, 223(11): 2177
- [123] Vranic M, Martins J L, Fonseca R A, et al. *COMPUT PHYS COMMUN*, 2016, 204: 141
- [124] Vranic M, Martins J L, Vieira J, et al. *PLASMA PHYSICS*, 2013, 1306: 0766
- [125] Dawson J M. *REV MOD PHYS*, 1983, 55: 403
- [126] Hoshino M. *PRL*, 2012, 108: 135003
- [127] Markidis S, Lapenta G. *J COMPUT PHYS*, 2011, 230: 7037
- [128] Greengard L, Rokhlin V. *J COMPUT PHYS*, 1987, 73: 325
- [129] Yee K S. *IEEE*, 1966, 14: 302
- [130] Yee K S. *IEEE*, 1974, 21: 1006
- [131] Olshevsky V, Servidio S, Primavera L, et al. *EGU*, 2016, 18: 4016
- [132] Goldman M V, Newman D L, Andersson L, et al. *AGU*, 2011, 12: SM13A-2027
- [133] Nieter C, Cary J R. *J COMPUT PHYS*, 2004,196: 448
- [134] Mehrling T, Benedetti C, Schroeder C B, et al. *PLASMA PHYS CONTROL FUSION*. 2014, 56: 084012
- [135] Tokman M. *APS*, 2002, 11: UI1.002
- [136] Tokman M, Bellan P M. *ApJ*, 2002, 567: 1202
- [137] Lynch B J, Antiochos S K, DeVore C R, et al. *ApJ*, 2008, 683: 1192
- [138] Richard J. *APS*, 2005, 11: H37.015
- [139] Daughton W S, Nakamura T, Roytershteyn V, et al. *AGU*, 2013, 12: SM11C-05
- [140] Dellar P. *APS*, 2010, 3: P5.003
- [141] Fujimoto K, Sydora R D. *PRL*, 2012, 109: 265004
- [142] Fujimoto K. *J COMPUT PHYS*, 2011, 230: 8508
- [143] Fujimoto K, Sydora R D. *COMPUT PHYS COMMUN*, 2008, 178: 915
- [144] Zivanovic S S, Yee K S, Mei K K. *IEEE*, 1991, 39: 471
- [145] Yee K S. *IEEE*, 1991, 14: 302
- [146] Ladd A J C, Verberg R. *J STAT PHYS*, 2001, 104: 1191
- [147] Birdsall C K, Fuss D. *J COMPUT PHYS*, 1969, 3: 494
- [148] Brush S G, Sahlin H L, Teller E. *J COMPUT PHYS*, 1966, 45: 2102
- [149] Decker C D, Mori W B, Katsouleas T. *PHYS REV E*, 1994, 50: R3338
- [150] Vahedi V, Surendra M. *COMPUT PHYS COMMUN*, 1995, 87: 179
- [151] Honda M, MeyerterVehn J, Pukhov A. *PoP*, 2000, 7: 1302
- [152] Verboncoeur J P, Alves M V, Vahedi V, et al. *J COMPUT PHYS*, 1993, 104: 321
- [153] Xu X, Yu P, Martins S F, et al. *COMPUT PHYS COMMUN*, 2013, 184: 2503
- [154] Wenzel K P. *ASP*, 1994, 432
- [155] Parker E N. *ApJS*, 1963, 8: 177
- [156] Inglis A R, Ireland J, Dominique M. *ApJ*, 2015, 798: 108
- [157] Lazarian A, Eyink G L, Vishniac E T, et al. *Magnetic Reconnection in Astrophysical Environments*. Springer Berlin, 2015: 407
- [158] Matsumoto R, Tajima T, Chou W, et al. *ApJ*, 1998, 493: L43

- [159] Bárta M, Büchner J, Karlický M, et al. ApJ, 2015, 737: 24
- [160] Tanuma S, Yokoyama T, Kudoh T, et al. ASJ, 1999, 51: 161
- [161] Burgess D, Gingell P W, Matteini L. ApJ, 2016, 822: 38
- [162] Chen C H K, Matteini L, Schekochihin A A, et al. ApJs, 2016, 825: L26
- [163] Fujimoto K. Dissertation, Kyoto, Kyoto Univ, 2012, 67
- [164] Daughton W, Roytershteyn V, Albright B J, et al. PRL, 2009, 103: 065004
- [165] Sun J Q, Cheng X, Ding M D, et al. Nature Commu, 2015, 6: 7598
- [166] Shibata K, Magara T. LIVING REV SOL PHYS, 2011, 8: 6
- [167] Low B C. SOL PHYS, 1996, 167: 217
- [168] Parker E N. AIP, 2010, 1216: 3
- [169] Parker E N. SPACE SCI REV, 2009, 144: 15
- [170] Priest E. MHD Structures in Three-Dimensional Reconnection. Springer. Switzerland. 2016: 427
- [171] Priest E R. AIP, 2011, 1320: 3
- [172] Forbes T G. AAS, 2016, 47: 204
- [173] Forbes T G. Magnetic reconnection in solar flares. Springer. New York, 1991: 62
- [174] Takeshige S, Takasao S, Shibata K. ApJ, 2015, 807: 159
- [175] Shibata K. EGU, 2012, 14: 3226
- [176] Ji H, Yamada M, Prager S, et al. APS, 2011, 18: 111207
- [177] Comisso L, Grasso D, Waelbroeck F L. JPP, 2015, 81: 5
- [178] Alexander J B, Anthony R Y, Jonathan P E. ASTRON GEOPHYS, 2015, 56: 18
- [179] Lazarian A, Kowal G, Takamoto M, et al. Magnetic Reconnection. New York: Springer, 2016: 427
- [180] Lazarian A, Yan H. AIP, 2012, 1505: 101
- [181] Lazarian A, Vlahos L, Kowal G, et al. SPACE SCI REV, 2012, 173: 557
- [182] Servidio S, Dmitruk P, Greco A, et al. NONLINEAR PROC GEOPH, 2011, 18: 675
- [183] Servidio S. EGU, 2015, 17: 2288
- [184] Valentini F, Servidio S, Perrone D, et al. PoP, 2014, 21: 082307
- [185] Osman K T, Matthaeus W H, Gosling J T, et al. PRL, 2014, 112: 215002
- [186] Servidio S, Valentini F, Califano F, et al. PRL. 2012, 108: 045001
- [187] Zank G P, leRoux J A, Webb G M, et al. ApJ, 2014, 797: 28
- [188] Tajima T, Sakai J, Nakajima H, et al. ApJ, 1987, 321: 1031
- [189] Cassak P A, Shay M A, Drake J F. PRL, 2005, 95: 235002
- [190] Aschwanden M J. SPACE SCI REV, 2002, 101: 1
- [191] Ohki K. LECT NOTES PHYS, 1991, 387: 106
- [192] Tajima T, Sakai J I. IEEE, 1986, 14: 929
- [193] Miller J A, Cargill P J, Emslie A, et al. JGR, 1997, 102: 1
- [194] Yamada M, Kulsrud R, Ji H. REV MOD PHYS, 2010, 62: 603
- [195] Germaschewski K, Fox W, Abbott S, et al. J COMPUT PHYS, 2016, 38: 305
- [196] Ng J, Huang Y M, Hakim A, et al. PoP, 2015, 22: 11

Applications and Development in Particle-in-Cell Methods for Investigating Large-Scale Turbulent Magnetic Reconnection

ZHU Bo-jing^{1,2,3}, LIN Jun^{1,2}

(1. Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650216, China; 2. Center for

Astronomical Mega-Science, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 3. Key Laboratory of Modern Astronomy and Astrophysical, the Ministry of Education, Nanjing University, Nanjing 210000, China)

Abstract: The particle-in-cell (PIC) method, employed since the 1940s, has become one of the preferred tools since 1980s in Magnetohydrodynamics numerical simulation field. In this work, the history, fundamentals, recent advances and future challenges of PIC are introduced from the statistical mechanics and solar fractal turbulent magnetic reconnection aspect. The fractal turbulent current sheet (FTCS) structure as a source for both small-scale reconnections, leading to nano-flares and to large-scales one, leading to long-duration flares or giant arcades. It becomes now very attractive in solar flare and flare-like (e.g. CME) phenomena research as it can address many open issues in coronal heating and particle acceleration field. The large scale single FTCS involving multiple current sheets inevitably inherit the same size-and time-step problems, allowing us to simulate macro turbulent and particle acceleration in only a very small region. PIC, a full kinetic approach, is suitable to exploring the turbulent dynamic mechanism and multiple turbulent fractal properties. But the narrowness of the simulation region still imposes strong limitations on the number of particles being accelerated in PIC simulations.

In the paper, the improved PIC algorithm is given through combined Yee Grid and Lattice Grid in Boris pusher and finite-difference time-domain (FDTD) framework, and relatively hybrid PIC and Lattice Boltzmann (HPIC-LBM) numerical simulation approach is established. In HPIC-LBM, the super-particle is re-defined to permit simulating high particle density of β plasmoid (photosphere, chromosphere and corona), the simulation regime up to size compatible with observations; The distribution function is re-defined to extend the computing region well beyond the null point, to explore the effect on the acceleration of different magnitudes of the transverse magnetic field, to investigate self-consistently include the electric and magnetic fields induced by the acceleration particles, to analyze the electric and magnetic field induced by the particles acceleration as well as background field in the whole computation region. All these new features of HPIC-LBM will make the PIC based virtual test of large scale FTMR can be done on Tianhe series supercomputer platform.

Key words: kinetic theory; particle in cell method; lattice Boltzmann method; large scale fractal turbulent magnetic reconnection; solar flare and CME