

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.04.10

高能天体物理中关于小尺度无序磁场的 若干物理过程

毛基荣^{1,2,3}, 王建成^{1,2,3}

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院 天文大科学研究中心, 北京 100012; 3. 中国科学院 天体结构与演化重点实验室, 昆明 650011)

摘要: 小尺度无序磁场普遍存在于高能天体的爆发过程中。在明确了小尺度的物理条件后, 详细描述了近年来国际高能天体物理研究领域中和小尺度无序磁场相关的湍流、激波、等离子体不稳定性及磁重联等前沿问题, 并相应介绍与小尺度无序磁场相关的粒子加速和辐射过程的最新进展。介绍的内容主要是基于流体或磁流体计算机数值实验得到的结果, 对部分计算程序也做了简单介绍。最后, 提出在这一领域开展研究工作的一些建议。

关键词: 高能天体物理; 等离子体不稳定性; 磁场; 磁重联; 湍流

中图分类号: P142.6 **文献标识码:** A

1 引言

在高能天体物理的诸多研究领域, 磁场常被简化为大尺度的偶极场。而事实上, 真实的磁场结构往往是小尺度的无序磁场。例如, 在高能天体物理领域广泛存在的高能爆发过程中, 所涉及的磁场就可能是小尺度的无序磁场。高能过程可以由具有复杂结构的磁场能量所驱动, 也可通过辐射所产生。本文所讨论的辐射是非热辐射。

在某一特征尺度下, 首先需要考虑的基本问题是: 使用流体过程还是使用粒子过程来处理相应的物理问题。单流体在大尺度情况下的流体或磁流体 (MHD) 过程是完全适用的。如果物理过程处于高温等离子体状态, 电子温度和离子温度不一致, 那么, 无碰撞磁流体过程则需要考虑。对于等离子体中不同粒子, 如果它们温度相同, 或热运动速度相同, 并且有充

收稿日期: 2016-08-25; 修回日期: 2016-12-05

资助项目: 国家自然科学基金 (11133006, 11163006, 11173054, 11673062, 11661161010); 中国科学院先导 B 专项 (XDB09000000); 中国科学院引进海外杰出人才 (百人计划 A 类) 项目; 中国科学院重点部署项目 (KJZD-EW-M06); 云南省第六批引进海外高层次人才项目

通讯作者: 毛基荣, jirongmao@mail.ynao.ac.cn

分的库伦碰撞, 那么, 它们可以作为单流体或整体等离子体团处理。如果不同粒子之间温度不同, 或热运动速度不同, 而且没有库伦碰撞, 那么它们只能作为多流体或不同的等离子体团处理。这是碰撞和无碰撞两种等离子体的区别。如果在这一基础上考虑激波过程, 无碰撞激波指激波波前和波后之间的区域小于粒子碰撞平均自由程。如果尺度在离子的拉莫半径以下, 动理学 (kinetic) 耗散过程则需要考虑, 这一过程直至电子的拉莫半径为止。如图 1 所示, 目前较为明确的物理结论是: 尺度大于离子半径时的物理过程由磁流体阿尔芬动力学过程描述, 而尺度小于离子拉莫半径时的物理过程由动理学过程描述, 动理学阿尔芬波对于动理学过程起决定作用^[1]。电子朗道阻尼将阻止动力学过程进入小于电子拉莫半径的区域。介于离子和电子尺度之间的湍动物理过程可以使用 Kolmogorov 谱或类似能谱结构, 等离子体湍动过程在这一尺度是存在的, 它可由动力学阿尔芬波或哨声波构成^[2]。

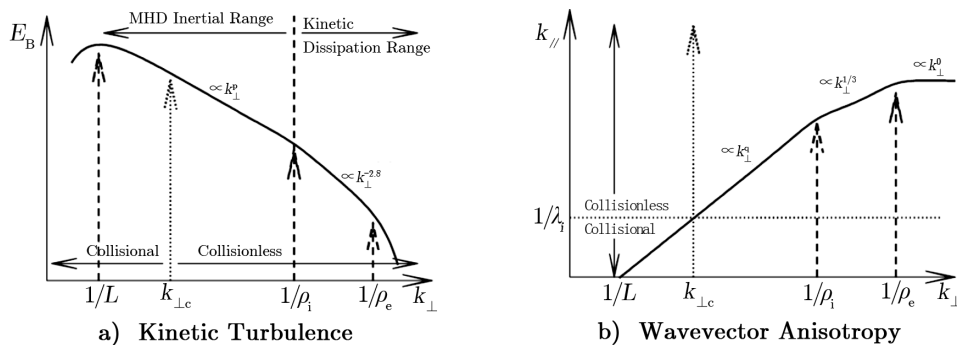


图 1 以动理学湍动为例表示各种线性尺度下的物理适用范围^[2]

在提出具体天体物理问题之前, 需要对这一问题进一步说明。在无碰撞等离子体的情况下, 物理过程原则上需要动理学而不是磁流体描述。但是, 阿尔芬波只有在离子回旋半径的尺度上才会被抑制。因此, 大于离子回旋尺度的等离子体物理过程也可以用 MHD 和相关的湍动来描述, 这被称为动理学的 MHD。阿尔芬波在大于电子回旋半径尺度上有明显耗散, 这一过程应当用电子磁流体 (electron MHD) 来描述。在大尺度偶极磁场主导下的动理学 MHD 和电子 MHD 的物理性质能够较好地理解^[3]。但是, 迄今为止, 在没有外部大尺度偶极磁场作用时, 和小尺度湍动相关的小尺度无序磁场的物理过程需要进一步研究。此外, 我们注意到, 即使在 MHD 主导的尺度内, 湍动能谱在趋于小尺度时也显示出比 Kolmogorov 能谱更陡的能谱特性, 这意味着, 在 MHD 主导的和 kinetic 主导的湍动过程之间, 还有更多的物理性质需要进一步探索^[4-6]。

只要所研究对象的尺度大于磁流体扩散尺度, 即使它小于流体粘滞尺度, 我们依然可以用流体湍动来描述其中的物理过程。在大于磁扩散尺度而小于湍动尺度的范围之内, 流体具有的多重结构 (folded structure) 和过程相互嵌套、相互作用, 使得具有湍流性质的磁场演化过程呈现出非常丰富的结构类型。这保证了小尺度磁场可以由流体小尺度湍动元所产生, 并且多重结构在三维的情况下不会被磁扩散作用所驱散, 而二维多重结构可能由于磁扩散作用而瓦解^[8]。值得提出的是, 和大尺度的各向异性 (anisotropic) 的 MHD 不同, 我们需要考虑

的则是各向同性的 (isotropic) 的 MHD。在小尺度各向同性 MHD 中, 很多具体物理过程需要重新考虑。例如最基本的问题: 各向同性 MHD 是否可以产生阿尔芬波? 本文将侧重调研在动理学尺度上的磁流体的能量耗散、粒子加速和辐射过程, 以及这一物理问题在当前高能天体物理领域中的应用, 特别是, 这一应用已经呈现出在 高能天体爆发研究领域 中作为主流模型的态势, 需要我们密切关注并开展相关工作。

本文中所涉及的相关工作是采用流体或磁流体数值模拟的方法进行的。相对于天文观测和物理实验, 也可以将基于计算机大型计算的包括数值模拟在内的方法通称为数值实验^[7]。

本文第二章简单说明小尺度磁场物理研究对 RMHD 的需求, 并列举若干相关的前沿问题; 第三章详细介绍国际上相关研究内容和动向, 这些重要的内容包括: 湍动产生磁场的可能性、小尺度发电机 (small scale dynamo)、无碰撞磁重联过程、等离子体不稳定性、等离子体波动和湍动、流体处理方法和无碰撞激波, 这些内容在物理过程上又相互联系, 形成一个不可分割的整体; 第四章特别提出我们针对相对论电子在小尺度无序磁场辐射的一些工作; 第五章描述了国内在这一领域的研究现状和我们的发展策略; 第六章是数值模拟相关程序的介绍; 第七章进行讨论和总结。

2 小尺度磁场相关物理研究对 RMHD 的需求

MHD 以麦克斯韦方程和流体动力学方程来描述导电流体或等离子体在磁场中的物理过程。这一物理过程常常伴随着流体或等离子体的辐射, 也包括流体或等离子体对光子的吸收或散射, 我们将包括辐射和对光子吸收或散射的 MHD 过程称为辐射流体力学 (RMHD)。RMHD 成为研究具有高能爆发现象的主要理论工具之一。同时, 尺度大于离子拉莫半径的物理过程也可使用 RMHD 进行研究。对于无碰撞等离子体 (collisionless plasma), 通常也可采用双流体模型研究所涉及的物理过程。最后, 动理学方法虽然不是流体方法, 但习惯上人们将动理学研究领域也列入 RMHD 中。因此, 本文的 RMHD 包括 RMHD 和动理学两类。

针对小尺度无序磁场以及所关联的物理研究方向, 我们初步列出如下几个方面的问题: (1) 是否可以采用 kinetic MHD 或 electron MHD 进行小尺度磁场的研究^[9]? 首要的问题是, 对应于具体的高能天体, 是否可以明确其适用的尺度和物理条件? (2) 小尺度发电机是如何产生小尺度磁场并和大尺度湍动和磁场相关联^[10]? (3) 高能天体爆发现象往往和磁重联过程特别是无碰撞磁重联过程相关^[11-13], 是否存在有效解释喷流和吸积内部的小尺度磁场的磁重联过程? (4) 相对论电子可能在小于电子回旋半径的磁场中产生辐射^[14], 而电子辐射需要的加速过程, 是激波加速、湍动加速还是通过磁重联过程的加速? (5) 相对论激波扫过介质后, 湍动将有效地产生或增强磁场^[15]。但是, 这一适用尺度大于离子回旋半径。类似的物理过程是否也适用于小尺度情况? (6) 是否存在小尺度磁场诱导的各种不稳定性导致的爆发现象^[16]?

当前全局 MHD 的磁流体数值模拟分辨率难以描述小尺度的物理性质, 而可以刻画流体精细结构的粒子 particle-in-cell (PIC) 数值模拟又仅局限于临近激波附近的局域区域而无法构建全局性质。因此, 在研究高能爆发现象中的小尺度磁场问题时, 尽管对具体研究问题所

采用的方法有所不同, 但需要解析理论、数值计算、MHD 模拟和 PIC 模拟互相参考, 协同进行。

3 国际上相关研究内容和动向

3.1 湍动的尺度、初步的数值尝试和最新进展

湍动尺度可以定量计算并进行数值模拟。由湍动导致的磁场的尺度由 MHD 湍动数值模拟得到^[17], 这一尺度最小为能量注入尺度的 0.15 倍。在这一尺度下, Cho 和 Lazzarian (2009) 进一步进行了电子 MHD 湍动数值模拟^[18]。值得注意的是, 这是 MHD 各向异性的情况。各向同性 MHD 的情况被忽略了^[19]。

如果由小尺度发电机形成磁场, 那么, 作为和小尺度发电机相关的湍动, 在低磁普朗特数 ($P_m = R_m/R_e$) 的情况下, 使用流体模拟程序 Pencil code, 磁场可以有效得到^[9]。

如果在尺度电流片中倾向于形成等离子粒团链 (plasmoid-chain)^[20], 而大尺度电流片往往和 Sweet-Parker 磁重联过程相关, 那么, 在电流片形成等离子粒团之后, 可能形成快速磁重联。同时, MHD 过程有可能向小尺度无碰撞动力学过程进行转化^[21]。这是使用解析模型提出的撕裂模不稳定性诱发的磁重联。需要说明, 近年在这一领域讨论的撕裂模不稳定性更强调非线性撕裂模不稳定性。

在此, 我们注意到一个没有湍动物理介入的特例。Squire 等人 (2016) 使用一维动理学 MHD 模拟的结果没有在弱磁场无碰撞等离子体中产生阿尔芬波^[22]。

以上的初步结果是在 MHD 框架下进行的。最近的 PIC 数值模拟研究表明, 等离子体中磁场的形成的确和尺度相关。如果系统尺度和离子趋肤深度可以相比, 那么磁场由 Biermann 效应 (发电机) 产生, 当系统尺度远大于离子趋肤深度时, Weibel 不稳定性使得磁场产生, 也可得到小于电子拉莫半径的磁场能谱^[23, 24]。这一结论和 Schekochihin 等人 (2009) 的解析研究^[3]结果相符合。

3.2 小尺度发电机和磁场形成

本文讨论的是小尺度发电机问题^[25]。一般认为, 湍动处于最小尺度的发电机增长最快^[9], 这一增长将抑制大尺度磁场的产生或增长。但是, 最近的研究表明, 大尺度磁场可能由小尺度发电机产生, 所采用的这一方法被称为直接数值模拟 (direct numerical simulation)^[26, 27]。Karak 和 Brandenburg (2016) 使用 Pencil code 程序以太阳物理中的小尺度活动为例说明^[28], 如果仅有大尺度发电机作用于系统, 来源于大尺度磁场的小尺度磁场会和大尺度磁场的活动周期相关。如果大尺度和小尺度发电机都作用于系统, 小尺度磁场来源于小尺度发电机和大尺度磁场。在这一情况下, 如果大尺度磁场弱于湍动, 小尺度磁场和大尺度磁场的活动周期无关; 如果大尺度磁场强于湍动, 小尺度磁场和大尺度磁场周期活动反相关。

3.3 磁重联过程

磁重联是在 MHD 中常见的物理过程, 无碰撞磁重联电流片内区的物理过程较为复杂, 也会和动理学相关^[29]。磁重联涉及到众多的高能天体现象^[30], 所涉及的天体包括脉冲星系

统^[31]、伽玛暴和耀变体^[32]以及微类星体^[33]。这一问题逐渐成为当前高能天体物理研究领域的热点和前沿问题。因此，在本文中特别列出并加以详细说明。鉴于等离子体不稳定性与撕裂模不稳定性是诱发磁重联的原因，我们将这一部分内容作为特殊的等离子体不稳定性加以描述，其它的等离子体不稳定性及相关线索在其余章节提出。

3.3.1 相对论和非相对论性磁重联

相对论磁重联在动力学 PIC 数值模拟情况下被证实，最近的例子是由洛斯阿莫斯研究组所给出的工作^[34]。但是，这一研究工作没有考虑辐射的影响。而后，这一研究组用 PIC 数值模拟得到非相对论磁重联基于局域物理过程得到的数值为 0.3 的全局磁重联率^[35]。

3.3.2 等离子体不稳定性与撕裂模不稳定性

首先，等级逐次等离子体不稳定性可能隐含由 MHD-scale 磁重联过渡到小尺度动力学磁重联 (例如 Ni 等人 (2015) 的数值模拟所提到的可能性^[6])。通常，撕裂模不稳定性是实现快速磁重联的途径之一。撕裂模不稳定性形成磁岛的最小尺度可以达到离子拉莫半径，并实现快速 Sweet-Parker 磁重联。尽管在三维情况下撕裂模不稳定性会受到 kink 不稳定性的抑制影响，但是，东京大学地球和行星研究组 MHD 数值模拟证实三维情况下磁重联的确可由撕裂模不稳定性产生^[36]。另外，如图 2 所示，Guo 等人 (2015) 得到的三维 PIC 数值模拟磁流管和撕裂模不稳定性演化图像，同时，伴随磁重联过程有湍流产生^[37]。

Sironi 等人 (2016) 使用大尺度 2.5 维 PIC 数值模拟得到磁重联次级等离子体粒团结构，这一结构不再和初始条件有关，仅依赖于磁流体本身的性质。模拟结果也再现了等离子体粒团的并合。由于这一模拟尺度相比其他 PIC 模拟尺度而言大了一个量级，其模拟结果得到了等离子体粒团的增长率和演化性质。等离子体粒团的线性尺度约为 5 倍拉莫半径，最大的等离子体粒团约为 0.2 倍的系统总尺度。等离子体粒团增长结束后，被磁力线张力加速至计算区域边缘^[39]。

3.3.3 湍动的影响

小尺度湍动可能激发磁重联。如果深入到小尺度区域，最新的 PIC 数值模拟表明，在磁重联过程中^[40]，85% 的能量转化为粒子能量^[41]。在湍动等离子体中，磁能耗散深至电子拉莫半径，同时，小尺度电子涨落被激发^[42]。

PIC 湍动和 MHD 湍动的研究结果相比较，以 MHD 湍动的 PLUTO 流体程序和 VPIC 动力学程序为例证明，总能量和湍动能都很相似，惯性区的能谱也很相似^[43]。这样，似乎可以认为，小尺度区域的湍动性质是和大尺度区域的湍动性质类似的。但是，这一结论需要进一步证明并明确其物理条件。PIC 湍动和 MHD 湍动的不同之处也需要进一步研究。

3.3.4 粒子加速

高能天体物理中的粒子加速机制一般包括激波加速 (一阶费米加速) 和湍动加速 (二阶费米加速)。在本文中，我们并不重点讨论这两种熟知的加速过程，而是特别针对无碰撞磁重联过程介绍粒子加速研究领域的最新进展。

非相对论磁重联费米加速被数值模拟所证实^[44]。一般而言，在非相对论情况下，电流片厚度为电子趋肤深度时，大尺度电流片有撕裂模不稳定性转化为相互连接的磁岛。电子在磁岛中，由于电场曲率漂移，发生一阶费米加速，40% 的磁能转化为等离子体的动能，电子能

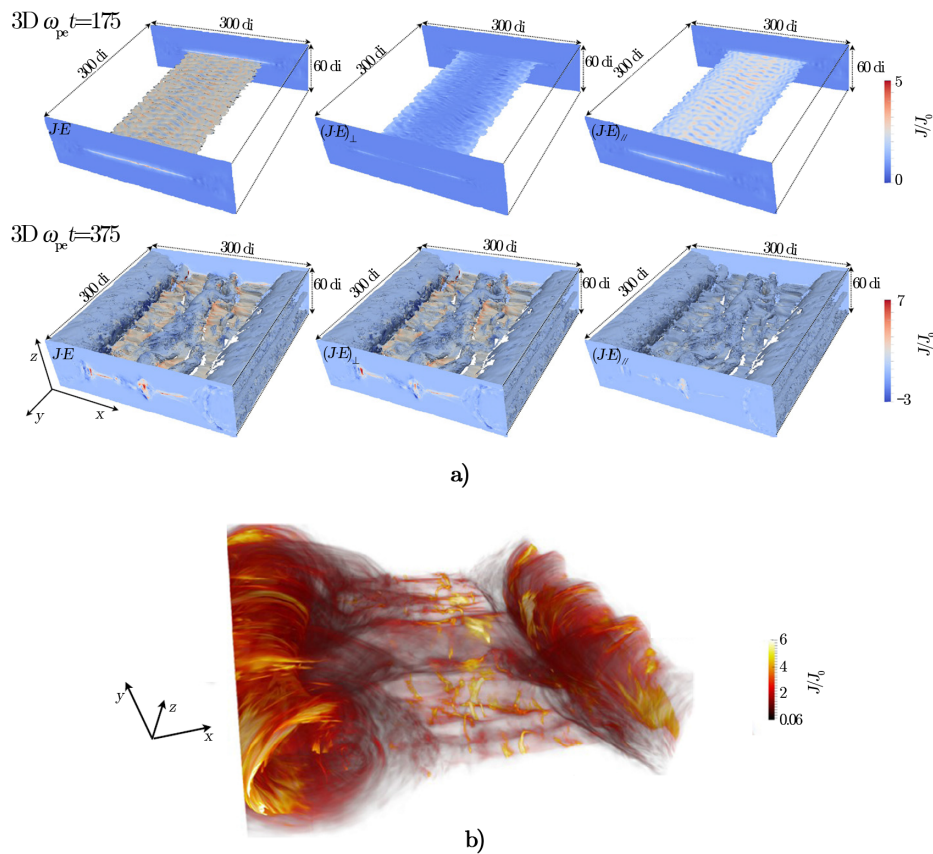


图 2 三维 PIC 数值模拟磁流管和撕裂模不稳定性演化图像和模拟伴随磁重联过程所产生的湍流^[37]

谱谱指数近似为 1。在相对论磁重联情况下, 非常类似的, 电子在磁岛中的一阶费米加速得到了电子能谱为 1.35^[45]。

对于由等离子体团主导的相对论磁重联, 等离子体团会有并合过程发生, 粒子加速过程主要发生在磁化的 X-points 上和等离子体团的并合区, 电子能谱为 1.6^[46], 这一结果由科罗拉多大学的 Zeltron PIC 程序运算得到。

Zenitani 和 Nagai(2016) 仔细研究了无碰撞磁重联在电流片内区的粒子运动情况, 二维 PIC 数值模拟得到了电子外流区内的 figure-eight-shaped orbit、电子外流侧面的 noncrossing regular orbit、noncrossing Speiser orbit 和电子的 nongyrotropy 特征。如图 3 所示。这样, 磁重联粒子运动问题非常复杂^[47]。

Guo 等人 (2014)^[45] 得到的结果没有考虑辐射的影响, 而 Cerutti 等人 (2013)^[46] 研究并提出了辐射过程的重要性。在考虑了辐射损失以后, 粒子能谱显然更为真实, 但是其物理过程也更为复杂。

3.3.5 辐射的作用

天体物理的观测主要来源于天体的辐射。对于各种理论的检验也必须通过对天体辐射的

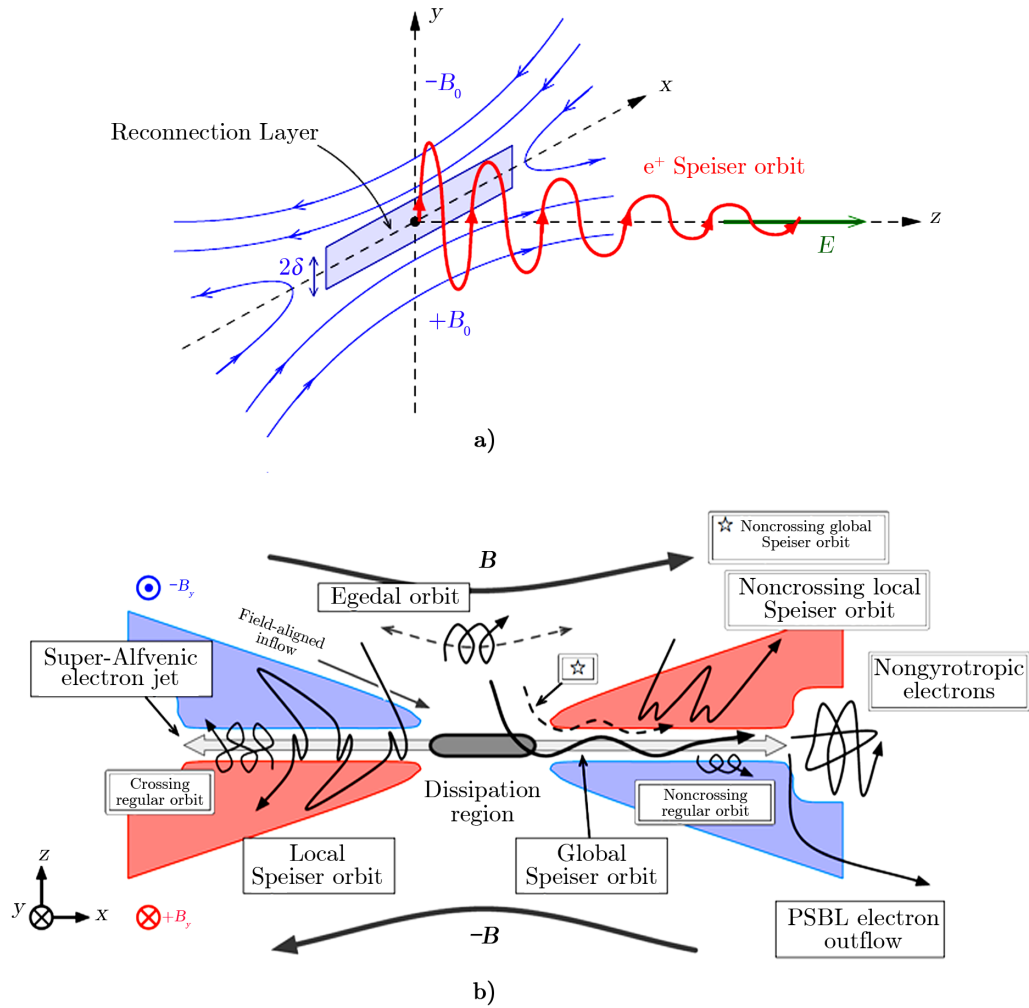


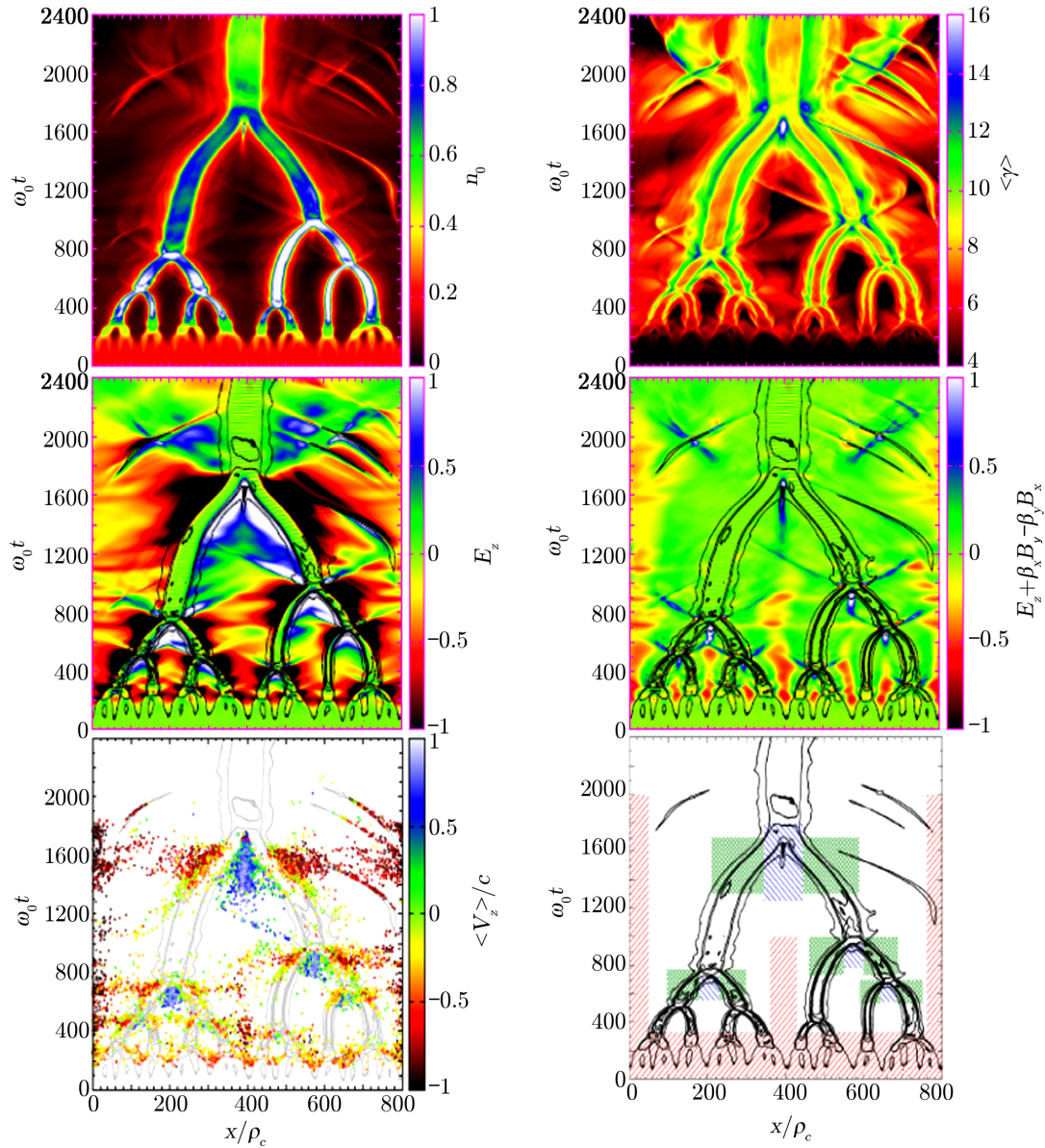
图 3 a) 磁重联粒子加速示意图^[46]; b) 无碰撞磁重联粒子动力学和轨道^[47]

观测进行。辐射是电子或离子冷却的主要途径。MHD 或等离子体理论必须考虑辐射过程，相对应地，粒子加速和辐射过程也应当结合考虑。

最近, Uzdensky (2015) 对磁重联过程中的各种辐射和粒子加速过程进行解析并总结^[30]。Uzdensky 和 McKinney (2011) 较早提出磁重联过程中的光学薄辐射过程, 研究结果表明, 辐射冷却在没有导向磁场 (guide field) 的情况下对磁重联有显著影响^[48]。Cerutti 等人 (2014) 进行了三维相对论 PIC 小尺度等离子体磁重联过程, 并给出了辐射谱和电子加速能谱。在没有导向磁场的情况下, 扭折不稳定性抑制撕裂模不稳定性, 加热粒子, 但破坏粒子加速。如果存在导向磁场, 扭折不稳定性不能阻碍撕裂模不稳定性, 粒子加速很有效。这里的辐射过程是指同步加速辐射^[49]。

考虑了辐射过程的相对论磁重联粒子加速, Nalewajko 等人 (2015) 进行了等离子体团主

导的研究, 发现等离子粒团有明显的并合过程, 如图 4 所示, 在 X-points 和并合等离子粒团区域是粒子加速区, 相应区域的电子加速能谱也可给出, 其幂率谱指数为 $1.6^{[38]}$ 。在考虑了辐射的影响后, Werner 等人 (2016) 进一步利用 PIC 模拟得到了磁重联粒子能谱分布, 发现其参数和磁场强度、辐射尺度以及拉莫半径有关^[50]。



注: 由撕裂模不稳定性得到的等离子粒团并合为较大的结构, 在 X-points 和并合区是粒子加速区。

图 4 等离子粒团的并合过程^[38]

我们强调, 考虑了辐射过程的 PIC 数值模拟并不仅仅只局限于磁重联粒子加速的研究。

利用二维 PIC 数值模拟程序 Zeltron, Yuan 等人 (2016) 给出小尺度加速下粒子加速和辐射的结果^[51]。在电流片撕裂后, 形成等离子粒团并合。在这一动力学过程中, 粒子首先被加速形成粒子能谱分布的峰型, 而后, 由于湍动, 粒子在动量空间中扩散形成能谱分布中的幂律谱型。更为重要的是, Yuan 等人 (2016) 进一步给出了辐射的演化和偏振的演化, 如图 5 所示。辐射和偏振的持续时标很短, 大约为 $0.01 L/c$, 因此我们看到很多脉冲型辐射。这些带有脉冲峰值的辐射特征仅出现于演化早期, 即第一次电流片碎裂之前, 高频辐射显然有更多的脉冲形状。而脉冲峰值的辐射区域大小为 $10\sim 20 R_L$ (拉莫半径)。

3.3.6 自发 (spontaneous) 磁重联

这里的自发磁重联区别于撕裂模不稳定性诱发的磁重联。作为一个例子, 三维自发磁重联 MHD 数值模拟和 MHD 波的研究表明, 绝大多数磁能通过磁重联转化为内能, 在这一过程中只有 0.1% 的磁能转化为动能^[52, 53]。但是, 我们注意到, 这 0.1% 的能量转化对动能产生起到了关键作用。当然, 我们认为, 自发磁重联也完全可以是无碰撞磁重联。

3.4 等离子体不稳定性产生磁场、等离子体湍动以及双流体

除了通过小尺度发电机可以产生小尺度磁场以外, 等离子体不稳定性也可产生磁场。

Alves 等人 (2015) 在解析模型和 PIC 数值模拟中得到的结果表明, 相对论剪切流在进入冷气体时产生了电子拉莫半径尺度的开尔文-亥姆霍兹不稳定性并形成小尺度磁场, 这些小尺度电子密度团块所产生的微观结构类似于宏观的瑞利-泰勒不稳定性结构^[54], 如图 6 所示。

在等离子体不稳定性中讨论较多的是 Weibel 不稳定性。但 Weibel 不稳定性的具体形成过程和它与周围介质的进一步相互作用都不清楚。可能存在这样一种情况, 相对论激波和周围介质中的粒子相互作用时, 电子会被反射形成电子 filaments, 由 Weibel 不稳定性产生的磁场被放大达到饱和。磁场和重的离子相互作用, 离子参与不稳定性。在这一电磁场的作用下, 动量在喷流和介质中转移。激波特别是反向激波将可能形成。电子在这一过程中形成漂移速度并被加热得到能量, 形成特别是在反向激波后的电子加速, 这些细节是三维 PIC 数值模拟的结果^[55]。

等离子体动理学湍动是 MHD 和动理学中重要的研究问题。同样基于尺度的原因选择采用 MHD 或动理学方法。Servidio 等人 (2015) 进行了 hybrid (即离子为动理学处理而电子为流体处理) 的弗拉索夫-麦克斯韦方程的二维数值模拟, 得出小尺度电子密度的图像, 通过弗拉索夫湍流产生了磁重联过程^[56]。尽管得到的磁重联率较小, 但这可能是动理学数值模拟的分辨率较低所引起的。此外, 在等离子体中湍动过程, 由于不同位置的群速度使波前弯曲, 形成所谓的位相混合 (phase-mixing), 最后出现动理学阿尔芬波^[57]。在以上这些工作中, 数值模拟分别采用 Hall-MHD 和 Vlasov-Maxwell 方程描述具体物理过程, 程序由意大利 Calabria 大学研究组编写。

朗道阻尼是研究小尺度等离子体时, 波和粒子相互作用中经常讨论的现象。最近的研究表明, 在低 beta (电子质量/离子质量) 情况下, 比较等离子体湍动的二维和三维数值模拟发现, 二维情况下的朗道阻尼更加迅速, 使得等离子体得到波动能量而加热^[58]。

此外, 需要说明的是, 等离子体湍动的有效性还表现在, 由动理学等离子体湍动所驱动,

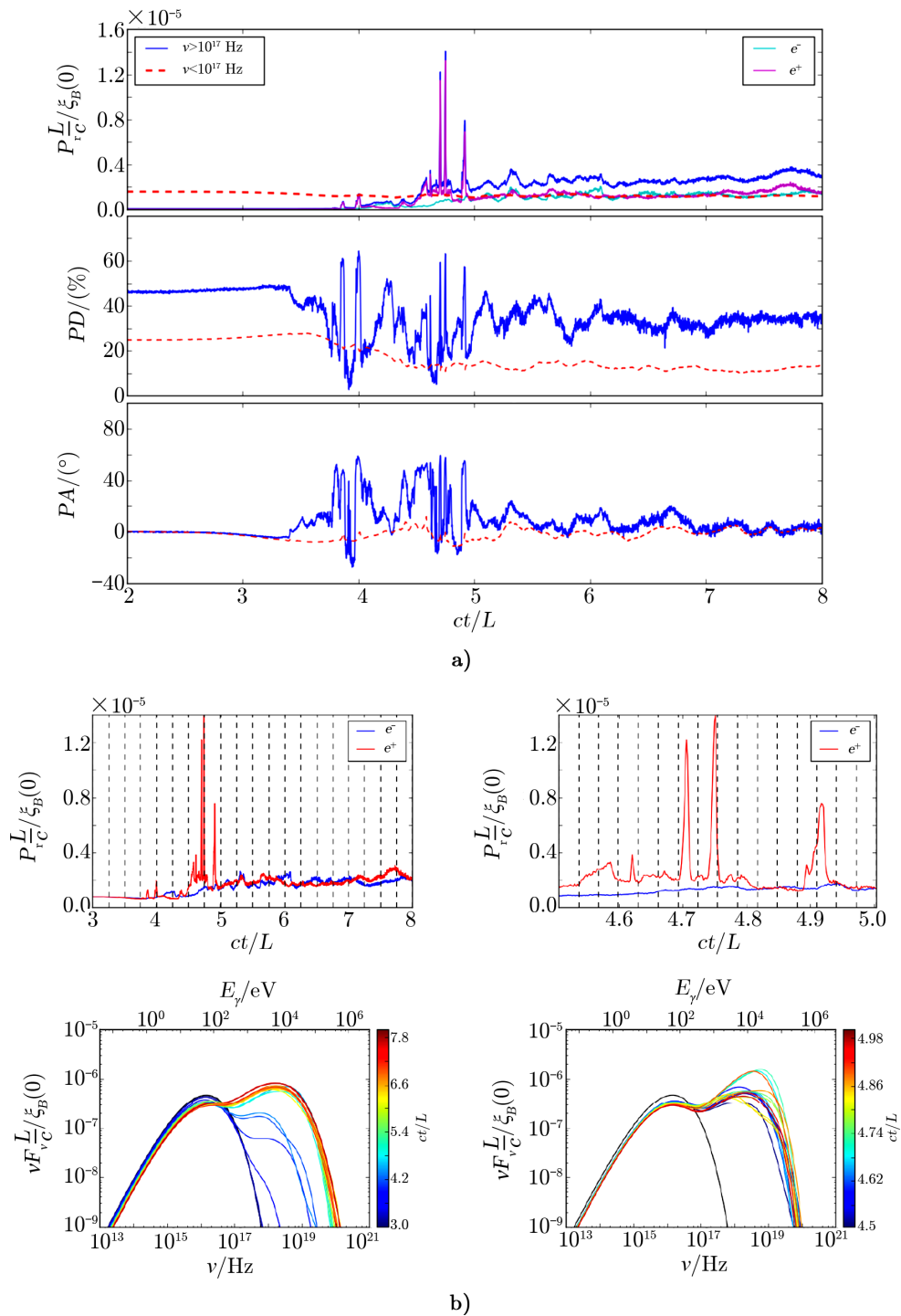


图 5 a) 根据 Yuan 等人 (2016) 的计算得到的瞬时辐射光变和偏振^[51]; b) 在 Yuan 等人 (2016) 对数值模拟时间平均以后得到的可与观测比较的光变曲线和能谱

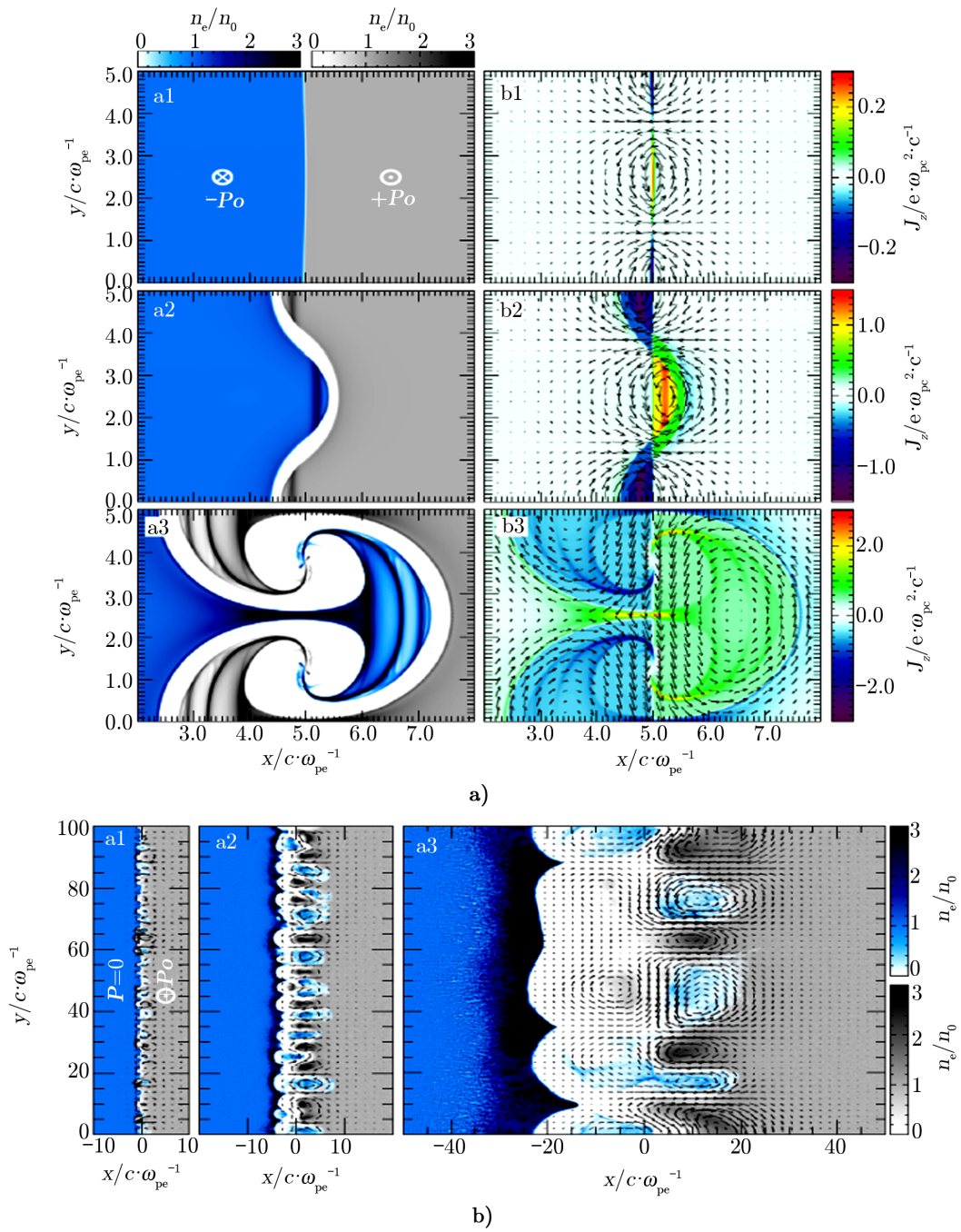


图 6 数值模拟出现的小尺度瑞利-泰勒不稳定性结构和 small 尺度相对论正负电子对剪切流的演化^[55]

可以形成电子拉莫半径尺度的电流片。这一过程已经采用 AstroGK code 的 PIC 数值模拟所证实^[59], 如图 7 所示。

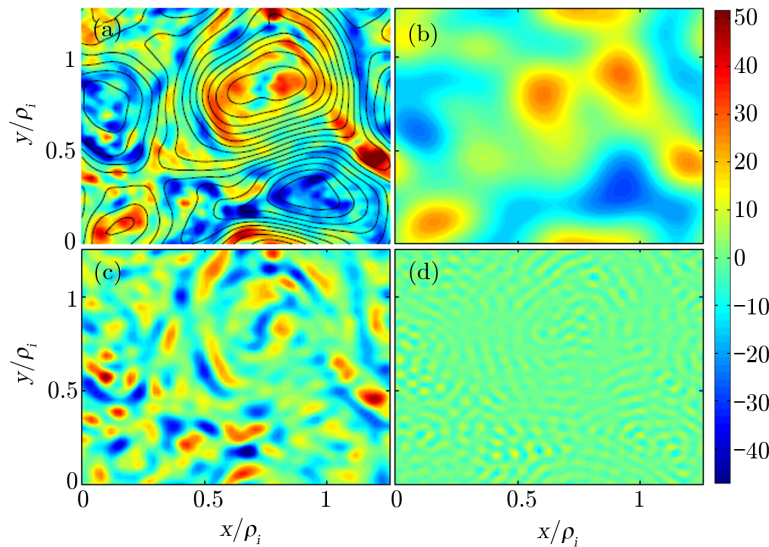


图 7 等离子体湍动的小尺度电流密度演化^[59]

尽管使用传统的单流体 MHD 方法不能研究无碰撞等离子体的微观物理性质, 但是, 将等离子体看作多流体的相互作用是可行的。最近, Barkov 等人 (2014) 进行了相对论双流体数值模拟程序 (JANUS) 的计算, 设置电流片的厚度相当于电子趋肤深度^[60]。使用这一程序, Barkov 和 Komissarov (2016) 得到相对论撕裂模不稳定性 and 漂移扭折 (drift kink) 不稳定性。另外, 在电子和正电子的流体中, 发现有激波形成^[61]。

3.5 无碰撞激波过程

正负电子对或离子对形成的 Weibel 不稳定性往往成为无碰撞激波的传播中介。在正负电子对情况下, Weibel 不稳定性引发磁场生成并达到饱和, 饱和尺度在电子拉莫半径处, 激波将被激发。激波形成时间是磁场达到饱和时间的 2 倍^[62]。对于离子对的情况, Stockem Novo 等人 (2015) 利用二维 PIC 数值模拟给出类似结果^[63], 如图 8 所示。这里也将涉及粒子加速过程。以最近的洛斯阿莫斯实验室获得的弗拉索夫-麦克斯韦数值模拟结果为例, 粒子加速过程确实存在于 Weibel 不稳定性区域, 并和磁场形成有关^[64]。在上述过程中, 电子无法进行完整的螺旋运动, 而其运动主要是由湍流形成的散射主导。这样, 原则上讲, 我们不能采用同步加速辐射机制来处理上述物理问题。

尽管无碰撞激波中的正负电子对各向异性分布可以产生 Weibel 不稳定性, 但磁场产生以后在激波波前迅速衰减, 这样, 无法有效产生粒子加速^[65]。Garasev 和 Derishev (2016) 利用二维 PIC 数值模拟 (EPOCH 程序由 Arber 等人 2015 年给出) 并加入磁场湍动和粒子持续注入, 使得磁场衰减减缓^[66]。但是, 在这一工作中, 粒子持续注入没有给出具体物理原因。

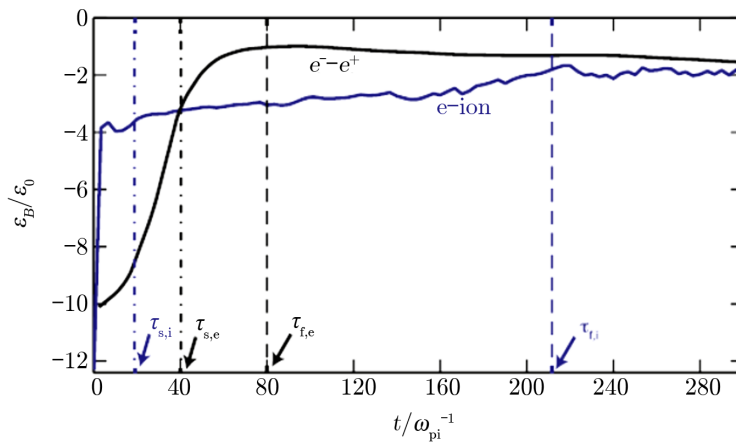


图 8 Weibel 不稳定性导致小尺度无序磁场生成^[63]

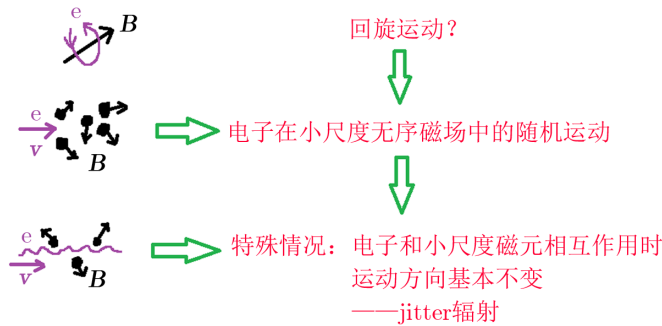


图 9 相对论电子与小尺度无序磁场相互作用并产生辐射的示意图

4 相对论电子在小尺度无序磁场中的辐射过程

小尺度无序磁场可能由于等离子体 Weibel 不稳定性或是动理学湍动而产生。我们认为，小尺度无序磁场可由动理学湍动直接产生，并将这一磁场导入相对论电子的辐射过程 (jitter 辐射，如图 9 所示) 中，成功地应用于活动星系核喷流中结点的辐射和伽玛射线暴喷流的高能辐射中^[67-70]。但这些结果仅仅源于解析模型，没有进行相关的数值模拟。

事实上，最初的辐射过程由 Toptygin 和 Fleishman^[71] 于 1987 年提出，1999 年 Medvedev 和 Loeb^[72] 对其进行了研究。较早进行的相对论三维 PIC 数值模拟对这一问题进行了较好的研究^[73]。Hededal 等人 (2004) 通过模拟得到了电子轨迹和电子能谱分布^[74]。近来，较简单的蒙特卡罗程序用于对这一辐射过程进行研究并得到了辐射能谱^[75, 76]。进一步理论研究包括最新的 Hattori 和 Fujiki (2016) 及 Harko 和 Mocanu (2016) 对此辐射问题的物理验证^[77, 78]。

结合前述内容，我们认为，相对论电子在小尺度无序磁场的辐射过程是结合发电机理论、动理学、粒子加速、辐射同时包括磁重联在内的诸多物理过程的统一，如图 10 所示，并

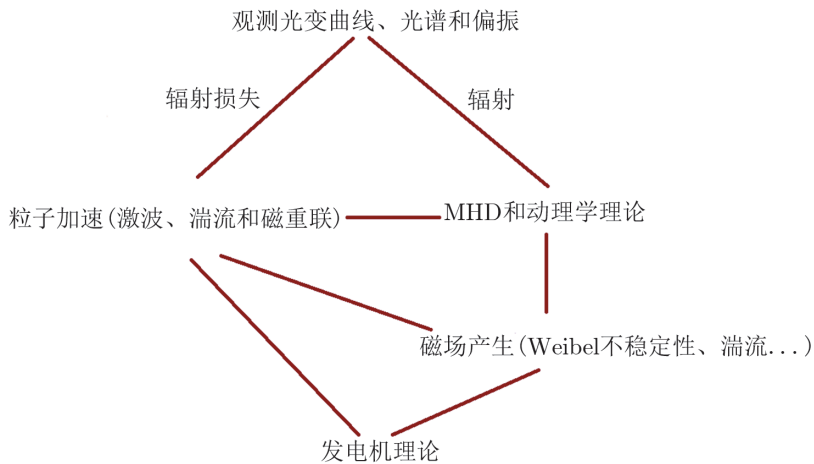


图 10 小尺度磁场的性质、动力学过程和辐射机制之间的相互关系示意图

可对高能天体观测的诸多现象提供新颖的物理解释。

5 国内的现状和本研究领域发展策略

在天体物理研究领域,国内学者对于 RMHD 的研究主要集中于大尺度磁场的相关问题,但对于在 高能天体物理领域的小尺度磁场的性质、动力学和辐射过程等诸多问题缺乏深入工作。我们注意到,小尺度 RMHD 在伽玛射线暴、超新星和耀变体(包括非相对论或相对论性激波)等方面都有重要应用,日益成为国际上一个重要的研究方向。因此,小尺度磁场问题应给予高度重视。另一方面,国内学者在太阳物理、等离子体物理、空间科学和核物理研究领域,对 RMHD 的数值实验方法的研究有相当的积累。高能天体物理小尺度 RMHD 数值研究完全可以借鉴和使用上述领域所采用的计算程序和经验,得到预期结果。

小尺度磁场的性质、动力学和辐射机制是紧密相关的整体,不可分割。小尺度磁场可能由小尺度体系中的小尺度发电机或大尺度体系中的 Weibel 不稳定性产生,这里,我们更倾向于发电机理论。发电机理论是研究等离子体发电机性质的主要办法,它和磁场形成有直接关系。小尺度磁场不仅和 MHD 以及等离子体动理学理论相关,也和粒子加速相关。天体物理上述物理过程最终表现于观测结果,辐射机制是重要的联系桥梁。由于辐射所产生辐射损失,必然存在粒子加速过程,粒子加速过程又涉及到等离子体动理学和发电机理论。这样,上述所有问题形成一个自洽的整体。原则上讲,本领域的研究应当自洽地考虑上述所有内容。

然而,上述研究体系极为庞大,每个领域都形成各自的不同研究方向。在开展研究时需要以当前高能天体物理领域的前沿问题为导向,这样,辐射过程以及和辐射相关的小尺度磁重联和粒子加速可能需要首先考虑。我们更侧重于相关的湍动过程,以此入手探索更为复杂的发电机理论。

从数值研究的角度, 蒙特卡罗、双流体和 PIC 是三种主要的数值模拟方法。相对而言, 蒙特卡罗方法适用于辐射过程, 双流体方法适用于 MHD 磁场和激波过程, PIC 方法适用于粒子加速过程。

但是, 双流体方法对描述粒子运动和加速过程有一定困难, PIC 方法只能局限于激波波前的狭窄区域。特别是对于小尺度物理过程的 PIC 数值模拟, 较短的计算时域和区域使得粒子分布无法在足够的时间内充分展开, 粒子加速过程也会被中断。上述都是数值模拟方法的局限性。Sironi 等人 (2016) 得到最新的进展, 其计算尺度比通常 PIC 模拟尺度增大了数量级, 值得注意^[39]。另外, 现阶段的数值模拟需要大量计算机计算时间, 在实际操作上无法对结果重复进行再次验证。而且, 如何利用这些方法的结果来进行整体的自洽研究也是当前数值模拟需要解决的问题。因此, 在进行数值模拟工作的同时, 解析方法依然有效适用。

6 数值模拟方法简单说明和部分程序例举

数值模拟包括流体和粒子两类。流体或磁流体力学数值模拟是针对一套微分方程组进行各种形式的差分, 并将差分方程代数化, 形成离散变量带入计算机计算。MHD 数值模拟的优点在于可以进行大尺度和长时标的物理参量的分布和演化规律的计算, 但缺点是无法进行粒子运动规律的精细研究。粒子数值模拟把电磁场固定在计算网格上, 粒子进行自由运动, 它们所处位置的电磁场可由网格插值得到。虽然粒子数值模拟无法在大尺度和长时标上进行粒子运动的研究, 但可以精细描述小尺度短时标的粒子行为。近年来, 这一数值模拟方法随着计算机计算和存储能力的不断发展而广泛应用, 需要引起我国天体物理特别是我国高能天体物理界的重视。此外, 数值模拟数据一般由 HDF5 格式存储。对于数值模拟数据的后期处理也逐渐成为一项专门的研究技术, 值得我们进一步学习。

当前国际较为流行的 MHD 通用程序包括 ZEUS^[79]、ATHENA^[80, 81]、PLUTO^[82] 和 FLASH^[83]。这些程序都可处理流体和磁流体问题, 非相对论和相对论应用也都可以保证。我们以 FLASH 为例来说明 MHD 数值模拟方法: 这是以 Fortran90 语言编写的模块化程序, 程序进行流体/磁流体计算, 包括处理激波问题, 热力学方程和物态方程也包括其中; 这一程序的突出特点是包含热核反应过程, 13 种核素 (最重的核素是 Ni56) 的主要核反应过程都包括在内; 此外, 由于天体物理参量在时空分布的不均匀性, 使得流体数值模拟过程需要对局部区域进行细致的网格采样, 而对不感兴趣的区域采样可以稀疏而节省计算和存储量, 因此, 程序采用了常用的 adaptive mesh refinement (AMR) 方法。MHD 程序研究磁重联问题可以用最近 Zentiani 编写的 openMHD 为例 (<http://adsabs.harvard.edu/abs/2016ascl.soft04001Z>) 说明。

同时, 我们也注意到近年来的一些 PIC 程序。它们包括: 由 Frederiksen 等人编写的哥本哈根大学三维 PIC 数值模拟程序^[73]; 由普林斯顿大学 Spitkovsky 编写并由 Sironi 等人有效使用的三维 PIC 模拟程序 TRISTAN-MP mbox^[84]; AstroGK (Astrophysical Gyrokinetics code) 是由 Uni. Iowa, Uni. of New Hampshire 和 Uni. Maryland 主导编写和使用的^[85]; Olshevsky 是

MHD 和 PIC 通用的程序, 由比利时 Center for mathematical Plasma Astrophysics (CmPA) 编写使用; EPOCH2D 是 2.5 维 PIC 的动理学数值模拟程序^[86], 也包括 EPOCH PIC 的数值模拟^{[90][91]}; 洛斯阿莫斯实验室李晖研究组使用的 relativistic kinetic PIC simulation VPIC 程序^[87]; Zeltron PIC 的数值模拟^[46, 49]; 等离子体不稳定性 PIC 程序 OSIRIS 的数值模拟^[88, 89]; 等离子体物理数值模拟程序 Viriato, 兼顾流体和 PIC^[90]。本文所描述的大多数研究内容都是采用这些程序实现的。

7 相关讨论、总结与展望

限于篇幅, 我们对以上涉及的内容侧重于介绍近年最新的进展。磁重联应当是一个专门的研究领域, 但这也涉及到小尺度动理学和辐射问题。可以预见, 小尺度磁重联将有效地应用于高能天体物理的诸多现象中。因此, 我们对此也加以描述。

对于一些主要结果, 本文添加彩图显示。数值模拟和解析计算的一个重要区别在于, 解析计算仅通过抽象数学公式表达物理思想, 数值模拟输出结果的目的之一就是直接形象地针对物理过程, 进行在时间和空间维度上的可视化的展示。因此, 可视化是数值模拟的主要工作内容之一, 彩图显示是通行做法。

鉴于数值模拟程序的编写和运行甚为繁琐, 我们在本文中更加关注物理过程, 而没有对数值模拟程序进行具体描述, 仅在最后列出当前部分程序的名称和来源。但是, RMHD 数值模拟的结果强烈地依赖于计算程序的编写技巧、调试和运行, 甚至包括可视化软件的使用。另外, 类似于天文望远镜观测数据的后期处理, 数值模拟数据的后期处理也正在成为一个重要的研究方面。以上情况, 我们也应当予以关注。

作为总结, 我们认为, 小尺度无序磁场和粒子加速以及辐射过程在物理概念和思路上是清晰的, 数值实验的办法是可以实现的, 所涉及的科学内容是当前高能天体物理和等离子体物理研究的前沿, 甚至具有在这一研究方向上的标杆和引领作用。我们希望以高能天体物理的问题为导向, 明确物理过程, 通过数值实验的办法, 解决物理过程的核心问题, 对相关的高能天体物理观测现象做出全新的解释。

致谢

感谢两位审稿人对本文的修改提出的宝贵意见。

参考文献:

- [1] Wu D. Kinetic Alfvén Wave: Theory, Experiment and Application, Beijing: Science Press, 2013
- [2] Howes G G. Astrophys and Space Sci. Library, 2015, 407: 123
- [3] Schekochihin A A, Cowley S C, Dorland W, et al. ApJS, 2009, 182: 310
- [4] Barta M, Buchner J, Karlicky M, et al. ApJ, 2011, 730: 47

-
- [5] Barta M, Buchner J, Karlicky M, et al. *ApJ*, 2011, 737: 24
- [6] Ni L, Kliem B, Lin J, et al. *ApJ*, 2015, 799: 79
- [7] 汪景琇, 袁峰, 陈鹏飞, 等. *天文学进展*, 2016, 34: 365
- [8] Schekochihin A A, Cowley S C, Hammett G, et al. *ApJ*, 2004, 612: 276
- [9] Schekochihin A A, Iskakov A B, Cowley S C, et al. *New J. Phys.*, 2007, 9: 300
- [10] Brandenburg A, Sokoloff D, Subramanian K. *Space Sci. Rev.*, 2012, 169: 123
- [11] Zweibel E G, Yamada M. *ARA&A*, 2009, 47: 291
- [12] McKinney J C, Uzdensky D A. *MNRAS*, 2012, 419: 573
- [13] Sironi L, Spitkovsky A. *ApJ*, 2014, 783: L21
- [14] Medvedev M V, Frederiksen J T, Haugbolle T, et al. *ApJ*, 2011, 737: 55
- [15] Mizuno Y, Pohl M, Niemiec J, et al. 2014, *MNRAS*, 2014, 439: 3490
- [16] Nishikawa K-I, Hardee P E, Dutan I, et al. *ApJ*, 2014, 793: 60
- [17] Cho J, Ryu D. *ApJ*, 2009, 705: L90
- [18] Cho J, Lazarian A. *ApJ*, 2009, 701: 236
- [19] Yousef T A, Rincon F, Schekochihin A A. *J. Fluid Mech.* 2007, 575: 111
- [20] Lin J, Murphy N A, Shen C. et al. *Space Science Reviews*, 2015, 194: 237
- [21] Uzdensky D A, Loureiro N F, Schekochihin A A. et al. *PRL*, 2010, 105: 235002
- [22] Squire J, Quataert E, Schekochihin A A. *astro-ph*, 2016, arXiv: 1605.02759
- [23] Schoeffler K M, Loureiro N F, Fonseca R A, et al. *PRL*, 2014, 112: 175001
- [24] Schoeffler K M, Loureiro N F, Fonseca R A, et al. *Phys. Plasma*, 2016, 23: 056304
- [25] Borrero J M, Jafarzadeh S, Schussler M. *Space Science Reviews*, arXiv: 1511.04214
- [26] Squire J, Bhattacharjee A. *PRL*, 2015a, 115: 175003
- [27] Squire J, Bhattacharjee A. *ApJ*, 2015b, 813: 52
- [28] Karak B B, Brandenburg A. *ApJ*, 2016, 816: 28
- [29] Hesse M, Neukirch T, Schindler K, et al. *Space Sci. Rev.*, 2011, 160: 3
- [30] Uzdensky D A. *Astrophysics and Space Science Library* 2016, 427: 473
- [31] Philippov A A, Cerutti B, Tchekhovskoy A, et al. *ApJ*, 2015, 801: L19
- [32] Deng W, Zhang H, Zhang B, et al. *ApJL*, 2016, 821: L12
- [33] Khiali B, de Gouveia Dal Pino E M, del Valle M V. *MNRAS*, 2015, 449: 34
- [34] Liu Y-H, Hesse M, Guo F, Daughton W, et al. *PRL*, 2015, 114: 095002
- [35] Liu Y-H, Hesse M, Guo F, et al. 2016, arXiv: 1605.05654
- [36] Wang S, Yokoyama T, Isobe H. *ApJ*, 2015, 811: 31
- [37] Guo F, Liu Y-H, Daughton W, et al. *ApJ*, 2015, 806: 167
- [38] Nalewajko K, Uzdensky D A, Cerutti B, et al. *ApJ*, 2015, 815: 101
- [39] Sironi L, Giannios D, Petropoulou M. *MNRAS*, 2016, 462: 48
- [40] Olshevsky V, Divin A, Eriksson E, et al. *ApJ*, 2015a, 807: 155
- [41] Olshevsky V, Lapenta G, Markidis S, et al. *Journal of Plasma Physics* 2015b, 81: 325810105
- [42] Olshevsky V, Lapenta G, Markidis S. *Physical Review Letters*, 2013, 111: 045002
- [43] Makwana K D, Zhdankin V, Li H, et al. *Physics of Plasmas*, 2015, 22: 042902
- [44] Li X, Guo F, Li H, et al. *ApJ*, 2015, 811: L24
- [45] Guo F, Li H, Daughton W, et al. *PRL*, 2014, 113: 155005
- [46] Cerutti B, Werner G R, Uzdensky D A, et al. *ApJ*, 2013, 770: 147
- [47] Zenitani S, Nagai T. 2016, arXiv: 1605.07472
- [48] Uzdensky D A, McKinney J C. *Physics of Plasma*, 2011, 18: 042105
- [49] Cerutti B, Werner G R, Uzdensky D. A. et al. *ApJ*, 2014, 782: 104
- [50] Werner G R, Uzdensky D A, Cerutti B, et al. *ApJ*, 2016, 816: L8
- [51] Yuan Y, Nalewajko K, Zrake J, et al. 2016, arXiv:1604.03179
- [52] Stevenson J E H, Parnell C E. *JGR*, 2015a, 120: 10334
- [53] Stevenson J E H, Parnell C E. *JGR*, 2015b, 120: 10353

-
- [54] Alves E P, Grismayer T, Fonseca R A, et al. *Phys Rev. E*, 2015, 92: 021101
- [55] Ardaneh K, Cai D, Nishikawa K I, et al. *ApJ*, 2015, 811: 57
- [56] Servidio S, Valentini F, Perrone D, et al. *J. Plasma Phys.*, 2015, 81: 325810107
- [57] Vasconez C L, Pucci F, Valentini F, et al. 2015, *ApJ*, 815: 7
- [58] Li T C, Howes G G, Klein K G, TenBarge J M. 2015, arXiv: 1510.02842
- [59] TenBarge J M, Howes G G. *ApJ*, 2013, 771: L27
- [60] Barkov M V, Komissarov S S, Korolev V. et al. *MNRAS*, 2014, 438: 704
- [61] Barkov M V, Komissarov S S. *MNRAS*, 2016, 458: 1939
- [62] Bret A, Stockem A, Narayan R, et al. *PhPl*, 2014, 21: 072301
- [63] Stockem Novo A, Bret A, Fonseca R A, et al. *ApJ*, 2015, 803: L29
- [64] Lloyd-Ronning N M, Fryer C L. 2016, arXiv: 1603.01490
- [65] Sironi L, Keshet U, Lemoine M. *Space Sci. Rev.* 2015, 191: 519
- [66] Garasev M, Derishev E. *MNRAS*, 2016, 461: 641
- [67] Mao J, Wang J. *ApJ*, 2007, 669: L13
- [68] Mao J, Wang J. *ApJ*, 2011, 731: 26
- [69] Mao J, Wang J. *ApJ*, 2012, 748: 135
- [70] Mao J, Wang J. *ApJ*, 2013, 776: 17
- [71] Toptygin I N, Fleishman G D. *ApSS*, 1987, 132: 213
- [72] Medvedev M V, Loeb A. *ApJ*, 1999, 526: 697
- [73] Frederiksen J T, Hededal C B, Haugbolle T, et al. *ApJ*, 2004, 608: L13
- [74] Hededal C B, Haugbolle T, Frederiksen J T, et al. *ApJ*, 2004, 617: L107
- [75] Teraki Y, Takahara F. *ApJ*, 2011, 735: L44
- [76] Teraki Y, Takahara F. *ApJ*, 2014, 787: 28
- [77] Hattori M, Fujiki K. *PASJ*, 2016, 68: 28
- [78] Harko T, Mocanu G. *The European Physical Journal C*, 2016, 76: 160
- [79] Stone J M, Norman M L. *ApJS*, 1992, 80: 753
- [80] Stone J M, Gardiner T A, Teuben P, et al. *ApJS*, 2008, 178: 137
- [81] Skinner M A, Ostriker E C. *ApJS*, 2010, 188: 290
- [82] Mignone A, Bodo G, Massaglia S, et al. *ApJS*, 2007, 170: 228
- [83] Fryxell B, Olson K, Ricker P, et al. *ApJS*, 2000, 131: 273
- [84] Spitkovsky A. AIP conference, 2005, 801: 345
- [85] Numata R, Howes G G, Tatsuno T, et al. *Journal of Computational Physics*, 2010, 229: 9347
- [86] Thurgood J O, Tsiklauri D. *A&A*, 2015, 584: 83
- [87] Bowers K J, *Phys. Plasma*, 2008, 15: 055703
- [88] Fonseca R A, et al. *Computational Science-Iccs Proceedings*, 2002, 2331: 342
- [89] Fonseca R A, Martins S F, Silva L O, et al. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2008, 50: 124034
- [90] Loureiro, N F, Dorland W, Fozdeiro L, et al. 2015, arXiv:1505.02649
- [91] Arber T D, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2015, 57: 113001

The Physics of Random and Small-Scale Magnetic Fields in High-energy Astrophysics

MAO Ji-rong^{1,2,3}, WANG Jian-cheng^{1,2,3}

(1. Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. Center for Astronomical Mega-Science, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 3. Key Laboratory for the Structure and Evolution of Celestial Objects, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China)

Abstract: Random and small-scale magnetic fields are popular in the explosion of high-energy celestial objects. We clearly state the physical condition for applying the relevant physics. The important issues, such as kinetic turbulence, collisionless shock waves, plasma instabilities, and collisionless magnetic reconnection, are described in detail. In this paper, we also mention the particle acceleration and non-thermal radiation. These physical issues are consistent each other within a general framework. Some numerical simulation codes are simply introduced. Finally, we present some suggestions for carrying out these projects in Chinese high-energy astrophysical field.

Key words: high-energy astrophysics; plasma instability; magnetic field; magnetic reconnection; turbulence