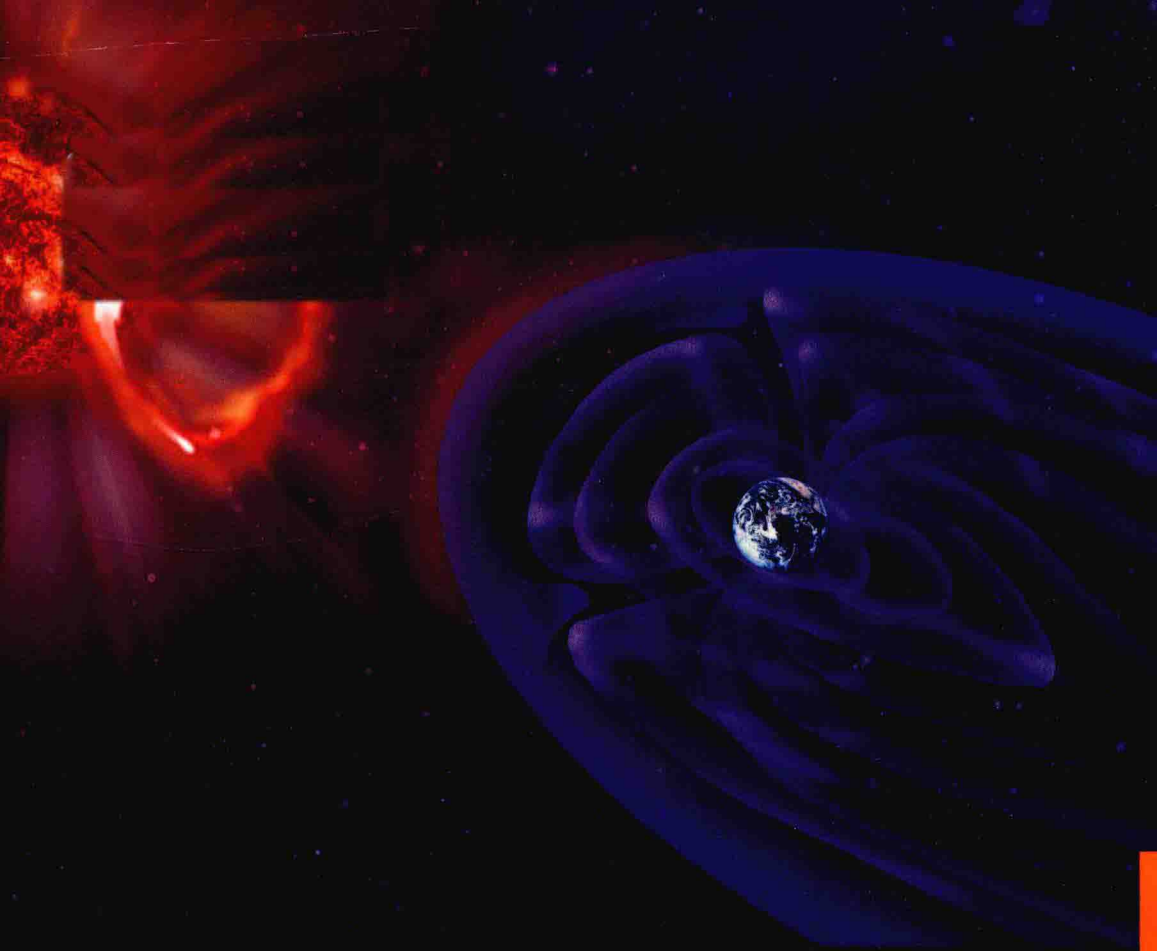




光球磁场对 日冕磁位形的影响

汪红娟 林 隼 刘艳霄 著



科学出版社

光球磁场对日冕磁位形的影响

汪红娟 林 隽 刘艳霄 著

本书的出版得到了北京印刷学院和以下项目的有力支持,在此表示感谢:国家自然科学基金项目(项目编号:11603004),北京市自然科学基金项目(项目编号:1173010),北京市教委项目(项目编号:KM201710015004)和北京印刷学院校内教师队伍建设项目(项目编号:27170118003/006)。

科 学 出 版 社

北 京

内 容 简 介

剧烈的太阳活动发生时,尤其是日冕物质抛射(CME)爆发时,在很短时间内,会把携带的大量高能带电粒子流抛到行星际空间,对空间天气造成强烈扰动。因此对 CME 的预报已成为与人们日常生活息息相关的一部分。为了找出 CME 爆发的预报因子,本书对其爆发前的动力学演化系统进行了细致的研究分析,并且对光球磁场强度对整个系统演化的影响进行了探讨。这对日地空间环境、日地关系和空间天气学的研究具有重大的现实意义。

本书适合太阳物理和空间物理等相关领域的本科生、研究生作为教材使用,也可供相关专业教师和科研人员阅读参考。

图书在版编目(CIP)数据

光球磁场对日冕磁位形的影响/汪红娟,林隽,刘艳霄著. —北京:科学出版社, 2019.3

ISBN 978-7-03-059494-5

I. ①光… II. ①汪… ②林… ③刘… III. ①日冕-研究 IV. ①P182.6

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2018) 第 256586 号

责任编辑:刘凤娟 田轶静 / 责任校对:杨 然

责任印制:吴兆东 / 封面设计:耕者设计

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

北京中石油彩色印刷有限责任公司 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2019 年 3 月第 一 版 开本:720×1000 1/16

2019 年 3 月第一次印刷 印张:10 1/2 插页:2

字数:200 000

定价:79.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

当日冕物质抛射 (CME) 发生时, 在很短时间内, CME 会把携带的巨大能量和物质, 以及大量的高能射线、高能粒子抛到行星际空间, 对空间天气造成强烈扰动。因此对 CME 的预报已成为与人们日常生活息息相关的一部分。为了找出 CME 的预报因子, 我们使用数值模拟的方法研究了其爆发前的系统演化, 主要研究光球背景场磁场强度对整个系统演化的影响。因为日冕中磁结构的演化是由光球背景场控制的, 因此我们以能够描述光球背景状态的参数为基本参数, 以参数的变化为基本依据来考察整个系统的演化。这部分内容主要讨论了光球背景场磁场强度对日冕磁结构演化的影响。在一个接近实际的等离子体环境中, 通过一系列的数值实验, 我们调查了磁通量绳 (用于描述悬浮于日冕中的日珥或暗条) 的平衡高度以及其内部平衡演化特征, 这对太阳爆发的预报工作具有一定的参考价值。

本书另外一部分的内容是基于抚仙湖 1m 新真空望远镜 (New Vacuum Solar Telescope, NVST) 的观测数据展开的。NVST 所处环境具有非常优良和稳定的视宁度, 这允许我们在一个比较稳定的视宁度环境中进行长时间、不间断的观测。NVST 优质的观测条件让我们能够观测到两种演化类型的亮点: 孤立亮点和非孤立亮点。孤立亮点是那些在寿命演化中没有发生过分裂和融合的亮点, 而非孤立亮点则是那些发生过至少一次分裂或者融合的亮点。NVST 的长时间高分辨的观测使得孤立亮点的很多演化特征都能够得到比较完整的考察。我们分析了活动区附近的 2010 个亮点, 其中 35% 的亮点为非孤立亮点, 而剩余的 65% 为孤立亮点。本书还进一步讨论了光球 (孤立和非孤立) 亮点在不同平均背景磁

场强度下的寿命、面积、亮度分布等特征。

本书的出版得到了北京印刷学院和以下项目的有力支持,在此表示感谢:国家自然科学基金项目(项目编号:11603004),北京市自然科学基金项目(项目编号:1173010),北京市教委项目(项目编号:KM201710015-004)和北京印刷学院校内教师队伍建设项目(项目编号:27170118003/006)。

作 者

目 录

前言

第 1 章	数值模拟简述以及磁流体基本方程组概述	1
1.1	数值模拟简述	1
1.2	磁流体基本方程组概述	2
第 2 章	ZEUS-2D 程序	7
2.1	基本求解方法	7
2.2	网格划分	8
2.3	具体数值算法	10
2.4	算法的稳定性和精确性	20
第 3 章	光球背景以及色球背景简介	22
3.1	光球磁通量管	24
3.1.1	太阳光球亮点和光斑的区别	27
3.1.2	光球亮点的研究现状	29
3.1.3	研究光球亮点物理意义	34
3.2	色球背景	37
第 4 章	CME 概述	44
4.1	CME 的观测特征以及统计特征	45
4.1.1	CME 的形态和结构	46
4.1.2	CME 的平均质量和能量	48
4.1.3	CME 的速度	50
4.1.4	CME 的加速度	52
4.1.5	CME 的角宽度	54

4.1.6 CME 的纬度分布	56
4.1.7 CME 的发生率	57
4.2 与 CME 相关的太阳爆发现象	58
4.2.1 CME 与耀斑及耀斑理论模型	58
4.2.2 CME 与爆发日珥	61
4.3 CME 的伴生现象	63
4.3.1 莫尔顿波	63
4.3.2 EIT 波	65
4.3.3 暗区	68
4.3.4 太阳射电爆发现象	71
4.4 主要太阳爆发模型简介	74
4.4.1 非无力场模型	76
4.4.2 理想磁流体动力学模型	76
4.4.3 耗散磁流体动力学模型和混合模型	76
第 5 章 光球磁场变化对日冕磁位形演化影响的数值研究	81
5.1 摘要	81
5.2 介绍	82
5.3 物理模型及计算公式简介	83
5.4 计算结果	86
5.4.1 背景场相对强度与磁绳平衡高度的关系	86
5.4.2 系统在不同背景场的演化	87
5.4.3 磁绳半径对系统演化的影响	90
5.5 讨论和总结	92
第 6 章 太阳光球孤立和非孤立亮点的统计分析	94
6.1 观测和数据处理	94
6.1.1 1m 新真空太阳望远镜及观测环境简介	94

6.1.2 高分辨图像重建	96
6.1.3 观测	96
6.1.4 数据对齐	98
6.2 孤立和非孤立亮点的识别和跟踪算法	103
6.3 结果和讨论	116
6.3.1 寿命	118
6.3.2 面积和等效直径	120
6.3.3 亮度对比度	125
6.4 亮点的演化分析	128
6.4.1 事例一: 亮点的自身形变	128
6.4.2 事例二: 亮点在涡旋运动中的演化	130
6.4.3 事例三: 亮点的融合	132
6.4.4 事例四: 亮点的分裂	133
6.4.5 事例五: 亮点的融合和分裂	135
6.5 小结	136
参考文献	140
彩图	

值模拟目前已成为除实验研究与理论研究之外的第三种科学研究手段。

等离子体数值模拟主要有两种类型：一是磁流体动力学 (MHD) 模拟，从磁流体力学方程组出发对其进行数值求解；二是粒子模拟，从牛顿定律和麦克斯韦方程出发^[1-3] 进行数值求解。狭义的等离子体模拟通常指的是粒子模拟，但在空间物理应用中，磁流体动力学模拟比粒子模拟应用得更广泛^[1]。

而本书采用的是第一种针对某一具体问题的模拟——磁流体动力学模拟。从磁流体动力学方程组出发，采用有限差分法对该偏微分方程组进行数值求解。

1.2 磁流体基本方程组概述

由于内部离子的碰撞非常频繁 (离子的平均自由量程远小于系统的特征尺度)，所以我们可以通过宏观方程来简单概述性地描述等离子体。磁流体动力学是研究等离子体宏观平衡和稳定性最简单的单流体模型。

假定德拜半径是 l_D ，离子回旋半径是 r_C ，平均自由程是 λ ，特征尺度是 r ，如果 $r \gg \lambda \gg r_C \gg l_D$ ，则等离子体可以看作是单一流体。也就是说，当运动的时间尺度大于等离子体最长的内部时间尺度——离子回旋周期，空间尺度大于最长的内部空间尺度——离子回旋半径时，被研究的对象中，电子及离子的个性都不重要了，表现出的是粒子运动的平均形态，等离子体可以被看成是连续流体。由于空间物理对这一类大尺度的宏观现象特别感兴趣，因此连续流体的描述及模拟方法，在空间物理中占有十分重要的地位。

我们先从微观上进行数学推导。在相空间 $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ 中定义分布函数 $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ ，它能给出统计意义下体系运动状态完整的描述。通过下面的弗

拉索夫方程对分布函数求解,进而可得出系统随时间的演化情况^[4, 5]:

$$0 = \frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \Delta f + \frac{q}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}},$$

其中, q, m 分别是粒子的电荷数以及粒子的质量。如果存在碰撞, 则 $\frac{df}{dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}}$ 。现在我们定义变量 $\bar{Q} = \int d\mathbf{v} Q(\mathbf{v}) f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ 。当 $Q(\mathbf{v})$ 取不同的形式时, $\bar{Q}$ 也对应着不同的量。当 $Q(\mathbf{v}) = 1$ 时, $\bar{Q}$ 对应于密度; $Q(\mathbf{v}) = \mathbf{v}$ 时, $\bar{Q}$ 对应于动量; $Q(\mathbf{v}) = \mathbf{v}^2$ 时, $\bar{Q}$ 对应于能量。通过对弗拉索夫方程求各阶矩方程, 并把这些方程与麦克斯韦方程耦合, 就可得到磁流体动力学方程组^[6]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} + \mathbf{F}, \quad (1.2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial e}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) e \right) = -p \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \nu_m \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (1.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.5)$$

其中, $\rho, \mathbf{v}, e$ 分别是质量密度、速度和内能密度; 磁扩散系数 $\nu_m = \frac{1}{4\pi c \mu \sigma}$, 这里, μ, σ 分别是磁导率和电导率; $\mathbf{F}$ 是对等离子体动力学产生效应的其他外力。方程 (1.4) 右边两项特征值的比就是我们通常所说的磁雷诺数 Re_m 。由量纲分析法, 可得 $Re_m = \frac{(VL)}{\nu_m}$, 其中, V, L 分别是导电流体运动速度的特征值以及所研究问题的特征长度。磁雷诺数 Re_m 的大小直接表征了决定导电流体中磁场变化的主要因素。当 $Re_m \gg 1$ 时, 冻结效应起主要作用, 磁力线随流体一起运动, 磁场的变化主要由

导电流体的运动所决定；当 $Re_m \ll 1$ 时，扩散效应起主要作用，磁场的变化主要是通过扩散而趋于衰减和均匀化，扩散的结果使导电流体中的磁场分布趋于均匀化，而总的磁场能量趋于减小，热能增加^[7]。利用量纲分析法，也可估计出导电流体中磁场扩散的特征时间 $\tau_0 = \frac{L^2}{\nu_m}$ 。

对于完全导电 ($\sigma \rightarrow \infty$) 的理想流体，磁雷诺数 $Re_m \rightarrow 1$ 。因此，此时感应方程为

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}).$$

我们知道，导电流体在磁场中的运动将引起感应电场 (由欧姆定律， $\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} - \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c}$ ，其中， $\mathbf{j}$ 是电流密度)，从而产生感应电流 $\sigma(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ ，进而使导电流体的运动受到阻力 $\mathbf{F}_s = \frac{[\sigma(\mathbf{v} \times \mathbf{B})]}{c} \times \mathbf{B}$ ，当电导率 σ 趋于 ∞ ，即导电流体相对于磁力线的运动受到极大的阻力时，就使得相对运动不可能，磁力线必须随流体一起运动。

通过对线性化小扰动方程组的分析，可得磁化等离子体中存在着的三种波动模式^[8, 9]。对下面扰动传播的色散方程求解，即可得出这三种波动模式的传播速度：

$$\frac{\omega^2}{\kappa^2} = \frac{1}{2} \left[(c_s^2 + v_A^2) \pm \sqrt{(v_A^2 - c_s^2)^2 + 4c_s^2 v_A^2 \sin^2 \alpha} \right],$$

其中， α 是传播方向与磁场的夹角，即 $\alpha = (\mathbf{k}, \mathbf{B})$ ； c_s 是声速； $v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$ ，即阿尔文速度。上式又可进一步写为

$$\frac{\omega^2}{\kappa^2} = \frac{v_A^2}{2} \left[(1 + \beta) \pm \sqrt{(1 - \beta)^2 + 4\beta \sin^2 \alpha} \right], \quad (1.6)$$

其中， $\beta = \frac{8\pi p}{B^2}$ ，就是气压磁压比。

方程 (1.6) 描述了三种性质不同的波动模式，它们分别是阿尔文波

$\left(\frac{\omega}{\kappa} = v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}\right)$ 、快磁声波 (取正号时)、慢磁声波 (取负号时)。其中前者是横波,而后两者是纵波和横波的混杂波。下面就扰动传播方向与磁场方向之间的几种不同夹角,作进一步的讨论^[7]。

(1) 当 $\alpha = 0$ 时,即扰动沿磁场传播, $\sin \alpha = 0$, 则扰动传播的速度为 $\frac{\omega^2}{\kappa^2} = \frac{1}{2}[(c_s^2 + v_A^2) \pm |c_s^2 - v_A^2|]$, 此式表明沿磁场方向传播的快慢磁声波就是阿尔文波和声波。由于声波是纵波,它的速度扰动方向沿磁场方向。而阿尔文波是横波,它的速度扰动和磁场扰动的方向都是与磁场垂直的。因此,这两种波互相独立,互不影响地沿磁场传播。

(2) 当 $\alpha = \frac{\pi}{2}$ 时,即波动传播方向与磁场垂直, $\sin \alpha = 1$, 则扰动传播的速度为 $\frac{\omega^2}{\kappa^2} = c_s^2 + v_A^2$, 或者 $\frac{\omega^2}{\kappa^2} = 0$ 。前者所描述的就是磁声波的波动模式,对于此种波,速度扰动在波的传播方向,而磁场的扰动则在与传播方向垂直的方向上,所以它是一种纵波和横波的混杂波,而不是单一的纵波或横波。后者描述的是一种熵波,它表示扰动并不在导电流体中传播,实际上它不是波。

(3) 当 $0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$ 时,即一般情况,传播方向既不在磁场方向上,也不在磁场的垂直方向上。这时,波动模式分为快磁声波和慢磁声波。

上面的讨论显示了可压磁流体中低频波动模式的多样性。其根本原因在于扰动传播可以依靠两种应力:热压力和磁应力。这两种作用力有时相互独立,如声波、阿尔文波,有时又相互耦合,如快慢磁声波。磁应力的作用又可分为磁张力和磁压力。其中与磁张力相关的磁力线的“刚性”将造成扰动,以斜阿尔文波 (包括阿尔文波) 的模式传播,这就是一种横波。由于它的传播仅仅是由于磁力线的振动 (即磁力线形状的变化),故不改变磁力线的密度 (即磁场强度的变化)。当 $\sigma \rightarrow \infty$ 时,与磁力线

冻结的流体密度也不变。所以斜阿尔文波 (包括阿尔文波) 传播中不产生流体密度的扰动, 这就是在不可压流体和可压流体中能传播斜阿尔文波 (包括阿尔文波) 的原因所在。流体的热压力和磁压力几乎总是相互耦合的。磁力线密度的变化与流体密度的变化同时出现, 这种变化只能出现在可压流体中, 所以只有在可压流体中才有声波和快慢磁声波等波动模式^[7]。须指出, 上述等离子体中各种波动模式, 是当且仅当磁场存在的情况下给出的。在无磁场的等离子体中, 除声波外, 其他的波动模式全部消失, 与一般流体一样。

在太阳爆发过程中, 尤其是在日冕物质抛射 (coronal mass ejection, CME) 过程中, 当物质向外抛射的速度超过当地的阿尔文速度时, 会在物质的上部形成一个快模波, 而伴随这一过程, 也会形成其他的波动现象, 我们会在以后的章节中具体描述。

第2章 ZEUS-2D 程序

ZEUS-2D 程序是专门针对模拟天体物理中动力学过程而研发的程序。这一程序是在 20 世纪 90 年代由 Stone 和 Norman 等^[10-12] 开发出来的。现在可以在美国加利福尼亚大学的计算天体物理实验室 (Laboratory for Computational Astrophysics, University of California) 进行该程序包的下载 (<https://www.astro.princeton.edu/~jstone/zeus.html>)。目前这一程序广泛地应用于天体物理领域, 包括流体动力学、磁流体动力学和辐射转移等方向的研究, 并且可以根据自己所考虑的具体问题对程序进行修改, 加入相关的影响因素。该程序算法的基本思想是用有限差分的方法来求解欧拉偏微分方程组。

2.1 基本求解方法

ZEUS-2D 根据算符分裂理论, 分别把连续方程、动量方程和能量方程拆成两部分: 一部分称作源项 (source 项); 而另一部分称作传输项 (transport 项)。因此, 相应的计算也分成两个部分来完成。

算符分裂法就是把对偏微分方程组的求解分成几个部分来完成的, 而每一个部分代表着方程组中相应的某一项, 而每一部分可以通过采用上步更新的结果进行求解。例如, 我们可以把动力学方程简单写成此形式:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \varphi(y),$$

其中, 算子 $\varphi(y)$ 可以分裂成几部分, 即 $\varphi(y) = \varphi_1(y) + \varphi_2(y) + \dots$, 而由算符分裂法, 方程可以分成相应的几部分来完成:

$$\begin{aligned}
 \frac{y^1 - y^0}{\Delta t} &= L_1(y^0), \\
 \frac{y^2 - y^1}{\Delta t} &= L_2(y^1), \\
 \frac{y^3 - y^2}{\Delta t} &= L_3(y^2), \\
 &\dots
 \end{aligned}$$

其中, L_i 是算子 φ_i 对应的有限差分形式。这种分步求解的方法比采用已有数据一步完成的方法要精确, 更接近真实解, 请参见文献 [13]~[15]。

2.2 网格划分

ZEUS-2D 采用的是交错网格, 如图 2.1 所示, 图中有两套网格, 分别是实网格 (a 网格) 和虚网格 (b 网格), 用 $(x1a(i), x2a(j))$ 来表示 a 网格, 而 b 网格用 $(x1b(i), x2b(j))$ 来表示带心 (zone center)。图中的 $g2, g31, g32$ 在不同的坐标系下对应着不同的取值, 在我们所使用的直角坐标系下, $g2 = 1, g31 = 1, g32 = 1$ 。其中, $dx1a(i) = x1a(i+1) - x1a(i)$, $dx1b(i) = x1b(i+1) - x1b(i)$ 。在这样的交错网格下, 标量位于带心处 (zone centered), 而矢量在带的侧面 (face-centered), 也就是标量在 b 网格上, 矢量在 a 网格上, 如图 2.2 所示。图 2.3 表示的是在 ZEUS-2D 中对计算区域的离散化, 位于带心处的标量, 如 $d_{i,j}, e_{i,j}$, 在 $x1$ 方向的计算区域是从 ii 到 io , 在 $x2$ 方向的计算区域是从 ji 到 jo ; 位于带一侧—— $x1$ 方向的量, 如 $v_{1,i,j}$, 在 $x1$ 和 $x2$ 方向的计算区域分别是: 从 $ii+1$ 到 io , 从 ji 到 jo ; 而位于带另一侧—— $x2$ 方向的量, 如 $v_{2,i,j}$, 在 $x1$ 和 $x2$ 方向的计算区域分别是: 从 ii 到 io , 从 $ji+1$ 到 jo 。而在计算区域的四边多余出来的四列, 就是“ghost”带, 这个带用于求边界上的值, 所以“ghost”上量的值是由相应的几何边界和物理边界来求的, 而对偏微分方程组的数值求解不能用于“ghost”。但是, 在 ZEUS-2D 中,

磁场的散度等于零是处处都成立的，包括在“ghost”上。

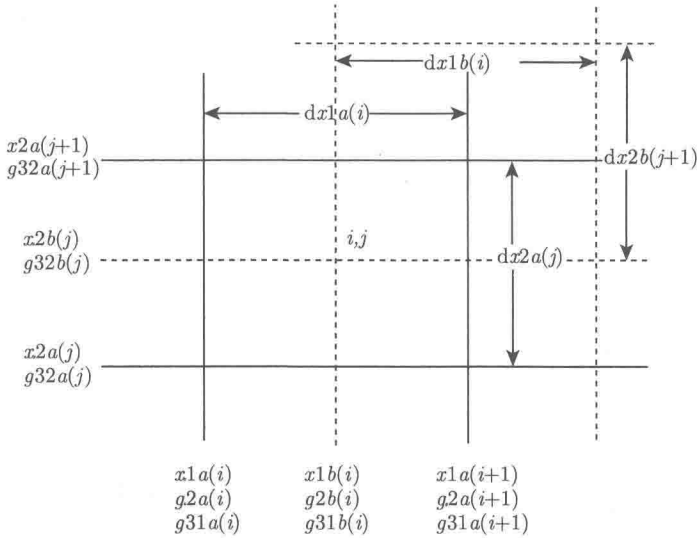


图 2.1 ZEUS-2D 中交错网格的定义^[10]

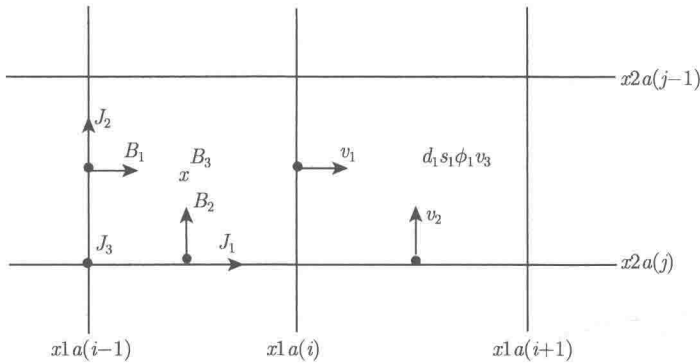


图 2.2 ZEUS-2D 中物理量在交错网格上的分布^[10]

采用这种交错网格的优点：一是方便了采用中心差分法（在源项求解过程中，用两侧的标量对其更新）对矢量进行差分，而我们知道中心差分的精度高于向前或向后的差分精度；二是使用交错网格减少了在传输项求解过程中的内插数目。而这种网格带来的缺点是：由质量和速度得到的动量是平均动量，这样就对整体的精度有所影响。

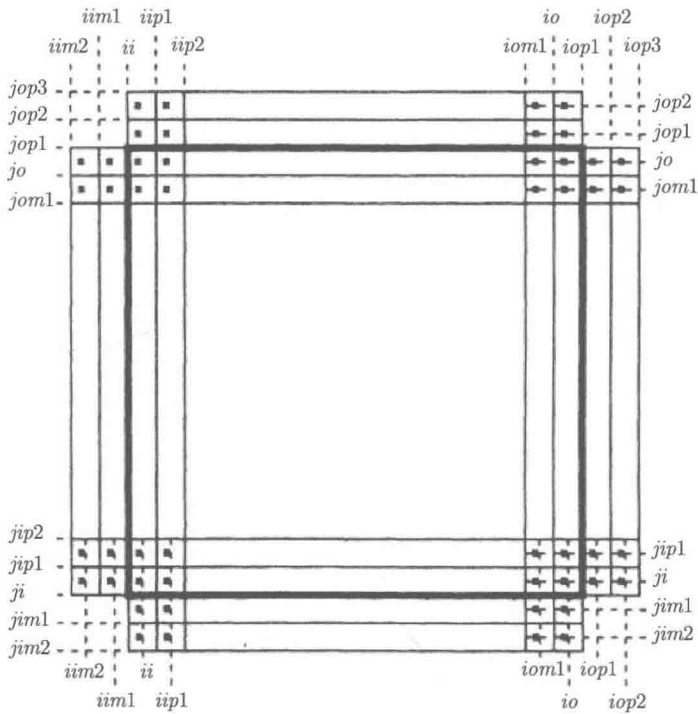


图 2.3 ZEUS-2D 中对计算区域进行离散化, 用粗实线圈起来的部分就是计算区域^[10]

2.3 具体数值算法

ZEUS-2D 中涉及的微分方程是

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla p - \rho \nabla \nabla \phi + \frac{1}{c} \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (2.2)$$

$$\rho \frac{D}{Dt}(e/\rho) = -p \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E}, \quad (2.4)$$