

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.04.03

行星形成数值模拟的研究现状与未来需求 II: 行星迁移、核吸积以及大气逃逸

余 聪^{1,2}

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院 天体结构与演化重点实验室, 昆明 650011)

摘要: 介绍了行星形成涉及到的几个重要阶段, 如行星迁移、核吸积和大气逃逸的基本物理过程和数值模拟研究现状。行星迁移会影响行星的轨道偏心率和倾角, 并改变原行星盘的结构; 核吸积是决定行星演化为类地行星或者类木行星的关键因素; 大气逃逸对行星的气候和演化产生重要影响。这些过程均涉及到复杂的辐射磁流体动力学过程, 早期的理论研究往往采用很多人为了简化假设。随着超级计算机计算能力的提高和磁流体数值模拟算法的日渐成熟, 人们已经可以对这类复杂的非线性动力学问题开展直接的数值模拟研究, 克服了早期理论研究中人为假设的局限。但是, 目前人们开展的研究主要基于磁流体动力学数值模拟, 对辐射转移如何影响磁流体动力学过程的研究还比较欠缺。强调了进行辐射磁流体动力学数值模拟的必要性和紧迫性。针对辐射磁流体数值模拟程序的开发, 从辐射转移, 磁场的处理, 吸积盘的自引力、三维效应、非理想效应和尘埃的效应等方面提出了相应的技术需求。介绍了本研究领域内发展辐射磁流体数值模拟的策略。

关键词: 行星形成; 行星迁移; 核吸积; 大气逃逸; 系外行星

中图分类号: P185 **文献标识码:** A

1 引 言

系外行星系统的形成和演化是当前国际天文界一个迅猛发展的前沿领域。特别是随着开普勒 (Kepler) 卫星升空, 人们已发现近 3000 多颗系外行星^[1]。这些系外行星的质量、大小、成分及轨道参量千差万别。探究其起源对天文学家来说是一个巨大的挑战。有两种关于太阳系内行星形成的理论。一种被称为“吸积盘不稳定性” (disk instability) 理论^[2, 3], 这种理论能够解释巨大气态行星的形成。根据这一理论, 吸积盘中的气体和尘埃云团由于引力不稳定

收稿日期: 2016-09-01; 修回日期: 2016-10-25

资助项目: 国家自然科学基金 (11373064, 11521303); 云南省自然科学基金 (2012FB187)

通讯作者: 余聪, cyu@ynao.ac.cn

性已经形成了许多团块, 随着时间的推移, 这些团块开始逐渐聚集形成巨大的气态巨行星, 其质量为木星量级。这一理论有些类似于恒星的形成。但天文学家发现质量最大的行星和质量最小的恒星之间缺乏过渡天体, 两者之间仿佛被一片荒芜的“沙漠”分割。这一现象暗示, 行星并非只是质量较小的恒星, 两者之间有着完全不同的起源^[4]。

另一种则是被广泛接受的“核心吸积”(core accretion) 理论^[6]。该观点认为行星形成大致经历如下四个阶段: (1) 原行星盘的固体(尘埃)在气体吸积盘内凝结形成尺度约为 km 量级的星子(planetesimal), 其数目可高达 10^9 ; (2) 星子相互吸积增长, 聚合形成 1000 km 左右的行星胚胎(有固体包层的固态星核); (3) 气体吸积盘与行星胚胎发生潮汐相互作用发生迁移, 行星胚胎迅速吸积气体形成类木行星(若未吸积足够气体, 则形成类地行星); (4) 气体盘逐渐消散, 类木(或类地)行星继续和中央天体(中央原恒星)发生潮汐相互作用, 演化至目前状态。大多数人认为核吸积的行星形成理论在这两种理论中更合理, 下面我们将主要讨论这一理论。本文为中国科学院数学学部“天体辐射磁流体力学”学科发展战略研究项目^[5]关于行星形成方向调研的第 2 篇综述。由白雪宁撰写的第 1 篇文章主要关注原行星盘(Protoplanetary Disk, PPD)的气体动力学与尘埃动力学。

2 原行星在吸积盘内的迁移

2.1 Lindblad 力矩和共转力矩

天文学家普遍认为行星是在原行星盘中孕育成长的。天文学家模拟原行星盘的演化过程通常采取简化的办法。假设盘内的粘滞已知, 利用 Navier-Stokes 方程来描述盘的演化过程。天文学家利用一个无量纲的 α 参数来刻画盘的粘滞^[7]。当原行星以角速度 Ω_p 在原行星盘内绕中央天体旋转时, 它把吸积盘分为三个区域: 轨道以内的内盘, 轨道以外的外盘, 以及轨道附近的共转区域, 如图 1 所示^[8]。

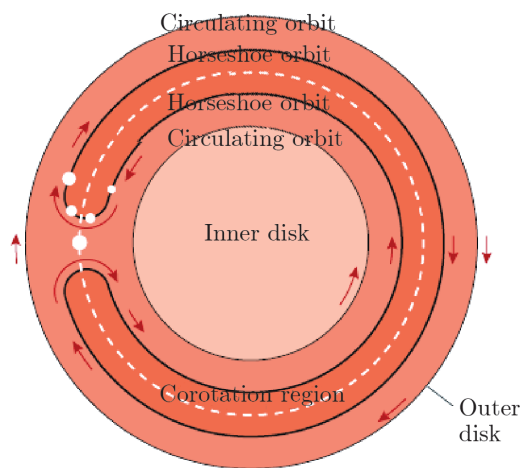
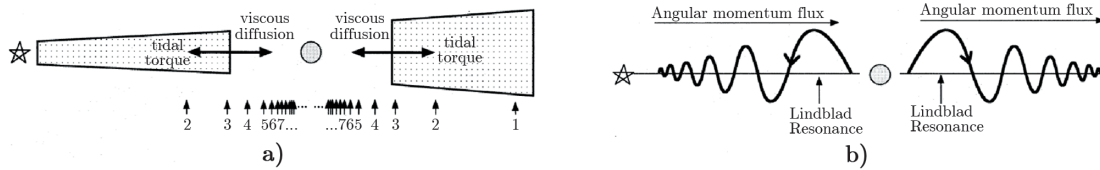


图 1 行星将盘分为三个区域: 轨道以内的内盘、轨道以外的外盘以及轨道附近的共转区域^[8]

行星会在原行星盘内部激发密度波。密度波会在盘内造成盘密度扰动，这些扰动会对行星有力矩的作用，这种力矩叫做 Lindblad 力矩，如图 2 所示。Lindblad 共振发生在 $m(\Omega(r) - \Omega_p) = \pm\kappa(r)$ 所在的地方，其中正号对应于内 Lindblad 共振，负号对应于外 Lindblad 共振。行星在 Lindblad 共振处会激发起螺旋密度波。内盘的密度扰动会对行星施加一个正的力矩，叫做内 Lindblad 力矩，该力矩导致行星向外迁移；外盘的密度扰动会对行星施加一个负的力矩，叫做外 Lindblad 力矩，该力矩导致行星向内迁移。总的效果取决于内盘和外盘谁占优。通常情况下，总是外盘占优，行星总是向内迁移^[10-13, 15-18, 108]。

在行星轨道半径所在处的盘气体流动会比较复杂，这部分盘物质会对行星有共转力矩的作用。如果忽略盘的气体压和自引力，共转共振发生在 $m(\Omega(r) - \Omega_p) = 0$ 的地方。共转力矩的正负和大小与盘内的密度和角速度分布有关。如果盘内条件合适，共转力矩可以减慢行星的迁移速度，甚至有可能使行星迁移方向反转^[19]。



注：密度波在盘传播时会导致盘和原行星之间的角动量转移，这会引起行星的迁移以及吸积盘密度轮廓的变化。

图 2 原行星在原行星盘内激发密度波^[9]

2.2 低质量行星的 I 型迁移

当行星的质量较小时 (约小于 10 个 M_{\oplus})，行星在盘内激发的密度波的振幅较小，扰动可以视为线性扰动。具体计算表明小质量行星感受到的力矩为^[20]：

$$\Gamma = 1.364 + 0.541\alpha \left(\frac{M_p}{M_c} \frac{r_p \Omega_p}{c_s} \right)^2 \Sigma_p r_p^4 \Omega_p^2, \quad (1)$$

其中 M_p , M_c 分别为行星和中央恒星的质量， c_s 为盘内的声速， r_p , Ω_p , Σ_p 分别为行星的轨道距离、行星的轨道角速度和行星在吸积盘内所处位置的盘面密度。在此力矩作用下，行星的迁移时标为：

$$\tau_{\text{migration}} = -\frac{r_p}{\dot{r}_p} = (2.7 + 1.1\alpha)^{-1} \frac{M_c}{M_p} \frac{M_c}{\Sigma_p r_p^2} \left(\frac{c_s}{r_p \Omega_p} \right)^2 \Omega_p^{-1}. \quad (2)$$

从该方程可知，行星迁移的时标和行星的质量，中央天体的质量，盘的面密度和盘的厚度有关。如果我们认为行星是在最小质量太阳星云 (Minimum Mass Solar Nebula, MMSN) 内形成 (盘的面密度为 $\Sigma = 1700 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ ，盘的厚度为 $H/r = 0.05$)，并且假设行星质量为一个地球质量，中央天体为一个太阳质量，行星距离中央天体的距离为 1 AU (天文单位)，那么这个时标大约为 10^5 a 。如果行星的初始位置在 5 AU 处，对于内核为几个地球质量的行星而言，迁移时标小于核吸积气体的时标 (吸积时标约几百万年^[21])。这意味着行星还没有来得及吸积长大，就已经迁移到中央恒星处。目前 I 型行星迁移时标过短是困扰行星核吸积形成模

型的一个瓶颈问题,对行星形成理论形成了巨大的挑战。在行星的核吸积模型中,行星通过核吸积长大是一个比较缓慢的过程。如果行星迁移过快,行星还没有长大,就可能迁移到中央天体所在位置,并被中央天体吞噬。关于如何减慢 I 型迁移的速率一直是一个非常活跃的研究领域。为了减慢 I 型迁移的迁移速率,人们提出一些物理机制来减慢 I 型迁移的速率,比如盘的共转力矩^[19]、磁共振^[22]、盘的面密度梯度^[23]、轨道偏心率^[24, 25]、盘内的湍流^[26, 27]等。目前关于行星和盘相互作用的研究主要局限在磁流体动力学模拟,并没有考虑辐射转移过程。当考虑辐射转移后,盘和行星的热状态会发生显著的变化,这就会影响到行星所感受到 Lindblad 力矩。这些因素有可能抑制行星快速迁移。有部分数值模拟研究开始考虑辐射对行星迁移的影响^[28]。

2.3 密度间隙的形成和 II 型迁移

当行星质量较大,盘和行星之间的引力相互作用变得更强,它们之间的相互作用呈现非线性行为。原行星盘和行星之间的角动量交换会导致盘的密度轮廓显著改变。如果转移的角动量不能被粘滞或者激波有效耗散,那么行星轨道以内的物质由于失去角动量而向内移动,行星轨道以外的物质由于获得角动量向外移动。这说明行星周边的物质会被行星排斥而远离行星所在的位置,行星附近的物质密度会因此大大降低,从而形成行星密度间隙^[29]。行星传递的角动量可以利用脉冲近似^[30, 31],或者对所有的 Lindblad 力矩求和^[11]来得到,这两种方法得到的结果类似。角动量的注入率可以写为:

$$\dot{J} = f q^2 \Sigma_p r_p^2 \Omega_p^2 \left(\frac{r_p}{\Delta} \right)^3, \quad (3)$$

其中, $f = 0.23$, $\Delta = |r_p - r|$ 。行星激发的密度波所造成的角动量转移会驱散行星周围的物质形成密度间隙,而盘的粘滞会抵抗行星的作用使密度间隙弥合。Lin 等人 (1986)^[29]进行了一维的数值模拟,结果证实了这些结论。

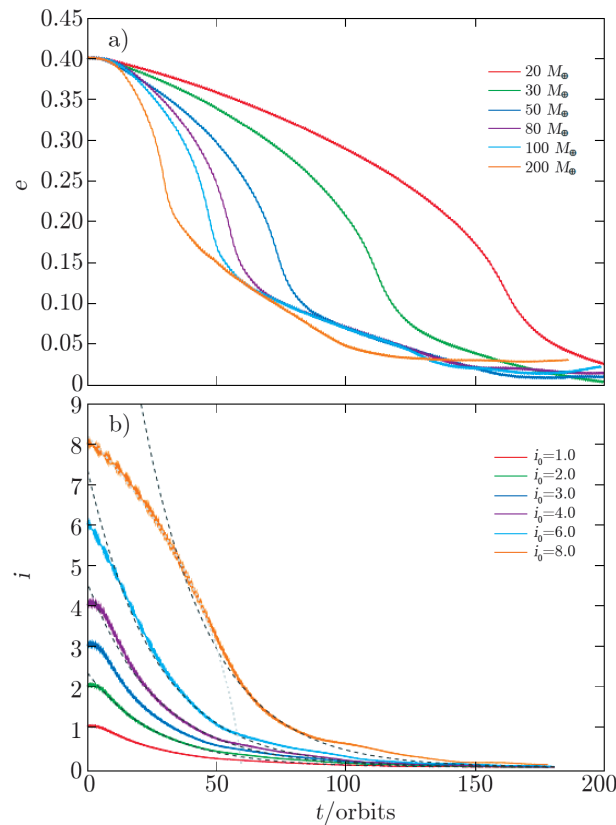
2.4 轨道偏心率以及轨道倾角的演化

在行星形成早期,行星与行星之间的散射相互作用会造成行星的轨道偏心率和轨道倾角不为零^[32]。当行星的质量达到几个木星质量 M_J 的时候,盘的形状会逐渐变成椭圆^[33, 34]。盘的偏心率会反作用于行星,并激发行星轨道偏心率。这个效应对于质量大于 $10 M_J$ 的行星比较明显^[33]。有研究表明,对于质量为 $1 M_J$ 的行星,该效应也存在,只是行星的轨道偏心率的增长会慢一些^[35]。此外如果中央恒星有一颗伴星,该伴星的引力影响有可能形成行星的非零轨道偏心率^[36]。

如果行星做椭圆轨道运动,行星感受到的共振可以分为三类:外 Lindblad 共振 (external Lindblad resonance)、共转共振 (corotation resonance) 和共轨 Lindblad 共振 (co-orbital Lindblad resonance)^[17]。外 Lindblad 共振会激发行星的轨道偏心率,共转共振和共轨 Lindblad 共振会衰减行星的轨道偏心率^[37, 38]。线性分析表明,低质量行星的偏心率主要由共轨 Lindblad 共振占主导而衰减。如图 3 a) 所示,当初始偏心率 $e_p < H/r$ 时,其衰减遵从 $de_p/dt \propto -e_p$, 衰减时标为 $\tau_{ecc} \approx (H/r)^2 \tau_{mig}$ ^[39]; 当初始偏心率 $e_p > H/r$ 时,其衰减遵从 $de_p/dt \propto -e_p^{-2}$ ^[24]。这些结果也被数值模拟所证实^[40]。如果行星质量比较大,理论计算表明外 Lindblad 共振就可能占优并导致行星偏心率的增长^[17, 41]。当行星质量达到 $1 M_J$ 附近时,

理论计算和数值模拟的结果不符，这有待进一步研究^[17, 35]。

线性分析表明，对于小质量行星，其轨道倾角也会由于盘的共振而衰减。如图 3 b) 所示，如果初始轨道倾角 $i_p < H/r$ ，那么倾角会指数衰减 $di_p/dt \propto -i_p$ ，其衰减时标 $\tau_{inc} = (H/r)^2 \tau_{mig}$ ^[39, 42]；该结果被 Cresswell 等人 (2007)^[40] 的数值模拟结果所证实。当初始倾角 $i_p > H/r$ 时，研究人员发现轨道倾角的衰减更慢， $di_p/dt \propto -i_p^{-2}$ ；该结果已被的数值模拟结果所证实^[43]。



注：行星偏心率和轨道倾角的衰减时标比行星的迁移时标更短，对于孤立的吸积盘内的行星，人们预期它们的偏心率和轨道倾角都应该比较小。即使它们的初始轨道偏心率和轨道倾角不为零，盘和行星相互作用也会快速让它们的偏心率和倾角趋于零

图 3 行星偏心率和轨道倾角的衰减时标^[43]

2.5 多颗行星的迁移和演化

观测发现，多行星系统在系外行星系统中是比较常见的，而且这些行星系统常常处于平运动共振 (Mean Motion Resonance, MMR) 状态。原位形成的行星或者通过散射形成的行星一般不会处于平运动共振状态，因此处于共振态的多行星系统往往是由于盘和行星相互作用时，多行星相互迁移靠近时进入平运动共振态。当两颗行星的轨道进入共振俘获态，它们就有可能结对迁移，并在迁移过程中一直保持着整数周期比例关系。行星具体进入何种共振态

与行星的质量、相对迁移速率和行星初始间距相关^[44]。

对于单颗行星，行星和盘的相互作用总是会衰减行星的轨道偏心率。多行星系统中，行星迁移互相靠近，行星的轨道半长径之差逐渐减小的过程中，行星的轨道偏心率有可能被激发起来。特别是在行星形成末期，盘逐渐消散，盘对行星偏心率的影响逐渐减弱。这时处于共振的行星有可能进入不稳定的位型，触动力学不稳定性。行星间的动力学散射会使行星偏心率激发起来^[45-48]。

Masset 和 Snellgrove (2011)^[49]模拟了另一类特别让人感兴趣的动力学演化情况。他们研究了土星和木星两颗巨行星和太阳系原行星盘中同时迁移的过程。由于土星质量较小，它向内迁移的速度要比木星快。因而在迁移的过程中，土星和木星之间的距离越来越小。最终它们的轨道形成一种特殊的构形——3:2 的平运动共振，也就是说，土星每绕太阳转两圈，木星正好绕太阳转三圈。两颗处于平运动共振的行星能够反复交换动量和能量。由于共振摄动的相干性，两颗行星向对方以及周围的物质施加的引力作用实际上都被放大了。对于木星和土星，这种往复运动使它们的引力联合作用于原行星盘，在盘上清出一圈巨大的空隙，木星在空隙的内边缘，而土星在空隙外边缘。此时，由于木星质量较大，木星对于内侧盘的引力作用强于土星对于外侧盘的引力作用。这会导致两颗行星调转方向，往远离太阳的方向运动。这种先向内后向外的迁移方式常被称作“大转向”。

多行星系统可以在原行星盘内造成比较宽的密度间隙(如图 4 所示)，如果内盘由于吸积等因素完全清空，那么会在盘内形成一个非常巨大的空洞。观测上发现原行星盘谱能量分布在近红外波段有明显缺失的过渡盘，其就很可能由于多行星系统造成的^[18, 50, 51]。

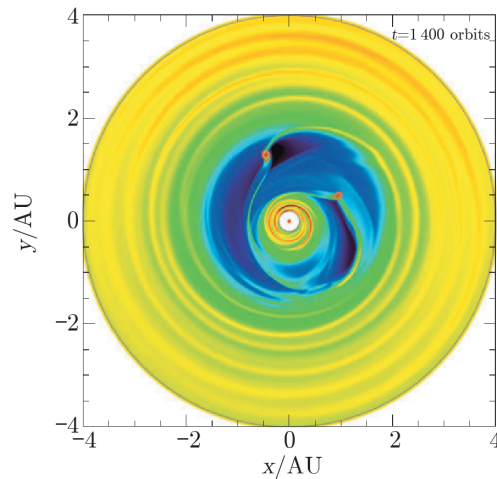


图 4 两颗行星和盘的相互作用在盘造成很宽的密度间隙^[8]

3 Rossby 漩涡不稳定性

在行星盘的某些区域，磁场和盘物质不能很好地耦合，学术界称之为“死区”。常见的 MRI 转移角动量机制^[52, 53]在行星盘的“死区”不能工作，为此人们也在寻找新的角动量转移机制。由于行星会改变盘的密度轮廓以及旋转速度，这会激发 Rossby 漩涡不稳定性^[54-59]。Rossby 波最早在地球大气中被发现。它和地球自转角速度铅直分量沿纬度方向的梯度相关，与地球的大尺度天气过程联系密切。人们发现吸积盘内存在一类波，其色散关系和大气中的 Rossby 波类似，除了和旋转速度的梯度有关，还和盘的密度梯度有关。由于其非线性演化会导致漩涡的形成，因此也称为 Rossby 漩涡不稳定性。Rossby 漩涡不稳定性对行星的迁移也会造成显著的影响。行星形成理论存在一个难题：线性理论计算的小质量行星迁移时标太短，约为 10^5 a。天文观测估计吸积盘的年龄大致为 3×10^6 a^[60]。迁移时标远小于吸积盘时标，这意味着小质量行星因来不及吸积足够的物质形成更大质量行星而落入中央天体，这和目前观测到的事实（已发现多颗系外热木星 Hot Jupiter）矛盾。人们发现 Rossby 不稳定性有利于解决 I 型迁移时标过短问题^[57, 59]。人们对行星在吸积盘内 I 型迁移的物理过程进行了研究，发现当盘的粘性很低时，粘性耗散很弱，行星轨道附近会出现 Rossby 不稳定性激发的密度漩涡。耗散主要是由非线性激波耗散主导。此时行星迁移时标将大于通常理论估计时标一个量级左右，小质量行星有足够的时间形成和长大。

行星形成中磁场起着重要的作用。这主要因为观测显示年轻的恒星（我们关注年轻恒星，是因为它周围是孕育行星的理想场所）常常会伴有外流，这种外流是和磁场密切相关的。这说明磁场是行星形成过程中的一个重要因素。吸积盘内部磁场会被吸积盘的较差转动所扭曲，导致其内部环向磁场占主导。研究发现环向磁场会抑制 Rossby 不稳定性^[58]。上文曾提到当 Rossby 不稳定性发挥作用时，迁移时标会增长，行星获得足够时间长大。如果磁场抑制了 Rossby 不稳定性，那么行星会很快落入中央天体，就很难看到如此众多的系外行星。这就导致一个困惑：为什么磁场会导致和观测不符的结果呢？年轻恒星的外流是和吸积盘外部冕区大尺度极向磁场引发的盘风 (disk wind) 密切相关的。人们研究了吸积盘外部冕区的大尺度极向磁场对 Rossby 不稳定性的影响^[61]，发现即使很弱的大尺度极向磁场所产生的放大效应都足以克服环向磁场产生的抑制作用。图 5 给出了环向波数 $m = 5$ 的不稳定模式在磁化吸积盘内的压强扰动的分布。

4 行星的核吸积

4.1 临界质量和包层坍塌

Safronov (1969)^[62]提出现代意义上的核吸积模型，他提出原行星盘内的固体颗粒积累最终形成行星。Wetherill (1977)^[63]首先发展了一套基于 Safronov 模型的程序代码来模拟地球的形成。Perri 和 Cameron (1974)^[64]提出行星内核处于原行星盘内部，其吸积过程会出现流体不稳定性，该不稳定性导致了气态巨行星的形成。Mizuno 考虑了原行星盘内气体成分的

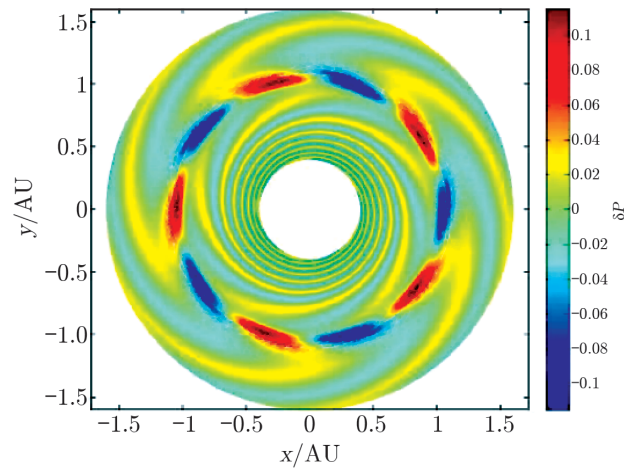
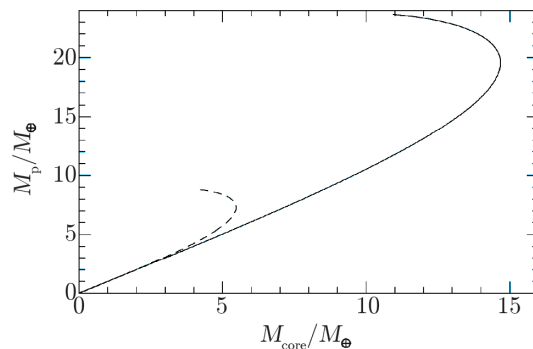


图5 环向波数 $m = 5$ 的 Rossby 不稳定性的本征函数的密度分布^[58, 61]

影响，其研究开启了核吸积模型的数值模拟研究^[65, 66]。

目前流行的行星吸积模型仅考虑一维球对称的情况^[67-69]。根据这组球对称一维方程可以计算一系列的流体静力学平衡模型。具体计算表明：随着核质量的增大，当核质量大于临界质量 $M_{\text{crit}} \approx 10M_{\oplus}$ 后，流体静力学平衡态就无法再保持，如图6所示。物理上，这意味着当外部包层的质量逐渐增大(与核质量相当)，其自引力变得重要，失控吸积就会被触发，气体吸积将会以流体动力学时标进行^[65, 66]。



注：当核质量超过临界值后，不再存在流体静力平衡解。

图6 行星质量随核质量的变化^[6]

Pollack 等人 (1996)^[21] 对行星的吸积进行了一维的含时数值模拟，证实了理论预期的结果。他们发现，如果行星的核质量超过临界质量，它会在吸积盘内经历失控吸积，长大成为气态巨行星。

4.2 超级地球的形成

开普勒卫星发现了许多质量处在地球到海王星之间的系外行星，学术界称这些系外行星

为超级地球^[70]。行星胚胎的引力会吸积盘中的气体，但下落的气体会释放引力能。这些能量将加热下落的气体，阻止气体沉积到行星表面。因此必须依赖有效的辐射冷却，这些吸积的气体才能够沉积到行星表面。行星的质量增长率受到了辐射冷却效率的限制。模型计算表明，行星胚胎需要长到约 10 倍地球的临界质量，才会进行足够快的热量传输。通常行星形成理论预言这些超级地球的数量会非常少。它们要么快速生长转变成气态巨行星，要么会由于迁移而被中央天体吞噬。但目前发现的大量超级地球 (Super-Earth) 对行星形成理论构成了巨大的挑战。

在行星内部，由于辐射区的密度和压强梯度很大，从表面向内，密度和压强急剧增大，辐射区将行星内部和原行星盘有效隔离。不论行星处于 0.1 AU 还是 10 AU 的位置，行星核的临界质量大约是 $10 M_{\oplus}$ ^[21, 67, 68]，不依赖于它所处盘的位置的局地物理状态。超级地球的核心质量大约在 $2 \sim 20 M_{\oplus}$ 范围内，正好处于临界质量范围内；但是让人困惑的是它们没有像气态巨行星那样厚厚的气体外包层，它们的气体外层的质量百分比不超过 $3\% \sim 10\%$ ^[71]。这些现象暗示，必然存在某种物理机制可以让超级地球避免失控吸积，从而阻止它转变成气态巨行星。

Lee 和 Chiang (2015)^[72] 研究了不同的尘埃气体比例对辐射传能的影响，他们发现失控吸积的时标在某些情况下会比吸积盘的寿命长，有利于形成超级地球。考虑真实三维的情况，由于辐射冷却的各向异性，吸积气体释放的能量也许可以在其他方向上 (非径向) 更有效地释放出来，但这是否有利于形成超级地球还有待深入研究。

5 行星大气逃逸研究

由于热木星距离中央天体很近 (小于 0.1 AU)，因此恒星的辐射会显著影响行星大气。恒星辐射产生的光致电离热量会在热木星表面形成类似太阳表面太阳风的外流^[73]。这些外流会造成可观的质量损失，强烈影响行星的演化并决定着行星的命运。这牵涉到复杂的辐射 - 气体相互作用。目前关于恒星的辐射造成热木星的质量损失的相关研究主要是一维稳态计算，有少量轴对称的二维磁流体数值模拟 (未考虑辐射)，三维辐射流体数值模拟还完全是空白。

Koskinen 等人 (2013a,b)^[74, 75] 对 HD209458b 这颗系外行星的大气逃逸进行了全面的研究。该模型考虑了 H, He, C, N, O, Si 及其离子的光化学过程，并通过之前估算的光电子加热效率估算恒星的加热效率。Koskinen 等人 (2013a) 估算的全局平均质量损失率与 Yelle (2004)^[76]、Tian 等人 (2005b)^[77]、Garcia Munoz (2007)^[78] 估算的相近，但是比 Murray-Clay 等人 (2009)^[79] 的估算值大 6 倍。Koskinen 等人 (2013a) 指出，差别在于 Murray-Clay 等人 (2009)^[79] 使用了灰大气模型，并且极紫外 (XUV) 的能量估计低了 4 倍。文章指出，在 HD209458b 的热大气层中，不同种类粒子的速度和温度没有很大区别，在能量和动量方程中，单一流体的假设是有效的。同时，计算也表明：(1) H 和 O 在低于 3 倍行星半径的高度时都保持中性；(2) C 在很低的高度就电离为 C⁺；(3) 在 5 倍行星半径以下，Si 主要以 Si⁺

形式存在, Si^{2+} 会通过和 H^+ 交换电荷形成。

Bourrier 和 Lecavelier des Etangs (2013)^[80] 建立了 HD209458b 和 HD189733b 的氢逃逸粒子模型。他们比较了理论的 Lyman- α 线和观测的结果, 对于 HD209458b, 行星风的观测速度为 130 km/s, 氢逃逸率为 $10^9 \sim 10^{11}$ g/s, 与流体动力学模型计算相符; 而对于 HD189733b, 其行星风的速度为 $-230 \sim -140$ km/s, 这表明在光压之外, 还需要其他的加速机制。可能的机制包括恒星风中的质子与行星风中的氢原子进行的电荷交换。Bourrier 等人 (2014)^[81] 修正了之前的模型, 对镁从 HD209458b 上的逃逸过程进行了研究, 并与观测进行比对。他们推断散逸层底高度达到洛希半径, 镁原子的逃逸速度达到 25 km/s 时与观测最相符。

Villarreal D'Angelo 等人 (2014)^[82] 研究了密近行星在不同星风下的动力学反馈, 发现 HD 209458b 的质量损失受星风影响不大。Perez-Becker 和 Chiang (2013)^[83] 指出, 当 $T > 2000$ K 时, 硅和铁会蒸发, 小质量近轨道行星会被完全蒸发。在这种情况下, 质量损失并不是由 XUV 决定, 而是由总的恒星热辐射决定的。他们利用辐射-流体动力学模型来研究强光照低质量的石质行星。他们发现该行星约为 $0.02 M_{\oplus}$, 并且已经损失了原始质量的 70%。同时作者也指出, 表面温度 2000 K, 质量为 $0.1 M_{\oplus}$ 的石质行星会在 10 Ga 的时间尺度上完全蒸发殆尽; 对于质量更大的行星, 这个时间尺度会更长。以此可以推测, 每发现一颗类似于 KIC12557548b 的行星, 就应该有 10~100 颗临近母星的热石质行星。Chiang 和 Laughlin (2013)^[84] 提出, 密近超级地球在形成过程中, 可以从母星的气体盘中吸积气体, 形成占行星质量百分之几到十几的富氢/氦的气体包层, 大多数行星可以保持该包层。

Mazeh 等人 (2005)^[86] 首先用小样本发现了公转周期和行星质量的负相关性。Southworth 等人 (2007)^[87] 也提出了公转周期和表面重力的负相关性。Weiss 和 Marcy (2013)^[88] 利用大的系外行星和候选体样本证实了这个负相关性。Youdin (2011)^[89] 发现在小周期行星中的行星半径分布有所变化, 他认为这其中肯定有气体逃逸的贡献。

Howard 等人 (2012)^[90] 也指出, 在极短周期 (<10 d) 的行星候选体中, 行星半径迅速变小, 大多都小于海王星半径。Petigura 等人 (2013)^[91] 和 Fressin 等人 (2013)^[92] 各自提出轨道周期小于 50 d 和 85 d 时, $2.8 R_{\oplus}$ 以上的行星就比较少见。Szabo 和 Kiss (2011)^[93] 以及 Beauge 和 Nesvorný (2013)^[94] 则指出, 在周期-质量图中, 周期小于 3 天的亚木星几乎不存在。对太阳系来说, 热亚木星沙漠位于 0.04 AU 以内。在多行星系统里, Ciardi 等人 (2013)^[95] 提出, 周期小于 20 d, 直径小于海王星的行星中, 内侧的行星 70% 都比外侧行星小, 而大于海王星的行星就没有这种规律。Wu 和 Lithwick (2013)^[96] 利用凌时变分法限制行星质量, 发现内侧行星密度更大。这说明小质量开普勒行星由高密度的石质核心和氢包层组成, 并且还可能存在气体逃逸。

将行星冷却过程结合能量限制方程和大气逃逸常量建立行星热演化模型, 可以计算行星质量和半径的演化, Lopez 等人 (2012)^[97] 发现, 观测到的行星中, 存在一个与行星质量、平均密度和恒星辐射量有关的阈值。当超过这个阈值时, 由于 XUV 辐射形成的大气逃逸过程, 行星的氢包层会完全逃逸掉。在 Lopez 等人 (2012)^[97] 的研究中, 此类行星约占小质量低密度行星的 10%。Lopez 和 Fortney (2013)^[98] 进一步对该阈值进行研究后发现, 对于质量

小于 $100 M_{\oplus}$ 的行星, 其气体逃逸, 行星核心的质量比行星质量更重要。Lopez 和 Fortney (2013) 很好地解释了多行星系统中行星的密度和质量分布, 并且预言了在周期小于 10 天的行星中, $1.8\sim 4 R_{\oplus}$ 的行星非常少见。这是因为质量大的行星可以很好地保持大气层, 而质量小的行星则会在母星的辐射下失去大气层。

Kurokawa 和 Nakamoto (2014)^[107]建立的模型中, 计算了太阳质量的恒星周围热木星的演化, 模型中考虑了大气逃逸和热收缩。在低 XUV 强度下, 他们使用了 Lopez 等人 (2012)^[97]中使用的能量限制方程; 在高 XUV 强度下, 他们使用了与 Murray-Clay 等人 (2009)^[79]类似的半解析模型。他们发现大气逃逸导致行星的两极分化, 热木星的气体包层可以保持, 而超级地球的包层则会全部失去。这与其他的研究结果相符合^[97, 98]。Kurokawa 和 Nakamoto (2014)^[107]认为热亚木星沙漠是由于亚木星行星迁移到原恒星盘内沿之后, 由于大气逃逸, 质量减少造成的。

相对于以上讨论的参数化大气逃逸模型, Owen 和 Wu (2013)^[100]采用了更加复杂的方法。基于 Owen 和 Jackson (2012)^[101]的流体动力学模型, 以离子流量、行星质量和行星半径为参数设计了一个行星大气逃逸率的函数, 并将大气逃逸率加入通用程序 MESA (Module for Experiments in Stellar Astrophysics) 中来模拟行星结构和演化。这样, 就避免了直接假设逃逸或加热率。他们的模型采用的温度-电离关系来自 Owen 等人 (2010)^[102], 这是在计算类太阳恒星盘的光致蒸发中, 通过行星大气数密度和 X 射线强度来计算气体温度。对于 XUV 主导的区域, 他们则将气体处理成 10 000 K 恒温, 并且采用了绝热的状态方程。而他们的电离参数也包括了一个最早用于原行星盘金属丰度的定标。由此作者推断, 在以氢为主的行星高层大气中, 恒星辐射的 X 射线是大气逃逸的主要力量, 而 XUV 至多造成了 10% 的影响。文章中推导出的风效率——风所含动能占输入能量的百分比, 在 5%~20% 之间, 所以 Lopez 等人 (2012)^[97], Lopez 和 Fortney (2013)^[98], Kurokawa 和 Nakamoto (2014)^[107]都据此采用 10% 的比率。

Owen 和 Wu (2013)^[100]的主要结论是大气逃逸很大程度上决定了密近开普勒行星的分布, 开普勒星表里 50% 的行星均有质量流失的迹象, 其结果是: (1) 大质量低密度的密近行星很少; (2) 尺度约在 $2 R_{\oplus}$, 轨道半径在 0.03~0.1 AU 的行星缺失。这种双峰分布就是由于强 X 射线辐射下的行星氢快速流失, 使其半径小于 $2 R_{\oplus}$, 而弱 X 射线下行星可以保持其氢包层, 从而半径会更大。计算表明, 小质量开普勒行星是由岩质核心和氢包层组成的, 其初始质量小于 $20 M_{\oplus}$, 而核心质量为数个地球质量。这些结论被其他研究人员所证实^[97, 98, 107]。

但是, Fressin 等人 (2013)^[92]和 Petigura 等人 (2013)^[91]对开普勒行星分布的数据分析后, 发现近邻行星中并不存在 2 个地球半径行星缺失现象。这与 Lopez 和 Fortney (2013)^[98]预测的窄谷分布相符, 但是与 Owen 和 Wu (2013)^[100]的预测不相符。Lopez 和 Fortney (2013)^[98]认为这是由于 Owen 和 Wu (2013)^[100]的初始条件的参数空间欠采样造成的。但是, Jin 等人 (2014)^[103]的研究中使用了与 Lopez 等人 (2012)^[97]相似的模型, 也在 $2 R_{\oplus}$ 的地方发现了间断。Jin 等人 (2014) 指出, 开普勒的统计数据 and 模型不一样的原因可能是: (1) 目前的大气逃逸模型不够完备, 过高地估计了大气逃逸量; (2) 模型中使用的初始 H/He 包层过于简化; (3) 高密度核引起的。与 Owen 和 Jackson (2012)^[101]以及 Owen 和 Wu (2013)^[100]的模型类

似, Erkaev 等人 (2013)^[104] 和 Lammer 等人 (2013)^[105] 也开发出了用以研究大气逃逸的流体动力学大气模型, 他们的模型中将加热效率作为常数, 并采纳了 Tian 等人 (2005)^[77] 的 2D 辐射转移方式。Lammer 等人 (2013)^[105] 利用质量和半径已知的“超级地球”(Kepler-11b-f, GJ 1214b, 和 55 Cnc e) 对该模型进行验证, 发现除了 Kepler-11c 外, 其他行星由于其大气达到了洛希半径, 都存在外流。需要注意的是 Lammer 等人 (2013)^[105] 中的外流比 HD 209458b 低 1~2 个量级, 并且在 Erkaev 等人 (2013)^[104] 和 Lammer 等人 (2013)^[105] 的模型中 XUV 加热是大气逃逸的主要动力。Kislyakova 等人 (2014)^[106] 使用蒙特卡罗方法计算了在 Erkaev 等人 (2013)^[104] 和 Lammer 等人 (2013)^[105] 的大气模型下 Kepler-11b-f 的高层大气逃逸情况。他们发现, 星风对“超级地球”外层的氢包层的腐蚀只占行星大气逃逸总量的很小一部分, 但是星风会使行星的大气形状发生改变, 形成不对称的结构。

6 国内行星形成研究对辐射磁流体动力学模拟技术的需求

辐射磁流体动力学过程在行星形成, 如行星迁移、核吸积和大气逃逸等物理过程中都发挥着重要作用。行星形成涉及到的辐射磁流体动力学过程是高度非线性的, 通常的解析或者半解析的研究手段难以奏效, 有必要发展一套有效的数值模拟工具对其进行深入研究。辐射除了对动力学重要之外, 与观测的比对也是至关重要的。阿塔卡玛毫米波阵列望远镜 (Atacama Large Millimeter Array, ALMA) 已经可以对原行星盘进行高分辨率成像, 如果我们要想将数值模拟的结果和天文观测数据进行比对, 必须要考虑辐射转移过程。发展辐射磁流体动力学模拟程序可以建立联系理论研究和天文观测的桥梁。

6.1 辐射的处理

在处理磁流体模拟时采用的数值算法方面, 早期的程序是基于有限差分方法 (Finite Difference Method), 例如 ZEUS。随着计算流体力学 (Computational Fluid Dynamics, CFD) 的发展, 现在的数值模拟软件采用更为先进的有限体积方法 (Finite Volume Method), 这种算法对于激波非常有效。但是关于辐射的处理, 很多工作还停留在通量限制扩散 (Flux Limited Diffusion, FLD) 近似。最新研究工作说明 FLD 处理是有缺陷的。要获得对辐射磁流体的正确认识, 我们有必要开发新的辐射磁流体数值模拟软件。国际上关于行星形成的研究已经是个非常热门的领域, 但国内关于行星形成方面的数值模拟还比较匮乏。开发辐射磁流体数值模拟代码比较复杂, 一旦实现, 可供开展的研究会非常丰富, 研究深度也会大大加深。希望国内有更多的科研机构 and 人员投入到这一国际上迅猛发展的领域中来。鉴于数值实现比较困难, 建议先从比较简单的 FLD 近似着手, 然后再考虑求解更真实的辐射转移方程。

显式求解辐射转移方程, 时间步长的限制非常严重。为提高计算效率, 通常采用隐式处理辐射转移方程。辐射的隐式处理也会涉及到大规模线性代数方程组的求解, 特别是稀疏线性代数方程组的求解处于核心地位。由于线性代数方程组的规模巨大, 直接求解的计算开销难以承受。通常采用迭代方法来求解线性方程组。全局的 Krylov 子空间方法是一种迭代求解线性代数方程组的方法, 是目前求解稀疏线性代数方程组最流行和有效的方法之一。常用

的 Krylov 子空间方法包括 Arnoldi 方法、Lanczos 方法、广义最小残量法 (GMRES)、稳定双共轭梯度法 (BICGS) 和拟最小残量法 (QMR) 等。

6.2 磁场的处理

在处理磁场的时候，需要注意的有两点。一是由于涉及到磁场的处理，磁流体模拟比纯流体模拟要复杂。首先，当考虑磁场后，方程的本征波动模式变复杂，会出现快波、慢波和 alfvén 波；这会导致近似黎曼解算子 (Riemann Solver) 比通常纯流体的 Riemann 解算子复杂。第二点是保持磁场的无散性限制。如果不能将磁场散度保持在较小范围内，就会造成非物理流动，数值模拟的结果是非物理的。

早期的磁流体数值模拟是局限在理想磁流体框架下的模拟。在理想磁流体框架下，人们深入研究了 MRI 角动量转移机制。在此基础上，人们又开始考虑非理想磁流体效应，比如双极扩散、Hall 效应，以及更细致的物理过程，比如等离子的电离以及复合等 (详细的讨论可参考白雪宁的第一篇文章)。还有些数值模拟研究原行星盘的磁场不稳定性导致爆发现象。目前的工作对原行星盘的辐射磁流体模拟还比较少。结合辐射和非理想磁流体效应，可供研究的题目包括研究行星的迁移，角动量转移机制，以及原行星盘风等问题。

6.3 自引力的处理

盘的自引力在行星形成过程中扮演重要角色。一方面它会对行星的迁移产生影响；另一方面自引力如果足够强，会产生引力不稳定性。吸积盘只有在辐射冷却足够快，引力不稳定性所引发的碎裂 (fragmentation) 才能发生，在此基础上才有可能形成质量较大的类木行星。为了研究辐射对盘的引力不稳定性影响，我们必须要考虑盘的自引力。在辐射足够高效情形下，引力不稳定性形成的团块会碎裂成为行星。

6.4 三维效应

关于行星和盘相互作用数值模拟多局限在二维。二维情形仅能考虑密度波导致的角动量交换。实际的盘是三维的，三维模拟不仅仅是维度的拓展，还会引入新的物理机制，比如新的波动模式会被激发。除了密度波，还会有重力内波 (Internal Gravity Wave, IGW)。还没有深入地研究这种新的波模如何影响行星的迁移。另外，要研究行星偏心率 and 轨道倾角的变化也需要三维的模拟。行星在盘内吸积气体的过程，目前这方面的研究主要利用径向一维的盘演化模型结合一维的行星球对称吸积模型来进行，这显然不太合理。为了克服上述局限，我们有必要开发三维盘 + 三维吸积的辐射磁流体模拟来深入研究行星形成的过程。

6.5 尘埃的效应

尘埃的影响对行星的形成十分重要。国际上对开尔文-亥姆霍兹不稳定性 (KH instability) 以及束流不稳定性 (streaming instability) 的研究比较多，但多集中于尘埃 + 流体或者尘埃 + 磁流体的数值模拟。在辐射磁流体方面还没有相关研究工作，如果可以在尘埃 + 辐射磁流体方面进行拓展，应该有希望得到新的研究结果。发展两相 (尘埃 + 辐射磁流体) 流体是一个有生命力的领域。

6.6 自适应网格功能

自适应网格 (Adaptive Mesh Refinement, AMR) 是处理时空多尺度问题的有力工具。目

前模拟加入 AMR 功能的还很少。在模拟低质量的行星形成时, 由于行星质量较小, 对研究行星和盘的相互作用是一个挑战, 相应地, 其引力控制范围 (希尔半径) 很小, 这会对研究的分辨率提出非常苛刻的要求。如果要准确刻画行星周围吸积盘的流体行为, 在行星周围的网格就必须非常细密, 换言之, 行星附近需要非常高的数值分辨率。但如果对全局吸积盘都采用如此高分辨率的均匀网格, 计算量对现在的计算机来说是难以承受的, 因此需要采用自适应网格 (AMR) 技术。

7 RMHD 发展的策略

磁流体算法已经比较成熟。磁流体部分的开发比较容易, 主要有两种选择方式: 一种是我们自己可以开发一个三维磁流体平台; 另外一种可以使用已经公开释放的代码平台, 在此平台基础上开发辐射磁流体软件。采取两种方案的折中方案也许会比较适合。我们可以利用已有的代码进行有价值的研究, 在这个过程中也会对代码有更深入的认识, 这也为我们独立开发代码奠定了良好的基础。如果采用第二种方案, Athena 或者 Pluto 应该都是不错的选择。这些代码都是比较通用的代码, 适合各种不同的坐标系, 也适合拓展到不同领域中各种问题中去。另外不同的人开发代码的习惯不同, 最好是订立一个标准, 让大家都遵守, 这样不同的人编写的代码更容易整合在一起。

辐射的处理比较复杂, 比较可行的办法是分两步走: (1) 基于 FLD 扩散近似来处理辐射, 这涉及到比较多的线性代数方程组求解。可以采用双共轭梯度法 (BiCGS) 来求解, 或者采用广义最小余量法 (GMRES)。 (2) 严格求解完全的辐射磁流体方程, 此部分会涉及到更大规模的线性代数方程求解。也许可以求助 PETSc 来进行并行的线性代数方程求解。线性方程组求解器是 PETSc 的核心组件之一, PETSc 几乎提供了所有求解线性方程组的高效求解器, 既有串行求解也有并行求解, 既有直接法求解也有迭代法求解。对于大规模线性方程组, PETSc 提供了大量成熟而有效的迭代方法 (这些方法基于 Krylov 子空间迭代方法和预条件子 (Preconditioner)), 以及其他通用程序和用户程序的接口。PETSc 具有一般库软件所具备的高性能、可移植等优点, 而且面向对象技术使得 PETSc 内部功能部件的使用非常方便, 接口简单而又适用面广, 可以缩短开发周期, 减少工作量。

磁场的处理有两方面, 一个是 Riemann 解算子, 一个是无散性的要求。磁流体的 Riemann 解算子发展目前已经比较成熟, 我们可以选取目前常用的 HLLD 解算子。磁场的散度为零, 模拟当中需要保持磁场的无散性。为此人们常采用的方法包括: (1) 8-waves; (2) Cleaning; (3) Lagrange 乘子算法; (4) 限制性传输 (Constrained Transport, CT)。我们可以选取 CT 方法。该方法是目前采用比较多的方法, 它通过把物理变量定义在交错网格上, 可以巧妙设计算法满足磁场的无散性条件。

由于吸积盘的近开普勒较差转动, 内区的流体速度很大, 根据求解波动方程的 Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) 条件, 我们知道, 对于给定的网格大小, 时间步长是和流体速度成反比的。这表明要模拟全局原行星盘的演化, 内区的时间步长确定了整个模拟的时间步长。如

果需要进行长期的模拟，计算花销很大，这对于数值模拟来说是非常不利的。为此我们必须考虑一种叫做 FARGO (Fast Advection in Rotating Gaseous Objects) 的算法来消除模拟对于时间步长的限制^[108]。两相 (气体 + 尘埃) 磁流体尘埃的影响也是需要考虑的，需要考虑气体和尘埃之间的耦合；这个已经有相应的理论描述，我们需要在数值上实现。

当原行星盘的自引力变得重要时，我们必须求解关于盘引力势的泊松方程。进行局地的盘模拟，我们常常采用 shearing sheet 假设 (采用直角坐标)。这种情况下自引力的处理比较简单，可以采用快速傅里叶变换 (FFT) 比较方便地求解泊松方程。但是处理全局的盘模拟时 (采用柱坐标和球坐标)，快速傅里叶变换求解泊松方程并不方便。目前求解泊松方程比较高效的办法是多重网格法，这也会涉及比较多的大规模线性代数方程组的求解，编制程序有一定的工作量。

三维的模拟计算量和存储量都比较大，程序并行化是克服计算量瓶颈的有效方法。利用 MPI 来并行化是目前主流的并行化方案。如果有熟悉 GPU-Nvidia 编程的专业人员帮助，我们也可以考虑将程序拓展到 GPU 版本。如果能实现 MPI+GPU 功能，对三维模拟有巨大的帮助。另外，三维数据分析可视化也比较费时费力，其分析软件方面可以借鉴的一些公开代码有 yt 和 VisIt 等。

关于自适应网格 (AMR) 的实现，我们可以先发展普通的辐射磁流体数值模拟程序。当需要自适应网格功能时，我们可以基于并行块结构自适应网格管理软件包 PARAMESH 来实现。该软件包是一个专门处理网格自适应加密放粗的专业软件包，它和磁流体模拟模块的接口非常友好。只要将具体物理问题的模块写好，并找到合适加密放粗判据，就可以很方便地利用 PARAMESH 来实现 AMR 功能。基于该想法，我们已经针对无力场磁流体动力学，将基于加权本质无振荡 (Weighted Essentially Non-Oscillatory, WENO) 格式的高阶交错 Godunov 类型方法推广到自适应网格。我们针对磁场的无散条件设计了加细比为 2 的块结构自适应网格上的无散提升算法，该自适应算法和无散提升算法的正确性和有效性通过在磁主导等离子体撕裂模不稳定性问题中的应用得到了验证^[109]。总体来说国内天体物理研究领域的 AMR 基础还比较薄弱，需要资金资助和大力培养人才。

参考文献：

- [1] <http://exoplanets.org/>, 2016
- [2] Boss A P. *Science*, 1997, 276: 1836
- [3] Gammie C F. *ApJ*, 2001, 553: 174
- [4] Helled R, Bodenheimer P, Podolak M, et al. *Protostars and Planets VI*, 2014: 643
- [5] 汪景琇, 袁峰, 陈鹏飞, 等. *天文学进展*, 2016, 34: 365
- [6] Armitage P J. *Astrophysics of Planet Formation*, Cambridge: Cambridge University Press, 2010: 198
- [7] Shakura N I, Sunyaev R A. *A&A*, 1973, 24: 337
- [8] Kley W, Nelson R P. *ARA&A*, 2012, 50: 211
- [9] Takeuchi T, Miyama S M, Lin D N C. *ApJ*, 1996, 460: 832
- [10] Goldreich P, Tremaine *ApJ*, 1979, 223: 857

-
- [11] Goldreich P, Tremaine ApJ, 1980, 241: 425
- [12] Ward W R. Icar, 1997, 126: 261
- [13] Nelson R P, Papaloizou J C B, Masset F, et al. MNRAS, 2000, 318: 18
- [14] Masset F. A&AS, 2000, 141: 165
- [15] Bryden G, Chen X, Lin D N C, et al. ApJ, 1999, 514: 344
- [16] Paardekooper S J, Mellema G. A&A, 2006, 453: 1129
- [17] Goldreich P, Sari R. ApJ, 2003, 585: 1024
- [18] Zhu Z H, Nelson R P, Hartmann L, et al. ApJ, 2011, 729: 47
- [19] Paardekooper S J. MNRAS, 2014, 444: 2031
- [20] Tanaka H, Takeuchi T, Ward W R. ApJ, 2002, 565: 1257
- [21] Pollack J B, Hubickyj O, Bodenheimer P, et al. Icar, 1996, 124: 62
- [22] Terquem C. MNRAS, 2003, 341: 1157
- [23] Masset F S, Morbidelli A, Crida A, Ferreira J. ApJ, 2006, 642: 478
- [24] Papaloizou J C B, Larwood J D. MNRAS, 2000, 315: 823
- [25] Cresswell P, Nelson R P. A&A, 2006, 450: 833
- [26] Laughlin G, Steinacker A, Adams F C. ApJ, 2004, 608: 489
- [27] Nelson R P, Papaloizou J C B. MNRAS, 2004, 350: 849
- [28] Kley W, Crida A. A&A, 2008, 487: L9
- [29] Lin D N C, Papaloizou J C B. ApJ, 1986, 309: 846
- [30] Lin D N C, Papaloizou J C B. MNRAS, 1979, 186: 799
- [31] Lubow S H, Ida S. ed Seager S. Exoplanets, Arizona: University of Arizona Press, 2010: 347
- [32] Rasio F A, Ford, E B. Science, 1996, 274: 254
- [33] Papaloizou J C B, Nelson R P, Masset F S. A&A, 2001, 366: 263
- [34] Kley W, Dirksen G. A&A, 2006, 447: 369
- [35] Dangelo G, Lubow S H, Bate M R. ApJ, 2006, 652: 1698
- [36] Storch N I, Anderson, K R, Lai D. Science, 2014, 345: 1317
- [37] Ward W R. Icar, 1986, 67: 164
- [38] Artymowicz P. ApJ, 1993, 419: 155
- [39] Tanaka H, Ward W R. ApJ, 2004, 602: 388
- [40] Cresswell P, Dirksen G, Kley W, et al. A&A, 2007, 473: 329
- [41] Moorhead A V, Adams F C. Icar, 2008, 193: 475
- [42] Ward W R, Hahn J M. ApJ, 2003, 125: 3389
- [43] Bitsch B, Kley W. A&A, 2011, 530: A41
- [44] Nelson R P, Papaloizou J C B. MNRAS, 2002, 333: L26
- [45] Adams F C, Laughlin G. Icar, 2003, 163: 290
- [46] Chatterjee S, Ford E B, Matsumura S, et al. ApJ, 2008, 686: 580
- [47] Juric M, Tremaine S. ApJ, 2008, 686: 603
- [48] Matsumura S, Thommes E W, Chatterjee S, et al. ApJ, 2010, 714: 194
- [49] Masset F, Snellgrove M. MNRAS, 2001, 320: L55
- [50] Quillen A C, Blackman E G, Frank A, et al. ApJ, 2004, 612: L137
- [51] Dodson-Robinson S E, Salyk C. ApJ, 2011, 738: 131
- [52] Balbus S A, Hawley J F. Reviews of Modern Physics, 1998, 70: 1
- [53] Armitage P J. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 2011, 49: 195
- [54] Lovelace R V E, Li H, Colgate S A, Nelson A F. ApJ, 1999, 513: 805
- [55] Li H, Finn J M, Lovelace R V E, Colgate S A. ApJ, 2000, 533: 1023
- [56] Li H, Colgate, S A, Wendroff B, Liska R. ApJ, 2001, 551: 874
- [57] Li H, Lubow S H, Li S, Lin D N C. ApJL, 2009, 690: L52
- [58] Yu C, Li H. ApJ, 2009, 702: 75
- [59] Yu C, Li H, Li S, Lubow S H, Lin D N C. ApJ, 2010, 712: 198

-
- [60] Haisch, K E, Lada E A, Lada C J. *ApJL*, 2001, 553: 153
- [61] Yu C, Lai D. *MNRAS*, 2013, 429: 2748
- [62] Safronov V S. *Evolution of protoplanetary cloud and formation of the Earth and planets*, Nauka Press, Moscow, 1969: 73
- [63] Wetherill G W. *Meteoritics*, 1977, 12: 387
- [64] Perri F, Cameron A G W. *Icar*, 1974, 22: 416
- [65] Mizuno H, Nakazawa K, Hayashi C. *Progress of Theoretical Physics*, 1978, 60: 699
- [66] Mizuno H. *Progress of Theoretical Physics*, 1980, 64: 544
- [67] Stenvenson D J. *P&SS*, 1982, 30: 755
- [68] Ikoma M, Nakazawa K, Emori H. *ApJ*, 2000, 537: 1013
- [69] Baraffe I, Chabrier G, Barman T. *Rep Prog Phys*, 2010, 73: 016901
- [70] Valencia V, Sasselov D D, O'Connell R J. *ApJ*, 2007, 656: 545
- [71] Lopez E D, Fortney J J. *ApJ*, 2014, 792: 1
- [72] Lee E J, Chiang E. *ApJ*, 2015, 811: 41
- [73] Parker E N. *ApJ*, 1964, 139: 72
- [74] Koskinen T T, Harris M J, Yelle R V, et al. *Icar*, 2013a, 226: 1678
- [75] Koskinen T T, Yelle R V, Harris M J, et al. *Icar*, 2013b, 226: 1695
- [76] Yelle R V. *Icar*, 2004, 183: 508
- [77] Tian F, Toon O B, Pavlov A A, et al. *ApJ*, 2015b, 621: 1049
- [78] Garcia Munoz A. *Planet Space Sci*, 2007, 55: 1426
- [79] Murray-Clay, R A, Chiang, E I, Murray N. *ApJ*, 2009, 693: 23
- [80] Bourrier V, Lecavelier des Etangs A. *A&A*, 2013, 557: 124
- [81] Bourrier V, Lecavelier des Etangs A, Vidal-Madjar A. *A&A*, 2014, 565: 105
- [82] Villarreal D' Angelo C, Schneider M, Costa A, et al. *MNRAS*, 2014, 438: 1654
- [83] Perez-Becker D, Chiang E. *MNRAS*, 2013, 433: 2294
- [84] Chiang E, Laughlin G. *MNRAS*, 2013, 431: 3444
- [85] Croll B, Rappaport S, DeVore J, et al. *ApJ*, 2014, 786: 100
- [86] Mazeh T, Zucker S, Pont F. *MNRAS*, 2005, 356: 955
- [87] Southworth J, Wheatley P J, Sams G. *MNRAS*, 2007, 379: L11
- [88] Weiss L M, Marcy G W. *ApJ*, 2013, 768: 14
- [89] Youdin A N. *ApJ*, 2011, 742: 38
- [90] Howard A W, Marcy G W, Bryson S T, et al. *ApJS*, 2012, 201: 15
- [91] Petigura E A, Marcy G W, Howard A W. *ApJ*, 2013, 770: 69
- [92] Fressin F, Torres G, Charbonneau D, Bryson S T. *ApJ*, 2013, 766: 81
- [93] Szabo G M, Kiss L L. *ApJL*, 2011, 727: L44
- [94] Beauge C, Nesvorny D. *ApJ*, 2013, 763: 12
- [95] Ciardi D R, Fabrycky D C, Ford E B, et al. *ApJ*, 2013, 763: 41
- [96] Wu Y, Lithwick Y. *ApJ*, 2013, 772: 74
- [97] Lopez E D, Fortney J J, Miller N. *ApJ*, 2012, 761: 59
- [98] Lopez E D, Fortney J J. *ApJ*, 2013, 776: 2
- [99] Kurokawa H, Nakamoto T. *ApJ*, 2014, 783: 54
- [100] Owen J E, Wu Y. *ApJ*, 2013, 775: 105
- [101] Owen J E, Jackson A P. *MNRAS*, 2012, 425: 2931
- [102] Owen J E, Ercolano B, Clarke C J, et al. *MNRAS*, 2010, 410: 1415
- [103] Jin S, Mordasini C, Parmentier V, et al. *ApJ*, 2014, 795: 65
- [104] Erkaev N V, Lammer H, Odert P, et al. *Astrobiology*, 2013, 13: 1011
- [105] Lammer H, Erkaev N V, Odert P, et al. *MNRAS*, 2013, 430: 1247
- [106] Kislyakova K G, Johnstone C P, Odert P, et al. *A&A*, 2014, 562: 116
- [107] Kurosaki K, Ikoma M, Hori Y. *A&A*, 2014, 562: 80

[108] Masset F. A&AS, 2000, 141: 165

[109] Yu C. MNRAS, 2011, 411: 2461

The Current Status and Future Perspectives on Numerical Simulations of Planet Formation II: Planet Migrations, Core Accretion, and Atmosphere Escape

YU Cong^{1,2}

(1. Yunnan Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650216, China; 2. Key Laboratory for the Structure and Evolution of Celestial Objects, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China)

Abstract: This paper review our current understandings in some important stages of planet formation, including planet migration, core accretion, and atmospheric escape. Planet-disk interaction leads to planet migration, which can significantly influence the planet's orbital properties as well as the disk structure. The core accretion process largely determines the destiny of growing planet embryos: to become a gas giant or a terrestrial planets. The process of atmospheric escape is strongly connected to the planetary climate and potentially origin of life. All these stages involve complex radiative magnetohydrodynamic (MHD) processes. With growing computational power and the advance of numerical algorithms, we now in an era of using computational methods to solve highly nonlinear dynamical problems, alleviating the limitation of earlier times. While computational MHD is towards its maturity, efforts that aim to incorporate radiative transfer into MHD processes are still in its infancy. This paper stresses the necessity of radiation MHD studies in the field of planet formation. We also describe the scientific demand on the capability of radiation MHD codes, and strategies for developing radiation MHD codes in China for planet formation applications.

Key words: planet formation; migration; core accretion; atmosphere escape; exoplanet