

分类号_____

密级_____

U D C_____

编号_____

中国科学院地球化学研究所
博士后研究工作报告

月球形成大碰撞理论的数值模拟研究

周游

工作完成日期: 2015年5月—2017年9月

报告提交日期: 2017年9月

中国科学院地球化学研究所
2017年9月

本人提交的学位论文是在导师的指导下进行的研究工作及取得的研究成果。论文中引用他人已经发表或出版过的研究成果，文中已加了特别表注。对本研究及学位论文撰写曾做出贡献的个人和集体在文中作了明确说明并表示衷心感谢。

本声明的法律后果由本人承担。

学位论文作者（签名）：

签字日期：

学位论文版权使用书

本人完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，学校有权保留学位论文并向国家主管部门或其指定机构送交论文的电子版和纸质版；有权将学位论文用于非赢利目的少量复制并允许进入中国科学院研究生院、中国科学院地球化学研究所图书馆被查阅；有权将学位论文的内容编入有关数据库进行检索；有权将学位论文的标题和摘要汇编出版。保密的学位论文在解密后适用本规定。

学位论文作者（签名）：

导师（签名）：

签字日期： 年 月 日

签字日期： 年 月 日

月球形成大碰撞理论的数值模拟研究

Study on numerical simulation of the moon-forming giant impact theory

博 士 后 姓 名: 周游

流动站（一级学科）名称: 地质学

专 业（二级学科）名称: 地球化学

合 作 导 师: 刘耘

研究工作起始时间 2015 年 5 月 1 日

研究工作期满时间 2017 年 9 月 27 日

中国科学院地球化学研究所

2017 年 9 月

内 容 摘 要

月球的起源是一个长期具有争议的重大科学问题。大碰撞理论自 1974 年提出以后，由于它能较好的解释地月系统间的一系列观测事实和数据，逐渐成为月球起源的各种理论中最被广为接受的一种。计算技术和分析技术的进步使得高精度模拟大碰撞事件的细节成为可能，自 2001 年第一个模拟大碰撞的标准模型（Canonical）建立以后，一系列新的数值模型和相关理论在不断出现，然而这些数值模型和理论在关键细节上都存在各自的疑点，近年来在地月系统间一些基本特性的认识上出现了全新的观点，但都未对数值模型产生根本的影响。

在完成大碰撞模拟程序的基础上对原始地球的核幔分异的一些影响因素进行了初步的探讨。

（1）模拟两个碰撞体核的直接融合情况。发现较小的碰撞角度，较小的碰撞速度，较小的碰撞体质量有利于两个碰撞体的铁核粒子直接融合。从大碰撞的角度来看，地球的核幔形成过程是不平衡或者部分平衡的。

（2）模拟了大碰撞事件的一些关键过程。包括大碰撞对原始地球全球的升温过程，以及大块的铁粒子团穿越地幔进入地核的过程。发现大碰撞初期粒子的升温过程主要受到大碰撞的压力和冲击波的影响，此后则主要受到溅射物质落回地面的能量与物质运动影响，热传导可能只是起到局部均匀化温度的作用；而大块的铁粒子团穿越地幔进入地核的时间较短，一般可以很快的完成穿越过程。

月球的形成问题远未解决，需要获取更多的探测与实验数据，并更加深入的探讨数值模型的约束条件与过程机理。

关键词：大碰撞；月球形成；数值模拟

Abstract

The origin of the moon is an important scientific problem which has long-term controversial. Giant impact theory was proposed in 1974, because it can better explain the system between the earth and the moon in a series of facts and data, Giant impact theory has become the most widely accepted theory in a variety of theories. The progress of computing technology and analysis technology make it possible to have high precision to simulate the details of giant impact theory. Since 2001, the first standard model (Canonical) of giant impact simulation was built, a new series of numerical models and theories were proposed from then on, however, these numerical models and theories all had flawed on its key details. Standard model can't meet the isotope restriction of the system of the earth and the moon, and two high angular momentum models need to remove excess angular momentum. The planet - disc equilibration theory and the ejection resonance theory were all pioneering theories which were proposed to solve the defects of numerical models, but they all have their own shortcomings. Since 2014, many new views about the basic characteristics between the earth and the moon were proposed, but they did not have significant influence on numerical models.

(1) Simulation of the direct fusion of two impactors. It is found that the smaller impact Angle, the smaller impact velocity, the smaller impactor mass is beneficial to the direct fusion of the iron nuclear particles of the two colliding bodies. From the point of view of the collision, the formation process of the earth's nuclear mantle is unbalanced or partially balanced.

(2) Some key processes of the big collision are simulated. This includes the process of a large collision on the global warming of the original earth, as well as the process of massive iron particles moving through the mantle into the earth's core. Found big collision heating process of the initial particles are mainly affected by the impact pressure and the influence of shock wave, then mainly by sputtering material falls back to earth's energy and material movement, heat conduction may only play the role of local homogenization temperature; And large chunks of

iron particles cross the mantle into the earth's core for shorter periods of time and can generally be completed quickly.

The problem of formation of the moon is far from resolved that needs to get more detection and experimental data, and also needs further discusses the numerical model's constraint conditions and process mechanisms.

Key words: Giant impact theory; Moon forming; Numerical simulation

目 录

1 大碰撞理论的发展历程.....	1
2 主要的大碰撞数值模型及制约因素.....	4
2.1 标准碰撞 (Canonical impacts) 模型及同位素制约.....	4
2.2 高自旋地球碰撞 (Fast-spinning Earth impact) 模型及角动量制约.....	6
2.3 对称地球碰撞 (Half-earth impact) 模型及角动量制约.....	8
2.4 其它模型及存在问题.....	9
3 大碰撞模型的相关理论.....	11
3.1 行星-吸积盘平衡 (Planet-disc equilibration) 理论.....	11
3.2 出差共振 (Evection resonance) 理论.....	14
4 大碰撞模型的基础认识研究进展.....	17
4.1 地月系统三氧同位素组成.....	17
4.2 月球挥发份损失.....	18
4.3 碰撞体与原始地球的同位素组成.....	21
5 SPH 方法的原理与基本思想.....	23
5.1 SPH 模型的基本思想.....	23
5.2 SPH 方法精度的影响因素分析.....	25
5.2.1 光滑核函数.....	25
5.2.2 光滑长度.....	26
5.2.3 边界处理.....	28
5.2.4 人工粘度与人工热流.....	29
5.2.5 状态方程.....	30
5.2.6 本构关系.....	30
5.2.7 粒子的分布.....	31
5.2.8 张力不稳定性.....	32
5.3 AMR-CTH 数值模拟方法简介.....	32
6 运行平台与软件测试.....	35
6.1 硬件平台.....	35
6.2 软件平台.....	36
6.3 Twins-impact 碰撞模拟测试.....	37
6.4 Disc-finder 程序测试.....	39
7 大碰撞事件对地球核幔平衡的影响.....	41
7.1 碰撞体铁核直接进入地核数值模拟.....	42

7.1.1 碰撞角度为 0°	42
7.1.2 碰撞角度为 15°	45
7.1.3 碰撞角度为 30°	48
7.1.4 碰撞角度为 45°	50
7.1.5 临界角度 (30°) 下碰撞速度的探讨	53
7.2 大碰撞事件的一些其它观测事实	56
7.2.1 大碰撞事件的升温过程及其地幔熔融的影响	56
7.2.2 大块铁粒子团穿越地幔的时间模拟	67
7.2.3 静态穿越地核进入地幔的数值模拟	69
7.2.4 静态穿越地幔进入核幔边界的数值模拟	71
8 结论与展望	74
Appendix (参数说明)	76
参考文献	77
博士后期间发表的论文专著	83
个人简历	85
永久通信地址	86

插图

图 1 标准碰撞模型示意图	P5
图 2 高自旋地球碰撞模型示意图	P7
图 3 对称地球碰撞模型示意图	P8
图 4 碰撞逃逸模型示意图	P10
图 5 Planet-disc equilibration 理论示意图	P11
图 6 新 Planet-disc equilibration 理论示意图	P13
图 7 高自旋地球碰撞模型下 Evection resonance 对地月系统的影响	P15
图 8 两阶段吸积模型示意图	P19
图 9 两阶段吸积模型形成的月球示意图	P20
图 10 Twins-impact 碰撞模拟 (色阶为密度 g/cm^3)	P37-38
图 11 Disc-finder 程序测试	P39
图 12 Disc-finder 程序测试二	P40
图 13 碰撞角度为 0 度的碰撞结果	P43-44
图 14 碰撞角度为 15 度的碰撞结果	P45-47
图 15 碰撞角度为 30 度的碰撞结果	P48-49
图 16 碰撞角度为 45 度的碰撞结果	P50-52
图 17 $0.04788M_{\oplus}$ 的碰撞结果	P52
图 18 ($0.40776M_{\oplus}$) 在 10km/sec — 20km/sec 下的碰撞结果	P53-54
图 19 ($0.16948M_{\oplus}$) 在 10km/sec — 20km/sec 下的碰撞结果	P54-55
图 20 ($0.04788M_{\oplus}$) 在 10km/sec — 20km/sec 下的碰撞结果	P57-58
图 21 ($0.083M_{\oplus}$) 在 20km/sec 下的碰撞结果	P59
图 22 ($0.11042M_{\oplus}$) 在 20km/sec 下的碰撞结果	P60
图 23 ($0.19878M_{\oplus}$) 在 20km/sec 下的碰撞结果	P60
图 24 ($0.40776M_{\oplus}$) 在 20km/sec 下的碰撞结果	P60
图 25 ($0.083M_{\oplus}$) 在 16km/sec 下的碰撞结果	P61
图 26 ($0.2446M_{\oplus}$) 在 16km/sec 下的碰撞结果	P61
图 27 ($0.04788M_{\oplus}$) 在 16km/sec 下的碰撞结果	P62
图 28 ($0.06722M_{\oplus}$) 在 16km/sec 下的碰撞结果	P62
图 29 ($0.11042M_{\oplus}$) 在 15° , 16km/sec 下的碰撞结果	P62
图 30 ($0.13384M_{\oplus}$) 在 15° , 16km/sec 下的碰撞结果	P62

图 31 (0.13384M \oplus) 在 15° , 16km/sec 下的碰撞结果	P63
图 32 (0.19878M \oplus) 在 16km/sec 下的碰撞结果	P63
图 33 (0.28386M \oplus) 在 15° , 16km/sec 下的碰撞结果	P64
图 34 (0.34182M \oplus) 在 15° , 16km/sec 下的碰撞结果	P64
图 35 (0.40776M \oplus) 在 15° , 16km/sec 下的碰撞结果	P64
图 36 (0.04788M \oplus) 在 16km/sec 下的碰撞结果	P65
图 37 (0.083M \oplus) 在 16km/sec 下的碰撞结果	P65
图 38 (0.11042M \oplus) 在 16km/sec 下的碰撞结果	P65
图 39 (0.13384M \oplus) 在 30° , 16km/sec 下的碰撞结果	P66
图 40 (0.16948M \oplus) 在 30° , 16km/sec 下的碰撞结果	P66
图 41 (0.19878M \oplus) 在 16km/sec 下的碰撞结果在 30° , 16km/sec 下	P66
图 42 (0.40776M \oplus) 在 30° , 16km/sec 下的碰撞结果	P67
图 43 初始碰撞条件	P68
图 44 铁粒子团进入地核的过程	P68-69
图 45 硅酸盐物质进入地幔的过程	P70-71
图 46 (0.000515 M \oplus) 的铁粒子团进入地核的过程	P72
图 47 不同质量 (0.000925 M \oplus , 0.001419 M \oplus , 0.002109 M \oplus , 0.003071 M \oplus , 0.004169 M \oplus , 0.007153 M \oplus) 的铁粒子团进入地核的过程	P73-74

表 格

表 1 月球形成理论的比较	P1
---------------	----

1 大碰撞理论的发展历程

月球的起源和早期演化,是一个跨学科、跨领域的重大科学问题,月球研究至今,已经获得了海量的数据,如何高效合理的利用这些数据,数值模拟是不可或缺的手段。近年来随着高精度同位素分析技术的提高,超级计算机计算能力和模拟能力的增强,大量新的地月系统组份及同位素数据在不断积累,新的月球形成过程的模拟参数在不断细化,这使得更加深入研究月球形成这一重要事件,并更加清楚认识这一事件对地月系统演化历史的影响成为可能。(欧阳自远和刘建忠,2014;林杨挺,2010)。

月球形成的理论目前有捕获、分裂、共吸积以及大碰撞假说,但这些理论在对地月系统独特性质的解释上,或多或少都存在疑点(Genda,2002)。表1详细比较各类月球形成理论的优缺点,从表1可以看出,大碰撞理论目前除了在氧同位素上尚存疑点,在其它方面都能较好的解释地月系统间的所有约束条件,因此大碰撞理论自确立以来,近几十年一直都是月球形成假说中最被广为接受的一种(Canup and Asphaug,2001;Melosh,2013;Ward,2000)。大碰撞理论的数值模拟工作自理论提出以来,一直都是月球研究的热点,但国内对这方面的工作尚未开展,非常有必要厘清现行的数值模型,相关理论,以及基础认识的研究进展,为以后的工作指明方向。

表1 月球形成理论的比较

因素 理论	可能性	高质量与高角动量	全月熔融	贫挥发份	贫铁核	氧同位素
捕获说	○	○	○	×	×	×
分裂说	×	√	○	○	√	√
共吸积说	○	○	×	×	×	√
大碰撞说	√	√	√	√	√	○

(√—好 ○—中等 ×—差) 据 Genda (2014)

大碰撞理论的提出最早可以追溯到1946年,Daly 发表论文提出了月球形成于一次大碰撞的观点,但这一理论在当时并没有得到任何

关注。大碰撞假说的再次提出是在 1974 年，Hartmann&Davis 在康奈尔大学举行的一次关于行星的天文研讨会上提出，如果一个足够大的小行星撞击地球，溅射出的地幔物质组成月球，可以满足月球贫挥发份和贫铁核的条件，并可以解释月球密度较低这一观测事实，这一理论在这次会议上也得到了 Cameron&Ward 的支持，Cameron&Ward 还进一步阐明碰撞体的大小应该和火星类似，此后他们分别在 1975 年和 1976 年发表论文论述了这一观点，这被普遍认为是大碰撞理论形成的开端，但大碰撞理论并没有很快被广为接受。此后随着越来越多的阿波罗样品及月球陨石样品出现，并伴随着分析测试技术的进步，新的数据逐渐越来越支持大碰撞理论。直至 1984 年在夏威夷举行的第一次月球起源重大国际会议上，月球形成的大碰撞理论才得以真正确立，并成为月球形成理论中最被广为接受的一种。此后在 1998 年蒙特利和 2013 年伦敦举行的第二次、第三次月球起源重大国际会议上，虽然大碰撞理论受到诸如同位素制约等问题的挑战，但普遍的观点认为，大碰撞理论仍然是目前能够解释地月系统诸多特性的最好的理论（Canup and Asphaug, 2001; Melosh, 2013; Ward, 2000; Ida, 1997; Cuk, 2012; Reufer, 2012）。

在 1974 年大碰撞理论被重新提出以后，大碰撞过程的定量化研究工作就没有停止过，如 Cameron&Ward, Melosh&Sonett, Stevenson 等，但这些早期的定量化工作都局限于宏观因素的探讨。真正意义上的数值模拟始于 1984 年的第一次月球起源的重大国际会议，Kipp&Melosh 采用基于传统欧拉网格的 CTH 方法对大碰撞过程进行模拟，但在当时这一方法显然无法处理大碰撞这一复杂过程，Benz&Cameron 则首先采用了一种 1977 年由 Lucy 提出的名为光滑粒子流体动力学（Smoothed particle hydrodynamic，简称 SPH）的方法，SPH 方法具有自适应性、无网格性和粒子形式，具有非常高的计算效率，非常适宜处理大变形和冲击载荷问题，此后几十年时间里，SPH

方法成为大碰撞数值模拟的主要方法。但受到了计算能力和模拟算法的制约，模型尚无法展示准确的细节和结果。第一个被大家所接受的数值模型由 Canup&Asphaug 于 2001 年建立，该模型在一个较为宽松的初始条件下，在当时被认为可以解释所有的地月系统特征，这一模型被称为标准碰撞（Canonical impacts）模型。但很快大家发现标准碰撞模型无法解释地月系统间的同位素近似问题，因此此后大碰撞模型的研究工作主要集中于两方面，一方面发展出新的数值模型来代替标准碰撞模型，比较成功的有高自旋地球碰撞（Fast-spinning earth impact）模型，对称地球碰撞（Half-earth impact）模型，以及碰撞-逃逸（Hit-and-run）模型和碰撞前旋转（Pre-impact rotation）模型等（Canup, 2008, 2012; Cuk, 2012; Reufer, 2012），但这些新的数值模型也都存在各自的缺点；另一方面的工作集中于建立新的理论来弥补现有数值模型的缺陷，比较成功的理论有行星-吸积盘平衡（Planet-disc equilibration）理论，出差共振（Evection resonance）理论（Pahlevan and Stevenson, 2007; Cuk, 2012），但这些理论目前尚存一定争议。总体而言，目前的大碰撞的数值模型和理论还不能完全解释月球形成的机制，对大碰撞理论的各种约束条件和过程机理还需要我们更深入的研究和探讨。

2 主要的大碰撞数值模型及制约因素

在讨论现行的大碰撞数值模型以前，必须明确地月系统间的一些基本观测事实和约束条件，这是研究大碰撞数值模型的基础。

(1) 月球的密度 (3.34g/cm^3) 低于地球 (4.2g/cm^3) 及其它内太阳系行星，这意味这月球没有铁核或者只有很小的铁核 ($<5\%$)；

(2) 月球具有很大的质量和角动量，月球与地球的质量比达到 1:81.3，而其它类似的卫星与类地行星质量比一般都小于 1:1000，并且月球携带了现今地月系统大部分的角动量；

(3) 地球与月球的间距在不断增加；

(4) 月球的形成时间非常晚（至少晚于太阳系形成后 30Ma），这一时间远远晚于与月球类似的其它星胚；

(5) 许多证据表明月球经历过全月性的熔融（岩浆洋）事件，相比地球，月球的中等挥发性元素（K、Pb、Bi 等）严重缺失；

(6) 许多难熔性元素的同位素组成在地月系统间一致，而在太阳系其它物种间组成截然不同。

2.1 标准碰撞（Canonical impacts）模型及同位素制约

标准碰撞模型由 Canup&Asphaug 于 2001 年建立，并于 2004 年对模型的状态方程进行了修正。依据标准碰撞模型的运行结果，月球形成于一次低速，碰撞速度 $v_{imp} \sim 1.0-1.1v_{esc}$ （ v_{esc} 为地球逃逸速度，值为 11.2km/s ），碰撞体质量约为火星大小（ $0.1 < \gamma < 0.15, \gamma = M_i / (M_i + M_t)$ ），碰撞角度约为 45° （ $b \sim 0.7$ ）的一次碰撞。碰撞完成以后，吸积盘与原始地球的总角动量 L 与现今地月系统角动量 L_{EM} 比较接近，至多为 $L \leq 1.2L_{EM}$ ，吸积盘的温度为 $3000\text{K} \sim 4000\text{K}$ ，吸积盘的质量至多为现今月球质量的两倍（ $M_D \leq 2M_L$ ）。依据模拟的结果，碰撞体的铁核几乎全部被原始地球所吸收，且吸积盘中的物质绝大部分（ $>80\%$ ）来

源于碰撞体。图 1 为标准碰撞模型的最优结果示意图。

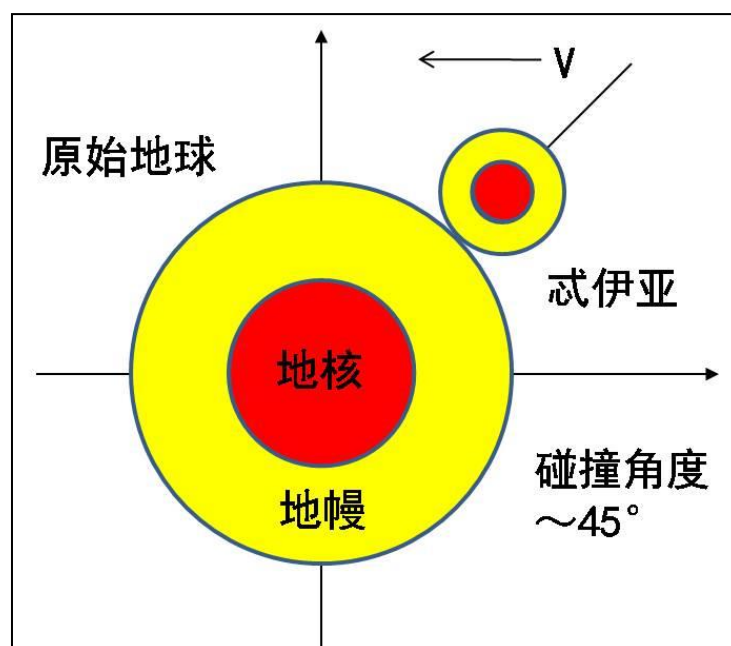


图 1 标准碰撞模型示意图

Fig.1 Diagram of canonical impacts model

标准碰撞模型提出以后，最初被认为几乎解决了所有的月球形成过程中的问题。吸积盘中的物质绝大部分来源于碰撞体，只有很少一部分来源于原始地球地幔，这一结果最早也被认为是解释月球富 FeO 的一个证据，但这一认识成为标准碰撞模型的最大弱点。随着高精度同位素分析技术的发展，一系列同位素数据对标准碰撞模型提出了强烈的挑战。同位素问题是由 Wiechert et al. 在 2001 年正式提出，但事实上陨石及天体化学界早已知道这一事实，即火星 SNC 陨石的三氧同位素组成 ($\Delta^{17}\text{O}$) 与地球之间存在显著的偏差（之前这一偏差被分析精度的误差所掩盖），且这一偏差在太阳系内不同物种间普遍存在。但地球和月球的三氧同位素组成仍然保持一致，这意味月球物质不可能主要来源于碰撞体。

地球和月球之间的同位素制约并不仅仅发生在氧同位素上。早在 1995 年，Humayun&Clayton 就指出 $^{39}\text{K}/^{41}\text{K}$ 含量在地球和月球之间基本相同，1998 年 Lugmair&Shukolyukov 发现地球和月球的 ^{53}Mn — ^{53}Cr 组成也非常相似，2007 年地球和月球的同位素近似问题扩大到 ^{28}Si ，

^{29}Si , ^{30}Si 与 $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$, 其中 $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ 的偏差略微超出了检测限, 但与太阳系内其它物种之间的差距相比, 这一偏差微乎其微 (Georg, 2007; Touboul, 2007)。2012 年 Zhang et al. 研究发现难熔元素 $^{47}\text{Ti}/^{50}\text{Ti}$ 在地球与月球之间也基本一致。总体而言, 标准碰撞模型已经受到越来越多地月系统间同位素组成的挑战。

在这些同位素制约当中, 最严格的约束来源于氧同位素, 同时太阳系不同物种间的各种同位素组成中, 氧同位素的研究也是最全面最彻底的。Canup 构造了 $|\delta_T|$ 用于表征碰撞后吸积盘与地球间的组份差异 ($|\delta_T|=0$ 表明地月组成一致), 假设碰撞体的物质组份及同位素组成类似于火星的情况下, $\Delta^{17}\text{O}$ 对 $|\delta_T|$ 值的要求为 $|\delta_T| < 2\%$, 而相应 $^{47}\text{Ti}/^{50}\text{Ti}$ 对 $|\delta_T|$ 值的要求为 $|\delta_T| < 10\%$, ^{53}Cr 对 $|\delta_T|$ 值的要求为 $|\delta_T| < 42\%$ 。当然, 实际上碰撞体的物质组份是未知的, 考虑碰撞体物质组份的可能波动范围, 以及后期可能的混合改造因素, 大碰撞模型对 $|\delta_T|$ 值的要求可以放宽至 $|\delta_T| < 15\%$ 的范围。在后续的研究中, $|\delta_T|$ 逐渐成为衡量地月系统间组分与同位素差异的常用指标。

2.2 高自旋地球碰撞 (Fast-spinning Earth impact) 模型及角动量制约

由于标准碰撞模型无法满足大碰撞模型的同位素制约, 一些新的数值模型被提出。Cuk & Stewart 于 2012 年建立了高自旋地球碰撞模型, 这一模型相对标准碰撞模型而言, 碰撞体质量质量更小 ($M_i = 0.03 \sim 0.1M_{\oplus}$), 碰撞速度更大 ($1.5 \leq v_i/v_{esc} \leq 2.5$), 碰撞角度更小 ($b \sim -0.3$), 同时原始地球具有非常高的自旋速度 (自旋周期 T 为 2.3-2.7h, 达到原始地球分裂速率的 30%)。碰撞完成以后, 高自旋地球碰撞模型产生了一个相比标准碰撞模型质量略大 ($1.8 \sim 2.6M_L$) 的吸积盘, 吸积盘的物质主要来源于原始地球的地幔, 吸积盘 $|\delta_T|$ 值范围为 6%~15%, 系统总角动量值 L 为 $1.9 \sim 2.8L_{EM}$ 之间。图 2 为高自旋

地球碰撞模型的最优结果示意图。

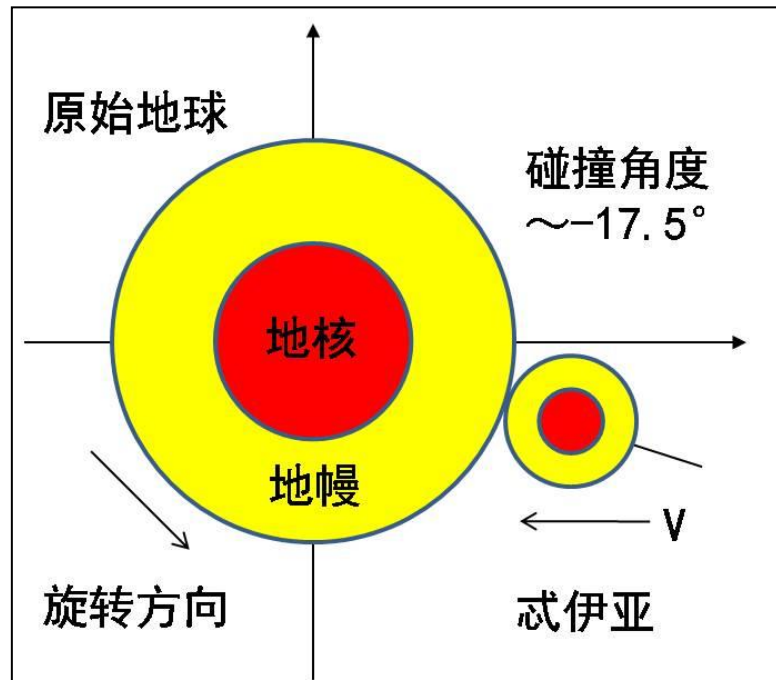


图 2 高自旋地球碰撞模型示意图

Fig.2 Diagram of fast-spinning earth impact

Asphaug 认为这一碰撞模型的实质是一个小型碰撞体撞击了高自旋的原始地球，触发了原始地球分裂，分裂的地幔物质形成了月球。由于组成月球的物质绝大部分来源于原始地球，所以该模型能够满足地月系统的同位素制约，但它最终会产生过剩的角动量（总角动量 L 为 $1.9 \sim 2.8L_{EM}$ ），这与现今的地月系统角动量不符。学界普遍认为大碰撞事件完成以后，地球的自转周期约为 5 小时，此后由于地月间的潮汐作用，地球的角动量传递至月球，使得地球的自转周期逐渐增加到现今的 24 小时，而月球的与地球的间距也逐渐增加，由 $\sim 2.9R_E$ 增加到现今的 $\sim 60.3R_E$ 。这一过程中，地月系统间的角动量将保持守恒，在潮汐作用中海洋与洋底的摩擦会损失一些能量，但这一损失对地月系统角动量的影响不超过 10%，大碰撞事件后，地月系统理想的总角动量约为 $1.1L_{EM}$ 。高自旋地球碰撞模型中总角动量 L 为 $1.9 \sim 2.8L_{EM}$ ，角动量显然是过剩的，这成为高自旋地球碰撞模型的最大挑战。此外这一模型还需要解释原始地球的高初始自旋速度。

2.3 对称地球碰撞（Half-earth impact）模型及角动量制约

对称地球碰撞模型由 Canup 在 2012 年提出，模型的思想是如果碰撞体足够大，大到足以对原始地球的组份产生显著的影响，那即使最后碰撞形成吸积盘的物质组成中包含了很多碰撞体的物质，吸积盘与原始地球之间仍然可能具有近似的同位素组成。一种极端的情况是碰撞体与原始地球质量完全一致 ($\gamma=0.5$)，并经历了一次完全对称的碰撞，那最终形成的吸积盘与碰撞后原始地球将具有完全一致的同位素组成，相应 $|\delta_T|=0$ 。对称地球碰撞模型的初始参数有一个较为宽松的范围，碰撞体质量与原始地球接近 ($0.4 \leq \gamma \leq 0.5$, $\gamma = M_i / (M_i + M_t)$)，碰撞速度为 $1 \leq v_i / v_{esc} \leq 1.6$ ，碰撞角度为 $0.35 \leq b \leq 0.7$ 。模型运行最终的 $|\delta_T|$ 范围为 $0.3\% \sim 15\%$ ，同样可以产生一个最终组份近似的原始地球与吸积盘，该模型产生的吸积盘的质量为 $1.7 \sim 5.5M_L$ ，对称地球碰撞模型也产生了过剩的角动量，系统总角动量 L 为 $1.8 \sim 2.7L_{EM}$ 。

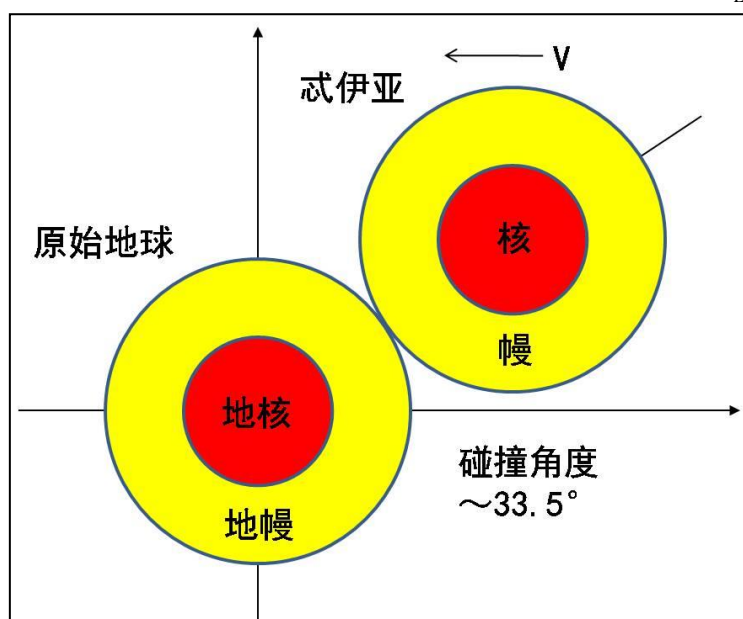


图 3 对称地球碰撞模型示意图

Fig. 3 Diagram of half-earth impact

对称地球碰撞模型的优点在于这一事件发生的概率比其它模型更大，Canup 认为在行星形成演化的最后阶段，两个质量相当的星子 ($0.4 \leq \gamma \leq 0.5$) 发生碰撞的概率较高，而一个较小的星子与一个较大

的星子 ($\gamma \sim 0.1$) 发生碰撞的概率非常低。Raymond et al.的模拟实验也表明了行星演化最后阶段,星子发生 $\gamma = 0.46$ 的碰撞概率可以达到 10% (Raymond, 2009)。

对称地球碰撞模型产生的吸积盘质量略微偏高,为 $1.7 \sim 5.5M_L$,但由于该模型产生的吸积盘形成温度更高,吸积盘中包含了 50%~90%的气态物质,Canup 通过对吸积模型研究,认为这一情况不会影响月球的形成 (Canup, 2012)。对称地球碰撞模型的主要缺陷还是来源于角动量过剩,这一模型最终的总角动量为 $1.8 \sim 2.7L_{EM}$,这与我们现实的观测情况也是不符的,此外该模型的碰撞能量巨大,对后期地月系统的影响还需要进一步研究探讨。由于对称地球碰撞模型和高自旋地球碰撞模型产生的角动量和能量都较大,有些文献中把这两个模型统称高角动量 (High-angular-momentum) 模型或者高能 (High-energy) 碰撞模型,本文沿用前一说法。

2.4 其它模型及存在问题

除了标准碰撞模型和高角动量模型以外,还有一些数值模型也被提出,但在影响力上比上述三个模型稍低。

Reufer et al.在 2012 年提出了碰撞逃逸 (Hit-and-run) 模型。相比标准碰撞模型,成功的碰撞逃逸模型的碰撞速度 v_i 稍快,约为 $1.2 \sim 1.25V_{esc}$,碰撞角度更小,约为 $32.5^\circ \sim 40^\circ$,碰撞体质量略大 $\gamma \sim 0.18$ 。在碰撞逃逸模型中,碰撞体的一部分物质最终离开了地月系统,这部分物质带走了一些角动量,但这一模型的角动量仍然略微偏高。即使在碰撞逃逸模型的最优结果中,最终的 \mathcal{J}_T 值为 $-35\% \sim -37\%$,最终的地月系统角动量为 $1.28L_{EM}$,均不完全符合要求,碰撞逃逸模型在地月系统同位素组成和角动量上均存在缺陷。另外 Asphaug 还认为逃逸的部分碰撞体物质可能会重新被地球所吸引。碰撞逃逸模型的最优运行结果如图 4 所示:

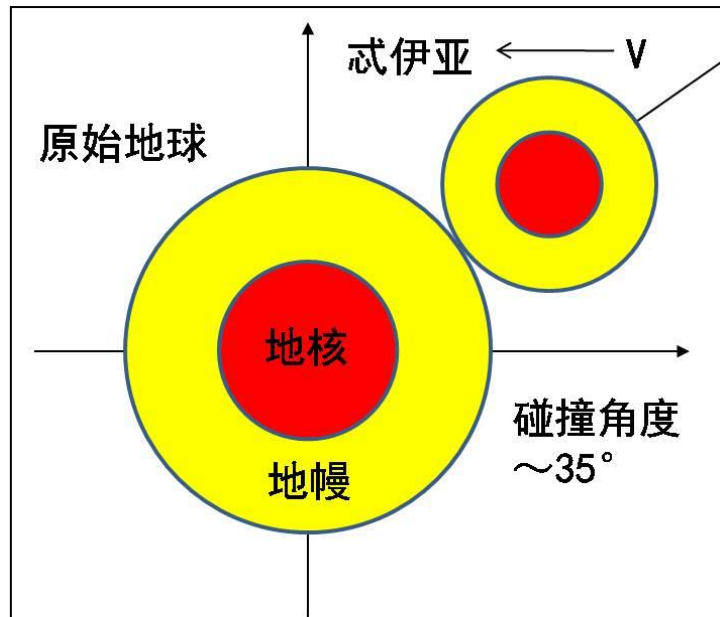


图 4 碰撞逃逸模型示意图

Fig.4 Diagram of hit-and-run impact

Canup 在标准碰撞模型被质疑以后，尝试修正标准碰撞模型 (Canup, 2008)，建立了碰撞前旋转 (Pre-impact rotation) 模型。在标准碰撞模型中原始地球和碰撞体都是没有自旋的，但在行星形成晚期，二者可能具有很强的自旋，Canup 将自旋角动量加入到模型中。模拟结果表明，是否增加自旋角动量，对碰撞速度、碰撞角度和吸积盘质量都没有产生影响，不同之处在于碰撞体的质量会增加到原始地球质量的 20%，碰撞过后总角动量为 $L \sim 1.1L_{EM}$ ，角动量结果相比标准碰撞模型更优。然而，该模型吸积盘的物质主要仍然来源于碰撞体，即使将参数 (L_S, L_I, γ, ξ) 调整到极限，仍然无法满足地球和月球的同位素制约。总体而言，碰撞前旋转模型可以看成是标准碰撞模型的一种修正。

3 大碰撞模型的相关理论

由于现行的大碰撞数值模型存在各自的缺陷，一些新的理论开始提出来弥补这些缺陷，试图通过两步的方式建立月球的形成理论。其中比较有影响力的理论有行星-吸积盘平衡（Planet-disc equilibration）理论和出差共振（Evection resonance）理论。

3.1 行星-吸积盘平衡（Planet-disc equilibration）理论

在标准碰撞模型受到同位素制约的挑战以后，大家开始思考碰撞后原始地球与吸积盘之间同位素平衡问题。Pahlevan&Stevenson 在 2007 年提出开创性的行星-吸积盘平衡理论，从全新的角度来解释了地月系统的同位素近似问题。

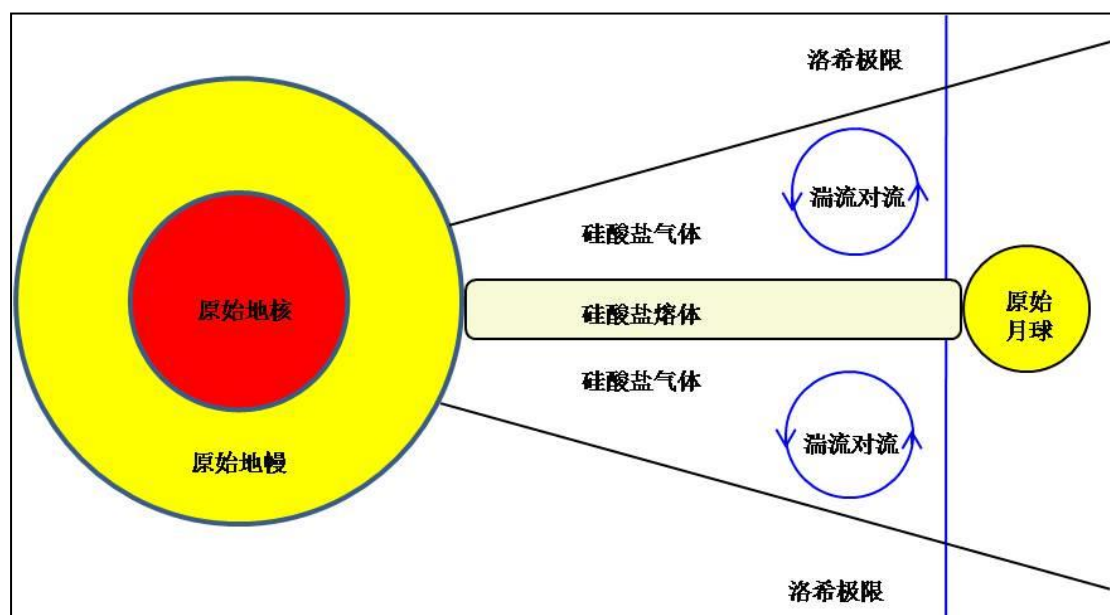


图 5 Planet-disc equilibration 理论示意图

Fig.5 Diagram of planet-disc equilibration theory

行星-吸积盘平衡理论认为大碰撞过后，地月系统会经历大范围的熔融和部分的气化，湍流对流作用使得原始地球硅酸盐的气体部分会与大碰撞形成的吸积盘的气体部分发生混合，使得吸积盘与原始地球的地幔之间发生物质交换，从而达到同位素组份的平衡，如图 5 所

示。这一理论如果成立，可以使得大碰撞事件彻底摆脱地月系统间的同位素制约，然而这一理论目前也存在很大的争议。

①依据 Pahlevan&Stevenson 的估算，要让原始地球与吸积盘之间产生充分的物质交换，这一平衡过程至少要持续 100-1000 年的时间。而过去的标准吸积模型中月球的吸积形成时间至多为 1 年，因此行星-吸积盘平衡理论需要重新修正月球的吸积模型，延长吸积时间。最新的月球吸积模型允许月球吸积时间达到 120 年左右，然而，正是同一模型表明外吸积盘的物质会很快冷却（小于一年），这会使得外吸积盘不再发生物质交换，从而保留较多的碰撞体部分物质（可能会损失一些挥发份），即使按照新的吸积模型，它仍然不能完全解决现今地月系统间的同位素一致问题。

②按照 Melosh 在 2014 年的估算，原始地球与吸积盘之间要产生充分的物质交换并达到同位素组份平衡，两者间交换的物质的量大约为整个吸积盘质量的 4.6 倍，如此大规模的物质交换，必然在原始地球与吸积盘之间产生巨大的角动量交换，这将会使得吸积盘无法维持在自身的轨道上运转。

③这一模式的另外一个问题在于能否解释诸如 TiO_2 等难挥发元素在地月间的组份一致与同位素一致（Zhang et al., 2012），Pahlevan&Stevenson 估算采用的温度为 3000K 左右，在这一温度下， TiO_2 的气体浓度非常低，即使吸积盘能够存在 100 年以上的时间，在这一时间范围内也很难让 TiO_2 等难挥发元素也能通过气相物质充分交换而达到同位素组分平衡。

④原始地球与吸积盘通过充分的物质交换达到了同位素组份平衡，但二者的挥发性元素在这一过程中却没有达到平衡。同位素组分平衡与挥发性元素组分平衡间存在矛盾。

行星-吸积盘平衡理论在 2016 年又有了新的进展，Lock&Stewart 在 2016 年 Lunar and Planetary Science Conference 上提出了新的认识，

认为近年来的高角动量模型由于其高能碰撞属性，会导致原始地球进入一个 HSSL (Hot spin stability limit) 的状态，这会将原始地球硅酸盐与吸积盘发生气(液)相混合的范围扩展至洛希极限以外，而月球将直接在这个范围内吸积形成，如图 6 所示。这一新的理论能够解释行星-吸积盘平衡理论现存的所有缺陷，但这一新的理论尚未正式发表，因此还不清楚其计算细节，需要密切追踪这一理论的新动态。不过这一理论在解释具体的大碰撞数值模型上还是有一定的局限性，它不能解释标准碰撞模型的同位素制约问题，因为标准碰撞模型的碰撞能量不足，高角动量模型的碰撞能量充分，但目前的高角动量模型已经可以满足地月系统的同位素制约。但无论如何，这一新理论都可以极大的放松数值模型的同位素制约。

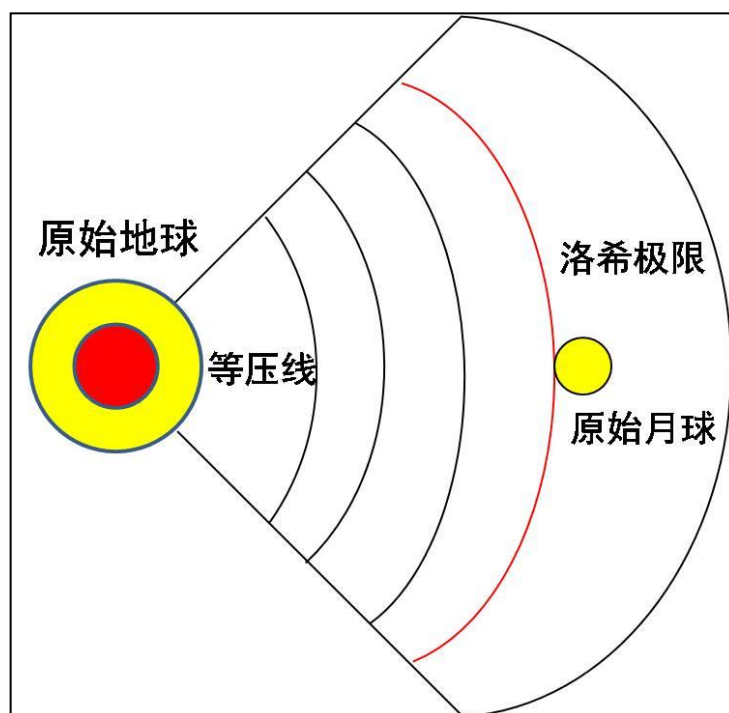


图 6 新 Planet-disc equilibration 理论示意图

Fig.6 Diagram of new planet-disc equilibration theory

行星与吸积盘平衡理论的实质在于建立了大碰撞事件发生以后，原始地球与吸积盘的组分再平衡模型。它的意义在于，成功的行星吸积盘平衡理论能够弥补标准碰撞模型存在的缺陷，即使这一再平衡作用是不完全的，它仍然会对现行大碰撞数值模型产生重要的影响。

3.2 出差共振 (Evection resonance) 理论

高角动量的两个模型能够解释地月系统间的系列同位素近似的情形,但它们的模拟结果均会产生较大的角动量,与我们现在观测到的地月系统角动量 L_{EM} 是不符合的。*C'uk & Stewart* 在建立高自旋地球碰撞模型时就提出了出差共振 (Evection resonance) 理论,出差共振是太阳、地球与月亮间一种三体运动,发生在当月球轨道近地点的进动周期与地球轨道完全耦合时,他们认为如果新生成的月球能够被太阳捕获而发生出差共振运动,那么有可能带走超过现今地月系统两倍以上的角动量,这一理论如果成立,可以极大改善大碰撞模型的角动量制约。

出差共振理论并非由 *C'uk & Stewart* 首次提出, *Touma&Wisdom* 研究了在标准碰撞模型下出差共振运动对地月系统角动量的影响, (*Touma and Wisdom, 1994*) 认为出差共振运动将发生在月球轨道半长轴为 $4.6R_E$ 处 (R_E 为地球半径)。*C'uk & Stewart* 提出的高自旋地球碰撞模型碰撞后地月系统总角动量约为 $2L_{EM}$, 更快速的旋转使得月球开始进入出差共振运动的位置增加到 $6.8R_E$, 在这一距离上,月球被捕获进入出差共振运动的机率将大大增加。当月球一旦被捕获并进入出差共振运动,月球轨道的长轴与太阳—地球轨道面将被固定而成 90° 夹角,地月的潮汐作用将地球的自转角动量输送给了月球,然而由于出差共振运动对月球轨道的锁定,因此这些角动量并没有转化成月球绕地球公转的角动量,这部分角动量被太阳所吸收,最终转化成地月系统绕太阳公转的角动量。*C'uk & Stewart* 进一步说明,虽然在模拟过程中他们让地球轨道保持不变,但实际上,地球与太阳的间距会有微小的改变,地球绕太阳的轨道相应会有一个很小的增加。

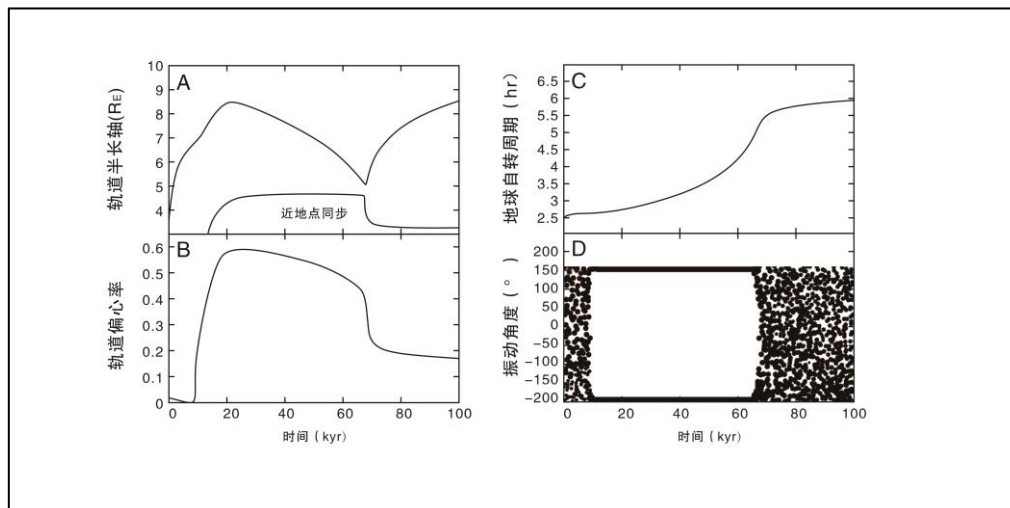


图 7 高自旋地球碰撞模型下 Evection resonance 对地月系统的影响 (引自 *C'uk & Stewart*)

Fig. 7 The influence of evection resonance on the earth and the moon system in fast-spinning earth impact model (from *C'uk & Stewart*)

图 7 为 *C'uk & Stewart* 模拟的高自旋地球碰撞模型下地月系统的变化。设置初始地球自转周期为 2.5h , $Q \approx 100$ (Q 为潮汐作用能量耗散衡量参数), 月球在与地球的间距为 $6.8 R_E$ 的位置被捕获 (月球形成以后的 9000 年左右时间), 并一直持续到 $5 R_E$ 的位置 (月球形成以后的 68000 年左右)。在捕获之初, 月球轨道半径将保持向外扩展 (半长轴增加, 图 7A), 同时伴随了偏心率的增加 (图 7B), 此后偏心率降低, 月球轨道半长轴将保持向内收缩直至 $5 R_E$ 的距离。在月球被锁定这一过程中, 地球的自转剧烈下降, 自转周期从 2.5h 下降到大约 6h (图 7C), 这与现今的地球自转周期是相符的, 在整个捕获过程中, 共振角度在 $\pm 180^\circ$ 左右变化 (图 7D)。 *C'uk & Stewart* 还调整了初始的自转周期 h 以及参数 Q , 发现最终运行的结果与标准状况 (图 7) 基本一致。

出差共振运动可以降低大碰撞模型的角动量制约, 但学界对此尚未形成共识。 *Wisdom* 认为出差共振运动只有在很狭窄的参数范围内才能去除角动量, 而且 *C'uk & Stewart* 的方法在 Q 值上存在缺陷。 *Wisdom* 在 2015 年采用了新的常数 Q 重新对 *C'uk & Stewart* 的模型进行

了检验,得出了不同的结果,Wisdom 的结果表明在出差共振运动中,角动量虽然可以被带走,但将被带走超额的角动量,剩余的角动量将比现今地月系统的角动量还要少。Wisdom 还提出另外一种可能,即出差共振运动并非一种简单的振荡,而是一种循环的方式,在循环的方式下,角动量可能可以减少到比合理角动量略多的程度,但这种循环的方式还具有不确定性。此外,Ward&Canup 也认为出差共振运动在有些条件下可以带走大量角动量,有些条件下则不能(Ward and Canup, 2013)。

4 大碰撞模型的基础认识研究进展

地月系统间的一系列观测事实和独特性质是大碰撞理论的基础，但由于天体研究的特殊性，这些观测事实和独特性质很多时候并不确定，近年来出现的一些新的认识，对大碰撞数值模型起到了重要的影响。

4.1 地月系统三氧同位素组成

地月系统三氧同位素 ($\Delta^{17}\text{O}$) 组成一致是一个基本认识，这一认识已经成为大碰撞数值模型的一个关键制约因素。Herwartz et al. 在 2014 年提出了与传统认识截然不同的观点，认为地球与月球之间的 $\Delta^{17}\text{O}$ 并非完全一致。Herwartz et al. 系统收集了全球不同位置来源于大洋中脊玄武岩 (MORB) 以及地幔包裹体的十个样本，以及 Appollo11、Appollo12、Appollo16 三个月球玄武岩样本，通过高精度的同位素分析技术，发现了地月系统 $\Delta^{17}\text{O}$ 存在 $12 \pm 3\text{ppm}$ 的偏差。在假设碰撞体的组成为 EL 型和 EH 型顽火辉石球粒陨石，大小与火星类似的初始条件下，Herwartz et al. 测算了 $12 \pm 3\text{ppm}$ 的偏差对数值模型的影响，这一偏差可以将 $|\delta_{\text{T}}|$ 的要求放宽到 20%~50% 的范围内，对应碰撞体物质在月球中占比为 $43 \pm 13\%$ ，并认为这一结果能有效支持大碰撞理论。Herwartz et al. 的结果在定性上非常重要，地月系统氧同位素存在差异的认识能够有效的放松数值模型的约束条件，对于建立新的大碰撞数值模型将具有非常重要的意义。但 Herwartz et al. 的结果在定量上实际上并不能彻底解决现有数值模型的同位素制约问题（定量结果与三个主要的数值模型并不一致，仅支持碰撞逃逸模型，对应 $|\delta_{\text{T}}|$ 为 35%~37%），同时也没有说明其它一些同位素在地月间的差异状况。

2016年最新工作对 Herwartz et al.的结果再次提出了强烈挑战。Young et al.在2016年同样系统研究了地月系统样品的氧同位素，通过最新的高精度同位素分析技术更加全面的分析了14个月球样品和32个地球样品，Young et al.的结果表明了地月系统间三氧同位素组成的偏差仅仅在 $-1 \pm 5\text{ppm}$ 之间，而后增薄层对地球 $\Delta^{17}\text{O}$ 的影响在1ppm左右，这一结果推翻了 Herwartz et al.的认识。Young et al.认为地月系统间 $\Delta^{17}\text{O}$ 组成上的差异较小，同时5ppm级别的差距则可能是大碰撞事件造成了碰撞体和原始地球物质混合的结果，因此他的结果可以支持近期的高能碰撞数值模型（高角动量模型）。事实上 Young et al.的结果让地月系统同位素组成重新回到基本一致的认识上，2012年的两个高角动量模型在提出时本身就是基于这一认识而建立的，因此这一结果稳定了两个高角动量模型的建立基础，但高角动量模型的最大问题在于需要出差共振运动来去除多余的角动量，而出差共振这一运动本身具有很大的不确定性(前文已论述)。另外，Bao et al.从氧同位素的机理出发，也认为 Herwartz et al.测量的偏差非常微小，即使在地球上，这样微小的差异也是存在的，因此不能作为地月系统间三氧同位素组成存在偏差的证据（Bao et al., 2016）。

4.2 月球挥发份损失

月球明显亏损挥发性元素（K、Pb、Bi等）也是一个重要的观测事实，挥发性元素的亏损一般被认为和大碰撞造成的热事件密切相关，因此月球贫挥发性元素一直被认为是大碰撞理论的重要支撑。

Salmon&Canup在2012年前后提出了一个两阶段吸积模型。这一模型中，吸积盘可以分为内吸积盘和外吸积盘(以洛希极限为界)，第一阶段外吸积盘(超出洛希极限部分)的吸积时间较短，会首先吸积形成一个初始月球，第二阶段内吸积盘(未超出洛希极限部分)物质在热粘度调节作用及初始月球的引力共振作用下，会越过洛希极限，

继续参与吸积，直至月球的形成。这一新的吸积模型会将月球的吸积时间延长至~100年左右（Salmon and Canup, 2012, 2014）。

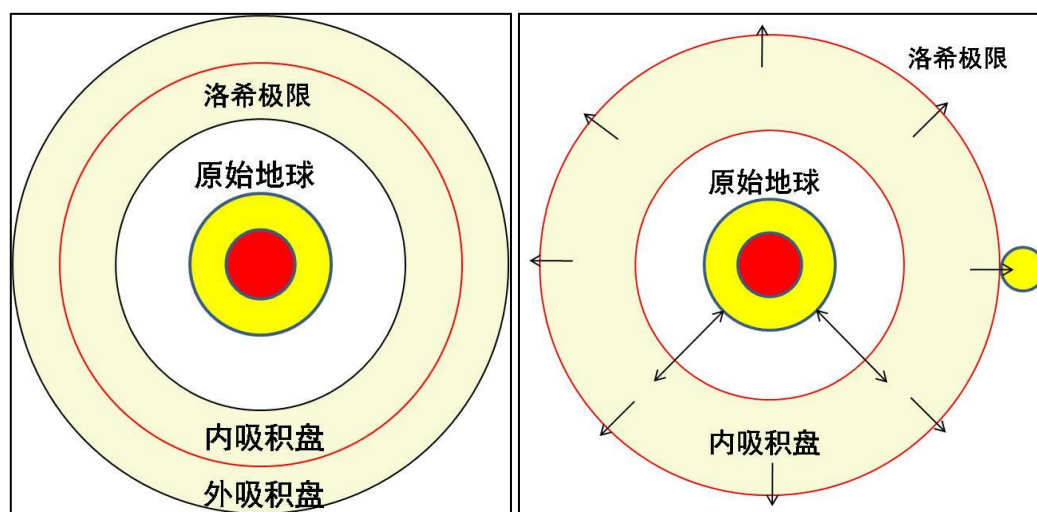


图 8 两阶段吸积模型示意图

Fig. 8 Model for the two stages of accretion

Salmon&Canup 一开始用这个模型解释地月系统同位素组分一致问题。Salmon&Canup 认为外吸积盘会首先吸积形成一个初始月球，而内吸积盘（未超出洛希极限部分）在高温条件下将保持熔融和部分的气化状态，按照行星-吸积盘平衡理论，内吸积盘会与原始地球硅酸盐的气体部分会发生混合，使得内吸积盘与原始地球的地幔之间达到同位素组份的平衡。此后，在初始月球的引力共振和热梯度的作用下，内吸积盘的物质会继续参与月球吸积，直至月球的形成。这会形成内吸积盘物质包裹外吸积盘物质的状态，由于内吸积盘的物质已经与地球达到平衡，Salmon&Canup 认为这一过程会使得月球外层物质呈现出与地球一致的同位素组成，掩盖月球深部的同位素组分信息，如图 9 所示。这一理论将很容易被月球的深部样品所验证（但目前并无来自深部的直接样品），同时这一理论还需要考虑后期月球岩浆洋事件的广度和深度。总体而言，这一观点可以部分支持标准碰撞模型，但由于缺乏其它方面的证据，更接近于一种假设。



图 9 两阶段吸积模型形成的月球示意图

Fig. 9 Moon forming from the two stages accretion Model

Canup et al. 在 2015 年用这一模型来解释月球挥发份的损失，认为挥发份的缺失可能是由于月球形成过程中优先吸积了贫挥发份的熔融体，此后吸积作用中断造成。Canup et al. 采用 MAGMA CODE 对这一新的吸积模型进行了定量化，按照模拟结果，吸积盘同样由洛希极限分为内吸积盘和外吸积盘，外吸积盘会很快吸积（不到 1 年），此后吸积过程停滞了约 20 年的时间，内吸积盘的物质开始继续参与月球的吸积，由于内吸积盘最初是处于高温熔融状态，因此这部分熔融体是贫挥发份的，随着吸积盘的冷却，挥发份开始向熔体凝聚，但这一凝聚过程并没有完成，在引力的相互作用下，月球脱离了吸积盘，完成了吸积，这一过程持续时间约 100 年，因此月球最终缺失了中等以上的挥发性元素。这一过程中，外吸积盘提供的物质的量占月球总物质的量 40%，内吸积盘提供了剩余 60% 的物质的量。这一吸积模型意义在于提供了月球挥发份缺失的另一种可能，并且延长了月球的吸积时间，但它并不能排除高温状态下气相挥发性元素逃逸及后期火山作用的影响。如果这一模型成立，那么在月球深部有一定可能会有较高的挥发性元素含量（还需取决于外吸积盘吸积过程及全月的熔融程度）。

两阶段吸积模型对大碰撞理论的影响是正面的，一方面延长了吸积时间，部分支持了行星-吸积盘平衡理论（前文已论述），另一方面如果挥发份损失的方式成立，那么现在的月球形成理论中，也只有大碰撞产生的吸积盘可以提供支持这样一种吸积-中断机制，此外两阶段吸积模型还提供了地月组分一致的另一种可能。对具体的数值模型

而言，两阶段吸积模型更支持高角动量模型。

4.3 碰撞体与原始地球的同位素组成

碰撞体和原始地球的同位素组分不同（如： $\Delta^{17}\text{O}$ ）一直以来也是一个基本认识。主要原因有两点：①碰撞体来源于太阳系和地球轨道半径不同的位置，这是由于在地球轨道的 Trojan 点（Trojan 点为星体轨道 Lagrangian 点中的两个稳定点，位于星体轨道前方和后方 60° 的位置）上，基本不可能形成一个火星大小的碰撞体；②从太阳系行星形成的角度看，在距离太阳中心不同轨道上形成的星体，应该具有完全不同的同位素组成，从现在已知的太阳系内不同来源的陨石样品来看，它们的三氧同位素（ $\Delta^{17}\text{O}$ ）组成完全不同，如火星 SNC 陨石，灶神星及小行星带陨石等。所以原始地球和碰撞体必然具有不同的同位素组成。

最近 Battisti et al.利用 N-body 方法在模拟太阳系行星形成过程中得到了新的认识，从统计学的角度表明了行星和碰撞体具有相同的同位素组成并非是一个小概率事件。Battisti et al.采用了 Mercury Code 进行了 40 次模拟，每次模拟的范围为 0.5Au-4.5Au，包含了 85-80 个星胚以及 1000-2000 个星子， ^{17}O 的含量采用地球和火星的含量进行标准化，每次模拟通过星子与星胚间的碰撞产生了 3-4 个行星。Pahlevan&Stevenson 也做过类似的模拟工作，他们的结论是碰撞体和行星的同位素组分一致的概率很低，但 Battisti et al.认为早期的工作分辨率不够，他们将计算分辨率提高了十倍，同时为了保证分辨率，Battisti et al.在 40 次模拟中仅仅选取 20 次，选取的标准是最后阶段大碰撞的碰撞体和行星至少都由 50 个粒子构成（Battisti et al., 2015）。

高分辨率模拟结果表明碰撞体和行星的组分相似的碰撞比例可以达到 20%~40%之间，更具普遍意义的是，最后阶段的大碰撞事件碰撞体与行星组分的相似性比其它阶段更高。Battisti et al.的工作从统

计上解释了地月系统间同位素组成一致的可能，支持了标准碰撞模型。但 Battisti et al.的工作仅仅计算了 $\Delta^{17}\text{O}$ ，因此仍需进一步解释地月系统间其它同位素的组成一致问题（如 ^{28}Si ， ^{29}Si ， ^{30}Si 与 $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ ），此外 Battisti et al.采用的 $\Delta^{17}\text{O}$ 偏差标准为 $12 \pm 3\text{ppm}$ ，如果按照新的 $\Delta^{17}\text{O}$ 偏差标准 $-1 \pm 5\text{ppm}$ ，则 Battisti et al.的结论需要进行修正。同时由于这一结果是统计性结论，因此还需要结合地月系统的一些特殊的观测事实，而且 Battisti et al.的二十次结果中， γ 的最小值为 0.206，与标准模型相差较大。

目前的大碰撞数值模型都不能完全解释地月系统的独特性质，它们都需要额外的理论来弥补数值模型的缺陷，标准碰撞模型需要通过行星-吸积盘平衡理论来平衡地月系统间的元素组成，高自旋地球碰撞模型和对称地球碰撞模型可以让吸积盘与原始地球的组成类似，但它们需要出差共振运动来去除地月系统多余的角动量，碰撞逃逸模型则需要二者同时发生。而行星-吸积盘平衡理论与出差共振理论本身也并不完善，不足以弥补数值模型存在的缺陷。地月系统间的基本特性对大碰撞数值模型至关重要，但近年来的新结果和认识尚未对现行数值模型产生根本性影响。

5 SPH 方法的原理与基本思想

5.1 SPH 模型的基本思想

月球的形成有捕获、分裂、共增生假说，但这些假说对地-月系统的密度、轨道、组分及角动量等都难以完全解释。月球形成的大碰撞假说是近年来最为接受的理论，大碰撞假说目前除了在氧同位素数据上尚存疑虑，在其它方面都能很好的解释上述问题。大碰撞假说的数值模拟是支持大碰撞模型的重要依据，目前大碰撞模型数值模拟的主要方法是采用 SPH (smoothed particle hydrodynamics) 模型，关于这方面的研究，国外已经发表了较多的相关文章，但国内的研究尚属空白。SPH (光滑粒子流体动力学) 方法是一种具有无网格、自适应、稳定、具有拉格朗日性质的动力学求解方法。SPH 方法最核心的两个步骤就是核函数近似过程和粒子近似过程。

对于任意函数 $f(x)$ ，都可以采用如下定义的积分表达式：

$$f(x) = \int_{\Omega} f(x') \delta(x-x') dx' \quad \text{式 (1)}$$

式中， f 是变量 x 的任意函数； Ω 是包含 x 的积分域； $\delta(x-x')$ 是狄拉克 δ 函数。如果采用函数 $W(x-x',h)$ 取代式 (1) 中的狄拉克 δ 函数，则 $f(x)$ 的积分表达式可以写为：

$$\langle f(x) \rangle = \int_{\Omega} f(x') W(x-x') dx' \quad \text{式 (2)}$$

式中， w 称为光滑函数 (smoothing function) 或者核函数 (kernel function)； h 是定义光滑函数 w 的影响区域的光滑长度。由于光滑函数 w 不是狄拉克 δ 函数，所以式 (2) 的积分表达式不是精确的，只是一种近似表达。

对于任意函数的空间导数 $\nabla \cdot f(x)$ 同样采用函数近似，并考虑光滑函数的紧支性，可以得到场函数导数采用核函数近似的积分表达式：

$$\langle \nabla \cdot f(x) \rangle = - \int_{\Omega} f(x') \cdot \nabla W(x-x', h) dx' \quad \text{式 (3)}$$

如果使用粒子体积 ΔV_j 取代积分近似式中粒子 j 处无穷小的体积元 dx' ，那么核函数近似的积分表示式可以进一步写成离散化的粒子近似式：

$$\begin{aligned} \langle f(x) \rangle &= \int_{\Omega} f(x') W(x-x') dx' \\ &= \sum_{j=1}^N f(x_j) W(x-x_j, h) \Delta V_j \\ &= \sum_{j=1}^N f(x_j) W(x-x_j, h) \frac{m_j}{\rho_j} \end{aligned} \quad \text{式 (4)}$$

因此，在粒子 i 处的函数值 $f(x_i)$ 的 SPH 粒子近似式为：

$$\langle f(x_i) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(x_j) W_{ij} \quad \text{式 (5)}$$

式 (5) 说明粒子 i 的函数值可以由 i 粒子的紧支域内所有粒子的函数值乘以各自的质量并除以各自的密度，然后加权核函数求和得到。

在粒子 i 处的函数导数 $\nabla \cdot f(x)$ 的 SPH 粒子近似式可以写为：

$$\langle \nabla \cdot f(x_i) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(x_j) \cdot \nabla_i W_{ij} \quad \text{式 (6)}$$

式 (5) 和式 (6) 的意义在于将场函数及其导数的连续积分表达式转化为了在任意分布的粒子上的离散化求和表达式，这使得 SPH 方法的数值积分无需任何背景网格。

Language 描述下的流体力学控制方程为著名的 Navier-Stokes 方程，方程包括了一下系列方程。

$$\text{质量守恒方程} \quad \frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} \quad \text{式 (7)}$$

$$\text{动量守恒方程} \quad \frac{dv^\alpha}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma^{\alpha\beta}}{\partial x^\beta} \quad \text{式 (8)}$$

$$\text{能量守恒方程} \quad \frac{de}{dt} = \frac{\sigma^{\alpha\beta}}{\rho} \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} \quad \text{式 (9)}$$

$$\text{质点运动方程} \quad \frac{dx^\alpha}{dt} = v^\alpha \quad \text{式 (10)}$$

其中， x 是空间位置矢量； v 是速度矢量； σ 是总应力张量；上

标 α 和 β 是空间坐标的方向； ρ 是密度； e 是内能； t 是时间。

采用 SPH 法对连续介质力学基本守恒方程组在空间域上进行离散近似，考虑人工粘性 Π_{ij} 和人工热流 H_i 的影响，具有弹塑性材料的连续介质流体力学控制方程的 SPH 公式如下：

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\rho_i}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j v_{ij}^\beta \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \\ \frac{dv_i^\alpha}{dt} = -\sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\alpha} + \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\mu_i \varepsilon_i^{\alpha\beta}}{\rho_i^2} + \frac{\mu_j \varepsilon_j^{\alpha\beta}}{\rho_j^2} \right) \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \\ \frac{de_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) v_{ij}^\beta \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{\mu_i}{2\rho_i} \varepsilon_i^{\alpha\beta} \varepsilon_j^{\alpha\beta} + H_i \\ \frac{dx_i^\alpha}{dt} = v_i^\alpha - \varepsilon \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (x_i^\alpha - x_j^\alpha) \cdot W_{ij} \end{array} \right. \quad \text{式 (11)}$$

其中， $\varepsilon_i^{\alpha\beta}$ 为粒子 i 的应变张量， μ 为动力粘性系数， p 为静水压力。

考虑人工粘性 Π_{ij} 和人工热流 H_i 的影响，在固体力学中，具有材料强度的连续介质流体力学控制方程的 SPH 公式如下：

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\rho_i}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j v_{ij}^\beta \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \\ \frac{dv_i^\alpha}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{\rho_i^2} + \frac{\sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_j^2} - \Pi_{ij} \cdot \delta^{\alpha\beta} \right) \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \\ \frac{de_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) v_{ij}^\beta \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{1}{\rho_i} \tau_i^{\alpha\beta} \varepsilon_j^{\alpha\beta} + H_i \\ \frac{dx_i^\alpha}{dt} = v_i^\alpha - \varepsilon \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (x_i^\alpha - x_j^\alpha) \cdot W_{ij} \end{array} \right. \quad \text{式 (12)}$$

5.2 SPH 方法精度的影响因素分析

5.2.1 光滑核函数

光滑核函数 w 对 SPH 方法的计算精度有很大影响，它决定了函数近似式的形式，定义粒子支持域的尺寸，并且决定了核近似和粒子近似的一致性和精度。Lucy (1977) 使用了钟型函数作为光滑函数。

Monaghan 认为若要找到 SPH 方程的物理解释，最好的办法就是假设光滑函数是高斯型的，Gingold 和 Monaghan 在他们最早的论文中选取了以下高斯型核函数：

$$W(R, h) = a_d e^{-R^2} \quad \text{式 (13)}$$

公式中的 a_d 在一维、二维和三维空间中分别为 $\frac{1}{\pi^{1/2}h}$, $\frac{1}{\pi h^2}$ 和 $\frac{1}{\pi^{3/2}h^3}$ 。

此后 Monaghan 和 Lattanzio (1985) 在三次样条函数的基础上提出了称为 B-样条函数的光滑函数。

$$W(R, h) = a_d \times \begin{cases} \frac{2}{3} - R^2 + \frac{1}{2}R^3, & 0 \leq R \leq 1; \\ \frac{1}{6}(2-R)^3, & 1 \leq R < 2; \\ 0, & R \geq 2; \end{cases} \quad \text{式 (14)}$$

Morris (1994,1996) 提出了更加近似高斯型核函数和更加稳定的四次和五次样条函数。其中五次样条函数的表达式为：

$$W(R, h) = a_d \times \begin{cases} (3-R)^5 - 6(2-R)^5 + 15(1-R)^5, & 0 \leq R \leq 1; \\ (3-R)^5 - 6(2-R)^5, & 1 \leq R < 2; \\ (3-R)^5, & 2 \leq R < 3; \\ 0, & R > 3; \end{cases} \quad \text{式 (15)}$$

Johnson 等人应用二次光滑函数来模拟高速冲击问题，认为二次光滑函数可以解决压力不稳定问题。Monaghan 和 Lattanzio (1985) 由低阶的光滑函数构造了一些更加高阶的光滑函数，如超高斯核函数，但高阶的光滑函数缺点在于在支持域的某些地方核函数为负值，这会产生非物理结果。在一般的 SPH 方法应用中，使用的最多的三个光滑函数为高斯型核函数式 (13)、B 样条核函数式 (14)、五次样条核函数式 (15)。

5.2.2 光滑长度

在 SPH 方法中，光滑长度 h 直接影响到计算效率和精度。随着

光滑长度的增加，会有更多的 SPH 粒子参与到粒子近似过程，将提高 SPH 求解域内部的计算精度，但在边界部分，由于 SPH 积分存在粒子缺失的现象，很多时候增加光滑长度将降低边界精度，而且也会引起粒子部分信息或者局部特性的丢失。

在早期 SPH 应用中，使用的全局粒子光滑长度取决于系统的初始平均密度。Monaghan (1988,1992) 对光滑长度进行了修正，根据每个粒子自身的密度来给每个粒子配置独立的光滑长度。针对各项异性问题，Hernquist and Katz, Nelson et al, steinmetz and muller 分别提出了根据空间位置和时间进行调节的算法。Shepier and Owen 研究了一种自适应的 SPH 方法，并发现使用基于椭圆核函数的光滑长度张量优于基于传统球核函数的光滑长度张量。目前使用较多的方法为使用平均密度来对光滑长度进行更新变换：

$$h = h_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1/d} \quad \text{式 (16)}$$

式中， h_0 为初始光滑长度， ρ_0 为初始密度， d 为维数。Benz (1989) 提出了另一种动态光滑长度的方法，这一方法通过对光滑函数时间求导而得到：

$$\frac{dh}{dt} = -\frac{1}{d} \frac{h}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad \text{式 (17)}$$

对于动态光滑长度而言，由与 h_i 和 h_j 往往不相等，那么就会发生这种情况，粒子 i 对粒子 j 施加作用力，而受不到粒子 j 所产生的反作用力，因此需要对光滑长度进行进一步修正，以保证粒子间相互作用的对称性。可以通过对相互作用的粒子对计算算术平均值或者几何平均值得到。

$$h_{ij} = \frac{h_i + h_j}{2} \quad , \quad h_{ij} = \frac{2h_i h_j}{h_i + h_j} \quad \text{式 (18)}$$

也可以取光滑长度的最小值或者最大值得到。

$$h_{ij} = \min(h_i, h_j) \quad , \quad h_{ij} = \max(h_i, h_j) \quad \text{式 (19)}$$

另外一种方法是直接对光滑函数求平均值 (Hernquist and Katz,

1989)。

$$W_{ij} = \frac{1}{2}(W(h_i) + W(h_j)) \quad \text{式 (20)}$$

以上方法均存在着优点和缺点,在 SPH 法中均有较广泛的运用。

5.2.3 边界处理

传统 SPH 方法的主要缺陷就是在边界上或者边界附近的粒子计算精度不高。这是由于当粒子位于计算域内部,式(2)和式(3)能达到较好的精度,而如果粒子位于边界附近,粒子的紧支域为边界所截断,式(2)和式(3)将不再成立。对因此要对边界进行处理。

对固壁边界处理方法目前主要为排斥法和镜像法:

(1) 排斥法。排斥法需要在边界上布置一些粒子,这些边界粒子对靠近外界的自由粒子会产生额外的作用力,阻止自由粒子的靠近。作用力的表达形式如下:

$$f(r) = \begin{cases} D \frac{r}{r^2} \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{P_1} - \left(\frac{r_0}{r} \right)^{P_2} \right], & r < r_0 \\ 0 & r \geq r_0 \end{cases} \quad \text{式 (21)}$$

其中 D 是与最大速度平方成正比的常数, r_0 是边界粒子的作用范围, r 是自由粒子到边界粒子的距离, P_1 和 P_2 取值并不唯一, Monaghan 建议取 12 和 4。排斥法布置粒子较为简单,但是物理意义不明确,数值稳定性也较差。

(2) 镜像法。镜像法需要在边界额外布置一些粒子,这些粒子称为镜像粒子。镜像法一方面能修复边界附近粒子缺失现象,另一方面可以通过控制镜像粒子幅值使其满足不同类型的边界条件。镜像法首先在边界上布置一些固壁边界粒子,但这些固壁边界粒子不会对接近它的自由粒子产生作用力,仅仅起到保持边界形状的作用。然后在边界外侧生成一些镜像粒子,镜像粒子到边界的距离和对应的自由粒子到边界相等,镜像粒子的速度和对应的自由粒子速度相等,但大小相反,这样可以保证边界附近自由粒子支持域内没有粒子缺失,且固

壁边界上自由粒子和镜像粒子速度累加为零。

5.2.4 人工粘度与人工热流

同有限差分法和有限元法一样，SPH 法在模拟冲击波过程中会产生激波间断问题，必须对算法进行一些特别处理，否则在冲击域内的求解结果会出现非物理的数值振荡。Monaghan and Gingold 导出了人工粘性公式，具体表达式如下：

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \frac{-\alpha_{\Pi} \bar{c}_{ij} \phi_{ij} + \beta_{\Pi} \phi_{ij}^2}{\bar{\rho}_{ij}}, & v_{ij} \cdot x_{ij} < 0 \\ 0 & v_{ij} \cdot x_{ij} \geq 0 \end{cases} \quad \text{式 (22)}$$

式中：

$$\phi_{ij} = \frac{h_{ij} v_{ij} \cdot x_{ij}}{|x_{ij}|^2 + \varphi^2}$$

$$\bar{c}_{ij} = \frac{1}{2}(c_i + c_j)$$

$$\bar{\rho}_{ij} = \frac{1}{2}(\rho_i + \rho_j)$$

$$h_{ij} = \frac{1}{2}(h_i + h_j)$$

$$v_{ij} = v_i - v_j, \quad x_{ij} = x_i - x_j$$

人工粘性的引入，将使内能等参数计算出现较大误差。为了减小这种误差，Monaghan 提出在能量方程中引入人工热流项，其形式如下：

$$H_i = 2 \sum_{j=1}^N \frac{\bar{q}_{ij}}{\bar{\rho}_{ij}} \frac{e_i - e_j}{|x_{ij}|^2 + \varphi^2} x_{ij} \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad \text{式 (23)}$$

$$q_i = \alpha_{\Pi} h_i \rho_i c_i |\nabla \cdot v_j| + \beta_{\Pi} h_i^2 \rho_i |\nabla \cdot v_i|^2$$

$$q_j = \alpha_{\Pi} h_j \rho_j c_j |\nabla \cdot v_j| + \beta_{\Pi} h_j^2 \rho_j |\nabla \cdot v_j|^2$$

$$\bar{q}_{ij} = q_i + q_j$$

式中， α_{Π} 和 β_{Π} 是人工粘性常数，一般取值在 1.0 左右；因子 $\varphi = 0.1h_{ij}$ 是用于防止粒子相互靠近时产生的数值发散； h 是粒子的光滑长度； c 是粒子的声速； ρ 是粒子的密度； v 是速度矢量； x 是位移矢

量。式子中，与 a_{η} 相关的项是体积粘性，与 β_{η} 相关的项用于防止高马赫数时粒子的相互穿透。

5.2.5 状态方程

材料的压力、体积、能量之间的关系是通过状态方程来进行描述的。SPH 方法中状态方程的与所讨论的材料性质密切相关。对于气体可以考虑使用理想气体状态方程

$$p = (\gamma - 1)\rho e \quad \text{式 (24)}$$

如果研究的材料介质是液体或者固体，可以采用 Mie-Grunesien 状态方程

$$P(\rho, e) = \left(1 - \frac{1}{2}\Gamma\eta\right)P_H(\rho) + \Gamma\rho e \quad \text{式 (25)}$$

其中 $\eta = \frac{\rho}{\rho_0} - 1$ ，式中， $p_H(\rho)$ 表示 Hugoniot 冲击压缩曲线函数； Γ 是 Grunesien 函数参数； η 为压缩比； ρ_0 为初始密度； ρ 为密度； e 为内能。

另外一种常见的形式是 Tillotson 物态方程，它可以在很宽的压力和密度范围内对超高速碰撞中材料的力学行为做出描述。

$$P = \begin{cases} \left[a + \frac{b}{\left(\frac{E}{E_0\eta^2} + 1\right)} \right] \frac{E}{V} + A\mu + B\mu^2 & \mu > 0 \\ \frac{aE}{V} + \left[\frac{b}{\left(\frac{E}{E_0\eta^2} + 1\right)} \frac{E}{V} + A\mu e^{-\beta\left(\frac{v}{v_0}-1\right)} \right] \times e^{-\alpha\left(\frac{v}{v_0}-1\right)^2} & \mu < 0 \end{cases} \quad \text{式 (26)}$$

其中 a, b, A 为拟合常数， E_0, B 为调节参数， α, β 为材料常数， $\eta = \rho/\rho_0$ ， E 为比内能， v 为比容， $\mu = \rho/\rho_0 - 1$ 。

5.2.6 本构关系

不同材料介质具有不同的应力应变关系，在弹塑性大变形冲击动

力学的数值计算中，流体弹塑性模型是使用最广泛的本构关系。总应力张量 $\sigma^{\alpha\beta} = -p\delta^{\alpha\beta} + \tau^{\alpha\beta}$ ，其中静水压力 p 是由材料的状态方程来确定的，偏应力张量 $\tau^{\alpha\beta}$ 是由材料的本构模型确定。

$$\tau^{\alpha\beta} = \mu\varepsilon^{\alpha\beta}$$

$$\varepsilon_i^{\alpha\beta} = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_{ji}^\beta \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\alpha} + \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_{ji}^\alpha \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} - \left(\frac{2}{3} \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_{ji} \cdot \nabla_i W_{ij} \right) \delta^{\alpha\beta} \quad \text{式 (27)}$$

μ 为动力粘度系数。

在固体力学中，应力和应变不再是比例关系，采用 Jaumann 比率表示的弹性应力应变关系为：

$$\dot{\tau}^{\alpha\beta} - \tau^{\alpha\gamma} \dot{R}^{\beta\gamma} - \tau^{\gamma\beta} \dot{R}^{\alpha\gamma} = 2G\bar{\varepsilon}^{\alpha\beta} = 2G(\bar{\varepsilon}^{\alpha\beta} - \frac{1}{3}\delta^{\alpha\beta}\dot{\varepsilon}^{\gamma\gamma}) \quad \text{式 (28)}$$

式子中， G 是剪切模量； $\dot{\tau}$ 是偏应力率张量； $\dot{\varepsilon}$ 是应变率张量； \dot{R} 是旋转率张量； $\bar{\varepsilon}^{\alpha\beta}$ 是应变率张量 $\dot{\varepsilon}^{\alpha\beta}$ 的剪切变形部分。式子中 $\tau^{\alpha\gamma} \dot{R}^{\beta\gamma}$ 和 $\tau^{\gamma\beta} \dot{R}^{\alpha\gamma}$ 表示对偏应力张量的旋转修正。应变率张量 $\dot{\varepsilon}^{\alpha\beta}$ 和旋转率张量 $\dot{R}^{\alpha\beta}$ 分别定义为

$$\dot{\varepsilon}^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v^\alpha}{\partial x^\beta} + \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\alpha} \right) \quad \dot{R}^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v^\alpha}{\partial x^\beta} - \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\alpha} \right) \quad \text{式 (29)}$$

5.2.7 粒子的分布

SPH 模型的初始粒子分布一般呈现规则分布，质量一致（粒子大小相等），随着计算的进行，粒子分布逐渐变得不规则，每个粒子的密度随压力和应力的变化而逐渐演变，粒子的大小也逐渐不一。因此在运算过程中，SPH 的粒子近似格式很难保证一阶甚至是零阶连续性。这将导致 SPH 方法近似格式精度偏低。

SPH 法的核函数近似具有二阶精度，但是离散化的 SPH 近似并不一定都是二阶精确的。离散化的 SPH 近似满足二阶精度的严格条件是：

$$\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} W(x - x_j, h) = 1$$

$$\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (x - x_j) W(x - x_j, h) = 0 \quad \text{式 (30)}$$

当粒子不规则分布在紧支域内，由于粒子分布的不均匀，离散求和的结果也是不能精确满足式子。

5.2.8 张力不稳定性

SPH 法与其他动力学方法一样都满足 CFL 稳定性条件，但是 SPH 法还存在一个所谓张力不稳定的数值问题。张力不稳定问题是指当 SPH 粒子处于拉伸应力状态时，有时粒子的运动会变得不稳定。这一问题产生的根源在于核函数的局域性，影响域的大小由光滑长度 h 确定，为了提高计算效率并体现变形的局域性，影响域通常设置成半径 $r = 2h$ ，因此开始决定计算点 i 物理量的有效粒子只是其周围的几个邻点，通常为了保证计算精度，紧支域内粒子数及其分布不宜发生剧变。但在实际大形变问题数值计算中，当某一方向受压粒子间距减小，另一方向会因剪切畸变或受拉而变得稀疏，粒子间距过大有可能导致粒子离开核函数的影响域而失去相互作用，一旦出现这种情况，由于计算域内粒子数有限，突然失去一个粒子物理量的贡献所带来的计算误差往往十分可观，有时会导致所谓的数值破坏现象的发生。这种数值破坏现象是由 SPH 算法本身特点所引起的。

5.3 AMR-CTH 数值模拟方法简介

目前大碰撞理论的最主要模拟方法为 SPH (光滑粒子流体动力学) 方法。此外，随着近年来计算技术的飞速发展，AMR-CTH 等方法也得到一些应用。SPH 方法的优点主要是采用粒子而非传统的网格方法来计算导数，避免了由于网格划分产生的一系列问题，如易于跟踪每个流体粒子的轨迹而得到整个流场的变化规律，在大空间数值模拟时可以有效节约计算内存和时间等。但 SPH 方法由于在核近似和压力求解方法上存在天然的弱点，因此其精度不足。Wada et al. 认为 SPH

模型并不能很好的处理大碰撞后的吸积过程，一是由于 SPH 方法是基于 Lagrangian 描述的，对于扩散区域它的分辨率不够，尤其是对于吸积盘来说，粒子数只有全部粒子的百分之几，很难得到准确的吸积盘结构；二是在 SPH 方法中，空间分辨率是由核函数控制的，对于处于扩散区域的吸积盘，核函数的半径甚至可以大到和吸积盘一样大，这会导致月球的吸积时间变得很短，会产生误差。

因此一些研究者（Kipp and Melosh, 1989; Wada et al., 2006; Crawford et al., 2010; Canup et al., 2013）尝试采用基于欧拉网格的方法（CTH、AMR-CTH）对大碰撞理论进行模拟。CTH 最初是由美国 Sandia 国家实验室开发的用于处理大变形和爆炸冲击问题的一组代码，为了模拟大碰撞过程，后期增加了并行 N-body 引力计算，M-ANEOS 状态方程，以及自适应网格加密（AMR）算法，改进后的方法被称为 AMR-CTH 方法。相比 SPH 方法，AMR-CTH 方法具有更好的精度，但其算法更加的复杂，也会极大的增加计算量。受制于计算能力，早期基于欧拉网格的大碰撞模拟主要起到方法探索的作用，一些工作的结果也并不完整，直至 2013 年 Canup&Barr 的工作才具备实际意义。

据 Canup&Barr 在 2013 年的结果，在碰撞开始的几个小时之内，AMR-CTH 的结果和 SPH 的结果基本一致；在碰撞开始后 5-10 小时的时间范围内，二者的结果才出现了一些差异；经过 25-50 个小时以后，两种方法得到的最终结果之差在 10% 以内。但不能认为这 10% 的误差完全由 SPH 方法造成，因为 AMR-CTH 方法的网格划分有一定范围，对于大碰撞这样一个发散的系统，物质一旦离开网格范围，AMR-CTH 方法便难以追踪，这也会导致误差的产生。总体而言，Canup&Barr 认为 AMR-CTH 方法的引入并未对大碰撞的模拟结果带来重大的影响。但 Asphaug 认为仅仅因为 AMR-CTH 方法和 SPH 方法运行结果比较接近，并不能认为 SPH 方法没有问题，一些基于欧

拉网格法的结果中吸积盘存在强烈的冲击振荡，这可能会让吸积盘崩溃，但在 SPH 方法中并未出现这一现象（Asphaug, 2014）。

目前来看，AMR-CTH 方法并未对 SPH 的模拟结果产生大的挑战，SPH 方法仍然是目前在大碰撞领域最常用的模拟方法。但基于 AMR-CTH 方法在数学理论上的完备性，随着未来计算能力的不断拓展，AMR-CTH 方法可能存在更广阔的应用前景。

6 运行平台与软件测试

模拟行星规模的大碰撞是一个相当复杂的计算流体力学问题。目前，模拟结果的准确性非常依赖爆炸流体力学计算程序 (Hydrocodes) 方面取得的进展，模拟过程就是数值方法解一系列关于密度场、动量场(包括冲击波)、内能场(温度场)和重力场的微分方程。由于可能的参数域太多，而且是多维的，每个碰撞模拟的计算强度都很大。因此在软硬件平台上都需要较高配置和较高效率。

6.1 硬件平台

硬件平台选用全世界超算排名第二的“天河二号”超算系统。“天河二号”是由国防科大研制的超级计算机系统，2014年11月17日公布的全球超级计算机500强榜单中，中国“天河二号”以比第二名美国“泰坦”快近一倍的速度连续第四次获得冠军，也称 TH-2Tianhe-2、Milkyway-2。地理位置在中山大学广州超算中心，该中心全称为“国家超级计算广州中心”，网址为 <http://www.nscg-gz.cn/>

“天河二号”的组成结构为16,000个运算节点，每节点配备两颗 Xeon E5 12 核心的中央处理器、三个 Xeon Phi 57 核心的协处理器(运算加速卡)。累计 32,000 颗 Xeon E5 主处理器和 48,000 个 Xeon Phi 协处理器，共 312 万个计算核心。(注：Xeon Phi 不是一般 CPU 而是类似于 GPU 的协处理器。)每个运算节点有 64GB 主存，而外部存储器容量方面更是高达 12.4PB。节点间通过带宽为 160Gbps 的 THExpress-2 高速网络进行互联。天河二号超级计算机系统由 170 个机柜组成，包括 125 个计算机柜、8 个服务机柜、13 个通信机柜和 24 个存储机柜，占地面积 720 平方米，内存总容量 1400 万亿字节，存储总容量 12400 万亿字节，最大运行功耗 17.8 兆瓦。

“天河二号”的组成结构为麒麟操作系统、基于 SLURM (Simple Linux Utility for Resource Management, 资源管理用单一 Linux 公用程序) 的全局资源管理、Ubuntu Linux。(Ubuntu OpenStack 运行在 256 个高性能节点上, 而且在接下来的数月将会增长至超过 6400 个节点。

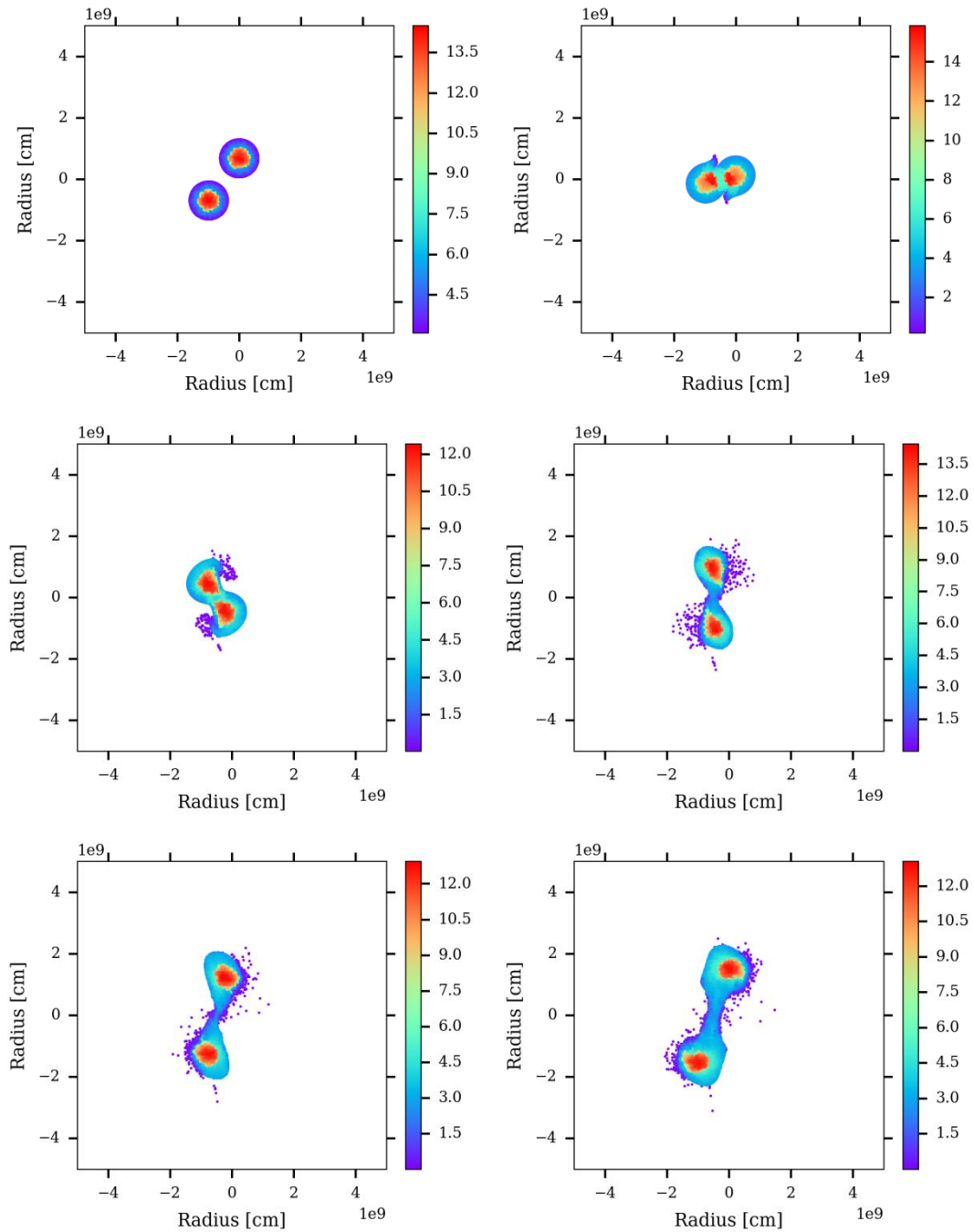
天河二号采用的 CPU 型号为 Intel Xeon E5-2692V2 CPU。Ivy Bridge-EP 可以说为服务器领域引来了一片春天。因为新的 V2 版 Xeon E5-2600V2 系列将核心数由原来 Sandy Bridge-EP 最高 8 核的提高至拥有 8 核、10 核和 12 核多种规格, 所以 V2 版 Xeon E5 成为了组建服务器的好选择。其制程工艺采用的是英特尔最为领先的 22 纳米制程技术, 与前一代产品相比, 能效提高多达 45%, 最多可集成 12 个内核, 能够快速运行多种计算密集型工作负载, 最高可将性能提升 50%。E5 2692 V2 拥有 12 个核心, 支持 24 个逻辑线程, 配备 30MB 三级缓存, 主频为 2.2GHz。

6.2 软件平台

由于月球形成的大碰撞程序并未开源, 因此目前在世界范围内大碰撞程序均由各课题组自行开发。大碰撞程序的最早版本来源与 Benz&Cameron 在 1984 年的第一次月球起源的重大国际会议, Benz 最早采用 SPH 方法来模拟月球形成的大碰撞事件。Benz 使用的这套串行 SPH 程序为第一套模拟月球形成的大碰撞事件程序, 在 Canup 研究的早期也是采用这套程序。此后这套程序经历了不断的优化和并行化处理。Cuk 在 2012 年开始采用基于 Gadget2 改写的大碰撞程序, 用于模拟月球形成过程。Gadget2 是一套在天体物理领域应用超过十万次的著名程序, Gadget2 程序的正确性, 鲁棒性均已得到检验, 在这一基础上修改并建立的大碰撞模拟程序可以节省程序编写量。

6.3 Twins-impact 碰撞模拟测试

为了对基于 Gadget2 修改的大碰撞模拟进行程序验证。本次模拟了两个原始地球的碰撞过程。碰撞的初始条件如下：ANEOS 状态方程，20 万个粒子，碰撞速度：12km/s。



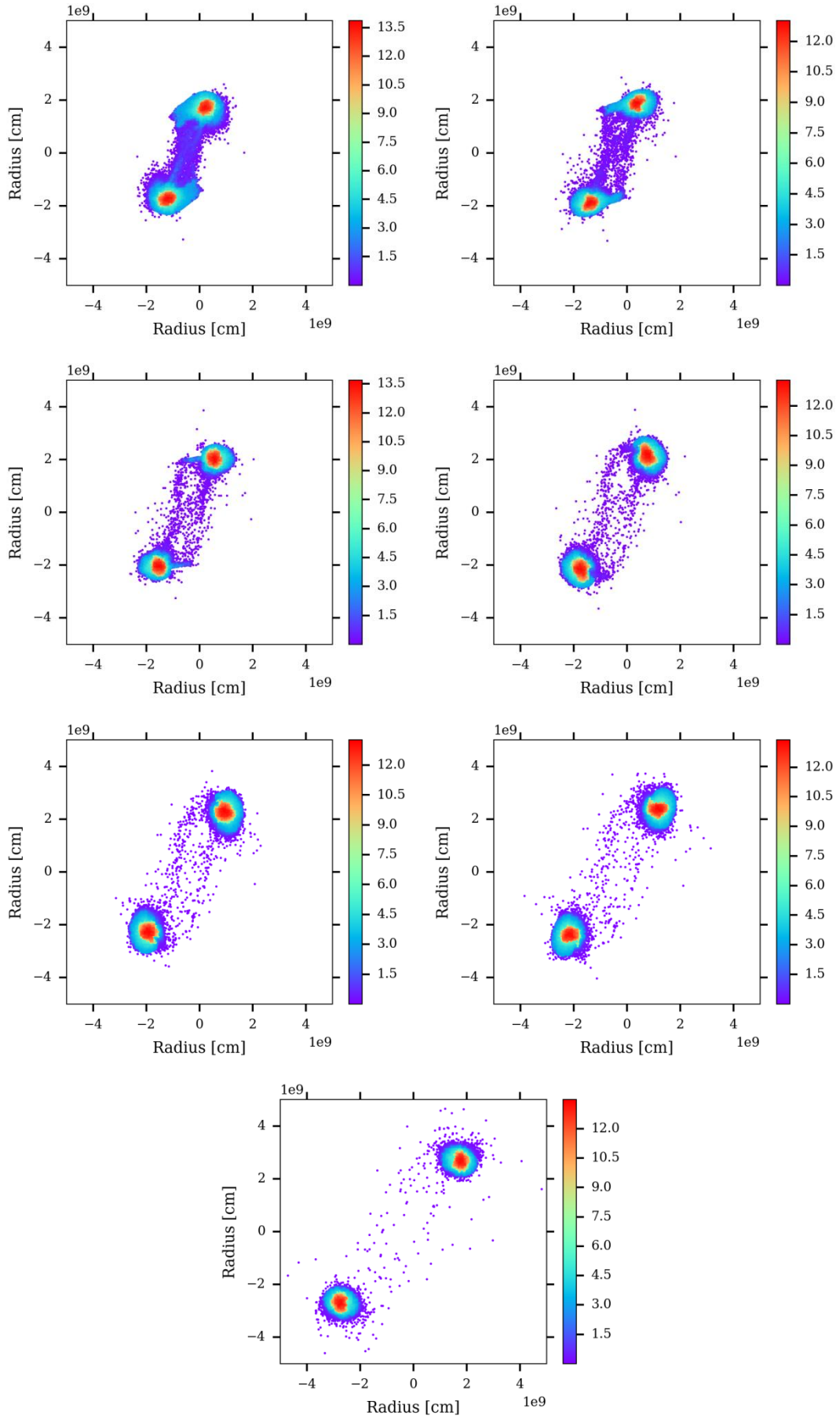


图 10 Twins-impact 碰撞模拟 (色阶为密度 g/cm^3)

Fig. 10 Twins-impact simulation

从运行结果来看，模拟了两个完全一致的原始地球碰撞过程，从碰撞过程来看，模拟程序符合大碰撞事件的一般规律。

6.4 Disc-finder 程序测试

大碰撞模拟过程目前主要是模拟到吸积盘的产生，均未模拟吸积盘的基础上产生月球的过程，而许多吸积盘的性质会直接带入到原始月球当中。大碰撞溅射出来的粒子有三种命运，一种是受引力影响，回到原始地球，第二种是逃离整个系统，第三种是形成一个吸积盘 (Disc)。目前的做法是通过对每个溅射粒子进行判别，找出满足形成 Disc 的粒子，并判断其性质。下图是对 Disc-finder 的程序测试，图 a 为本次研究采用的 disc-finder 程序，图 b 为课题组合作者苏黎世大学 Christian 博士采用的 disc-finder 程序，二者的判断结果是完全一致的。

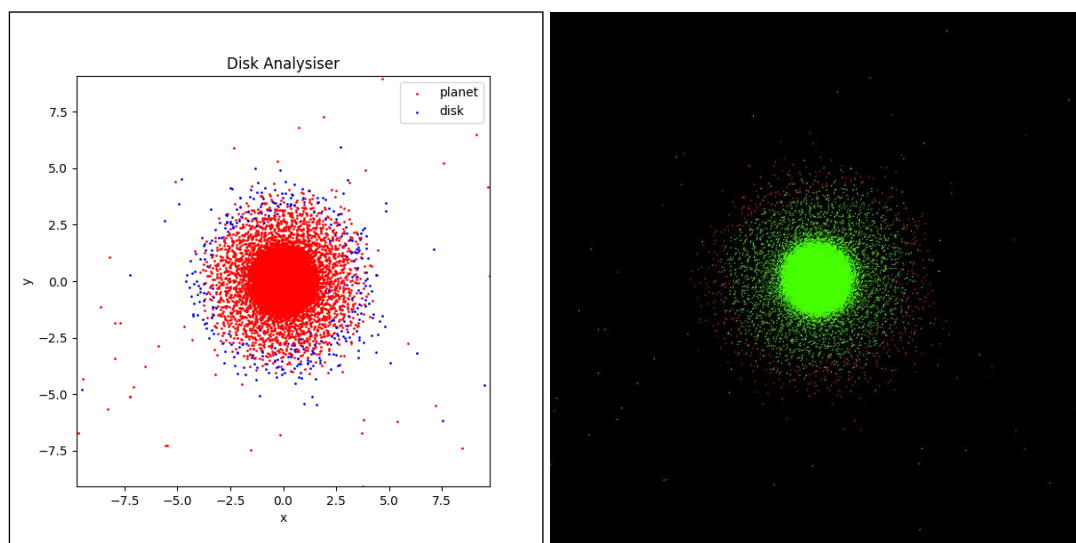


图 11 Disc-finder 程序测试

Fig. 11 Disc-finder code test

运行的结果为： $M_p = 6.2206e27$ (g) , $M_d = 1.6614e25$, $M_{esc} = 0.000000$ ，在这个结果中，没有粒子离开系统，只有非常少的粒子可以形成 Disc，占总质量的 0.0027。

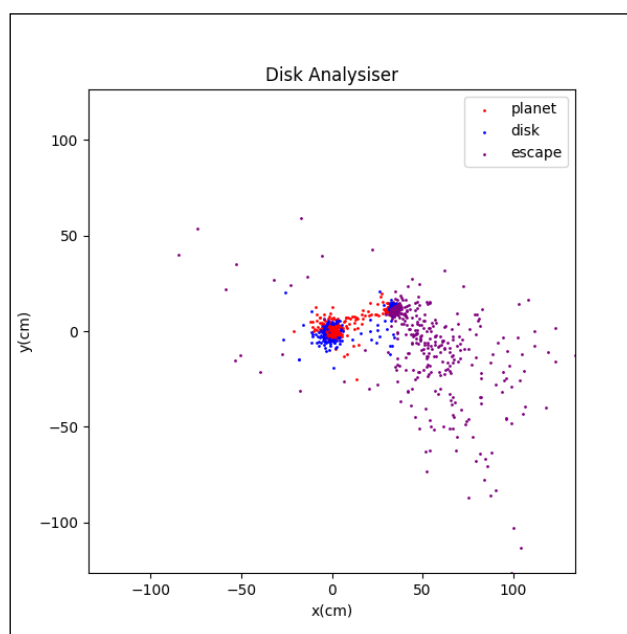


图 12 Disc-finder 程序测试二
Fig. 12 Disc-finder code test 2

碰撞完成以后， $M_p = 6.1942e27$ (g) , $M_d = 1.4064e26$ (g) , $M_{esc} = 2.9073e+026$ 。Md 约为 1.9137 个现今月球质量大小，形成的地球质量为 1.0384 个现今地球大小。

进一步的工作我们希望可以重复 Cuk 2012 年的工作或者 Canup 2004 的工作。目前我们在自旋的加入上还有问题，并且需要增加开发一些随机初始条件的构造。

7 大碰撞事件对地球核幔平衡的影响

对于地球的地核和地幔是否平衡是研究地球早期元素分配及同位素分馏的一个重要的基础性工作。大量高温高压实验与模拟结果表明，一旦地核形成，或者说物质一旦进入到地核，地核与地幔间的元素与同位素将基本不再发生交换，即使会发生交换，其影响范围至多为几公里。这是由于核幔的接触面很小，同时高压条件下，元素与同位素的交换扩散极其缓慢。因此对核幔的平衡问题，需要追溯到地核的形成时期。

对于核幔的平衡问题，Canup 的大碰撞模拟结果表明由于地核与 Theia 的核融和时间非常短，大约是几个小时的时间尺度，Theia 的核基本上全部直接进入到地核当中。Canup 认为在这一过程中，并未发生大规模的铁核乳化作用。按照大碰撞的模拟结果推论，目前的地球核幔是不平衡的。

另外一种观点认为地球的核幔是平衡的。其主要支持依据是根据一些地幔包体样品，其 Hf-W 同位素组成表明地幔和地核是平衡的。这是由于在行星形成的早期，元素 Hf 是一种灭绝核素，会通过放射性衰变，有 ^{182}Hf 转化为 ^{182}W 。由于在核幔分异过程中，元素 ^{182}Hf 倾向于留在地幔，而亲铁元素 ^{182}W 倾向于留在地核。假设地球的核幔分异是一个平衡过程，那么地幔包体样品中的 ^{182}W 含量应该比较低，并且主要是由 ^{182}Hf 转化而来。Hf-W 同位素分析结果是符合这一认识的 (Ichikawa et al., 2010; Rubie et al., 2003)。并且按照 Rubie et al.

的工作,许多亲铁元素在地幔中的含量也是符合这一认识的。Rubie et al.认为 Canup et al.的模拟结果由于分辨率较低,每个粒子的半径达到100km的尺度,如果提高分辨率,可能会有不同的结果。

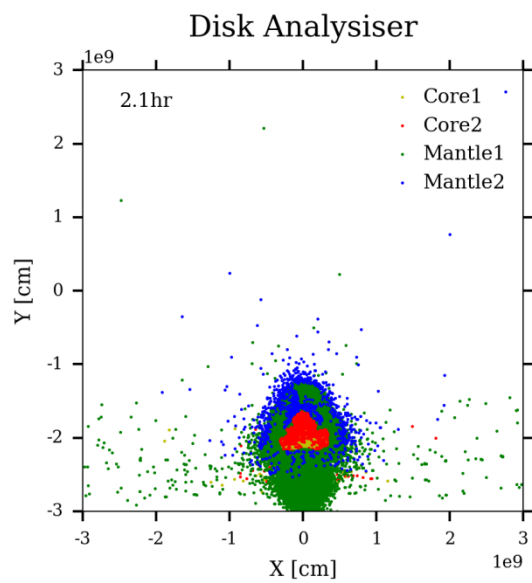
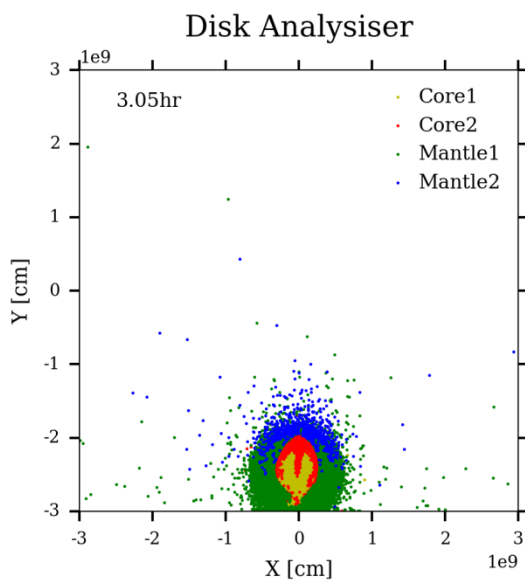
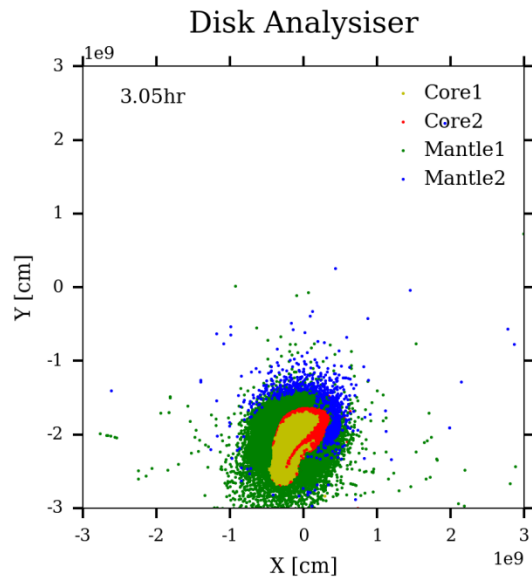
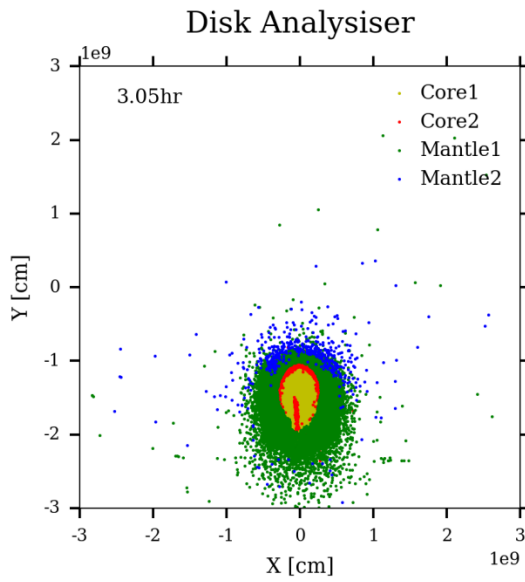
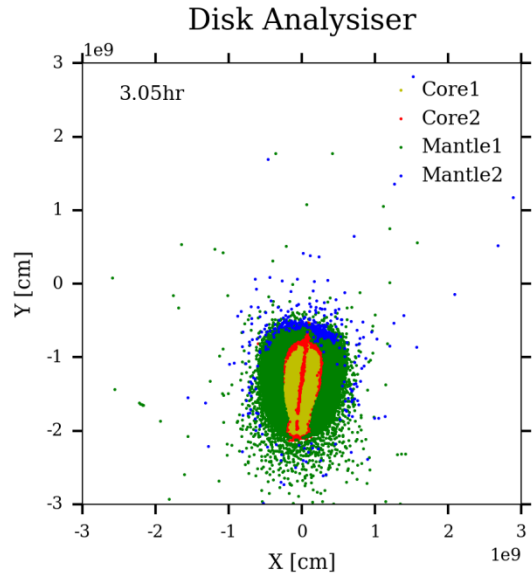
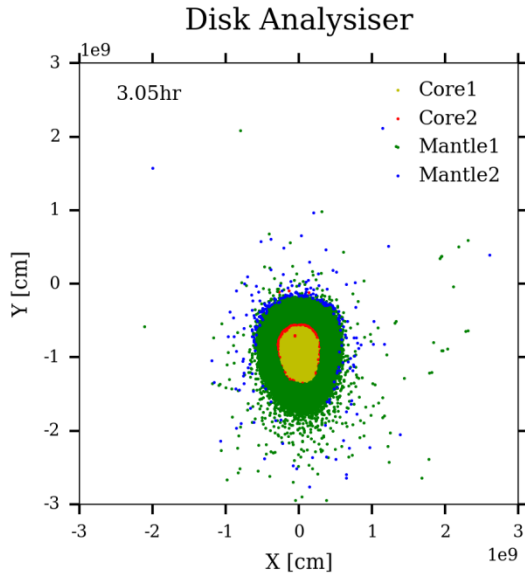
目前对地球核幔分异过程的探讨都集中于 Theia 的核进入到地核所需要的时间与铁核在地幔中乳化所需要的时间对比。本次研究发现,大碰撞发生以后,溅射出的铁粒子通过地幔进入到地核当中的只是一部分,还有一部分 Theia 的粒子会直接进入到地核当中。而这种 Theia 的铁核直接进入原始地球的情况,将会给类地行星的核幔平衡提供新的信息。

7.1 碰撞体铁核直接进入地核数值模拟

本次研究全面的模拟了不同初始条件下,铁核粒子直接进入地核的情况。模拟的参数有:碰撞角度,碰撞速度,碰撞体质量。

7.1.1 碰撞角度为 0°

在碰撞角度固定情况下,不同碰撞体质量和碰撞速度下的运行结果如下图。碰撞质量分别为: $0.04788M_{\oplus}$, $0.06722M_{\oplus}$, $0.083M_{\oplus}$, $0.11042M_{\oplus}$, $0.13384M_{\oplus}$, $0.16948M_{\oplus}$, $0.19878M_{\oplus}$, $0.2446M_{\oplus}$, $0.28386M_{\oplus}$, $0.34182M_{\oplus}$, $0.40776M_{\oplus}$ 。碰撞速度为 20km/sec。



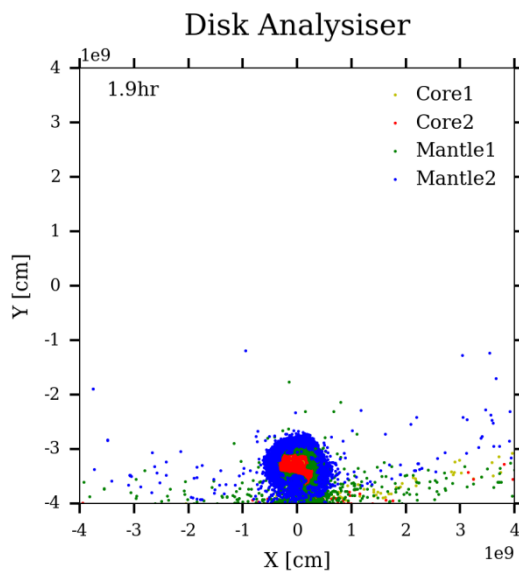
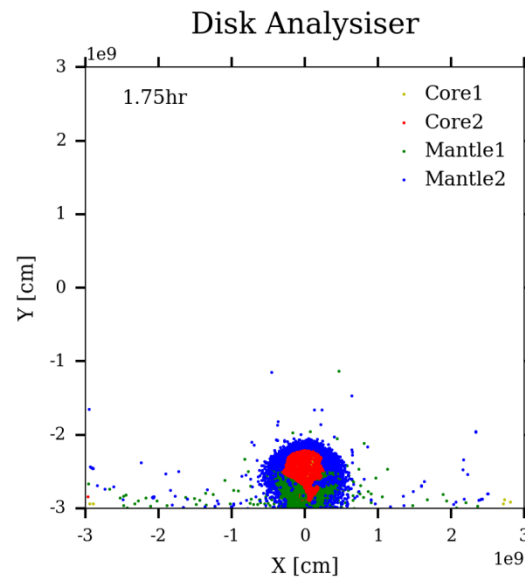
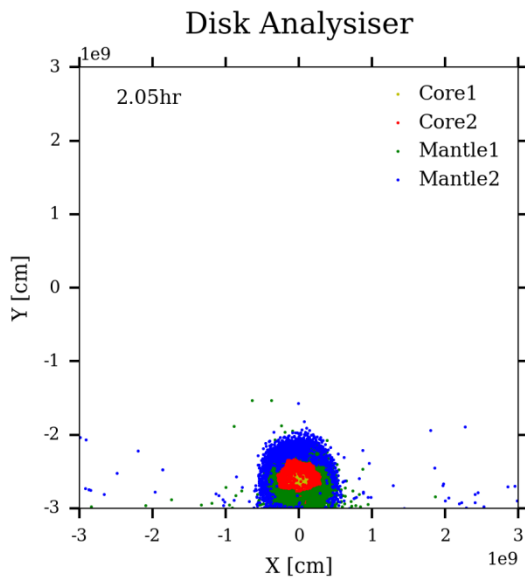
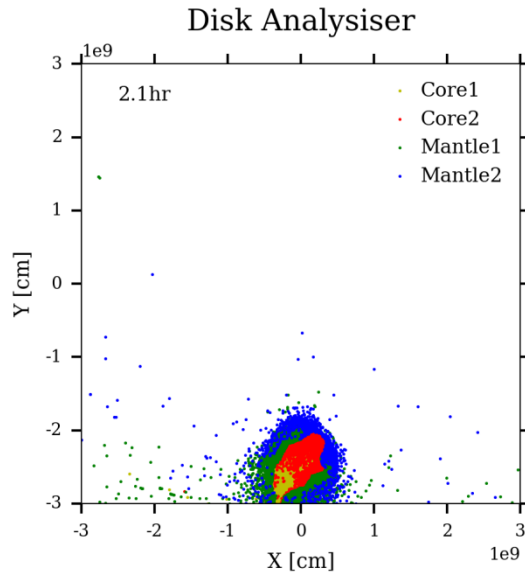
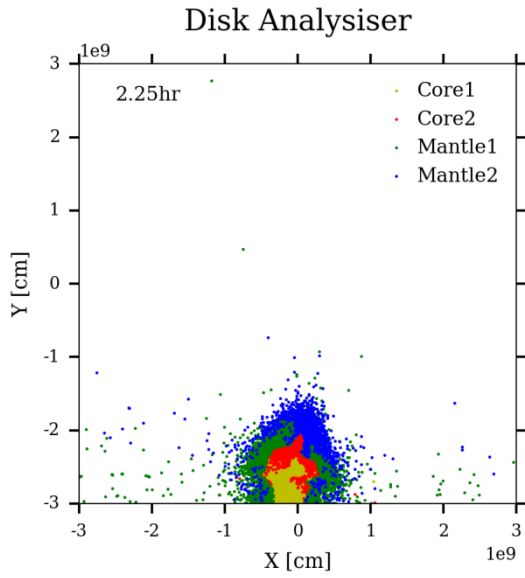


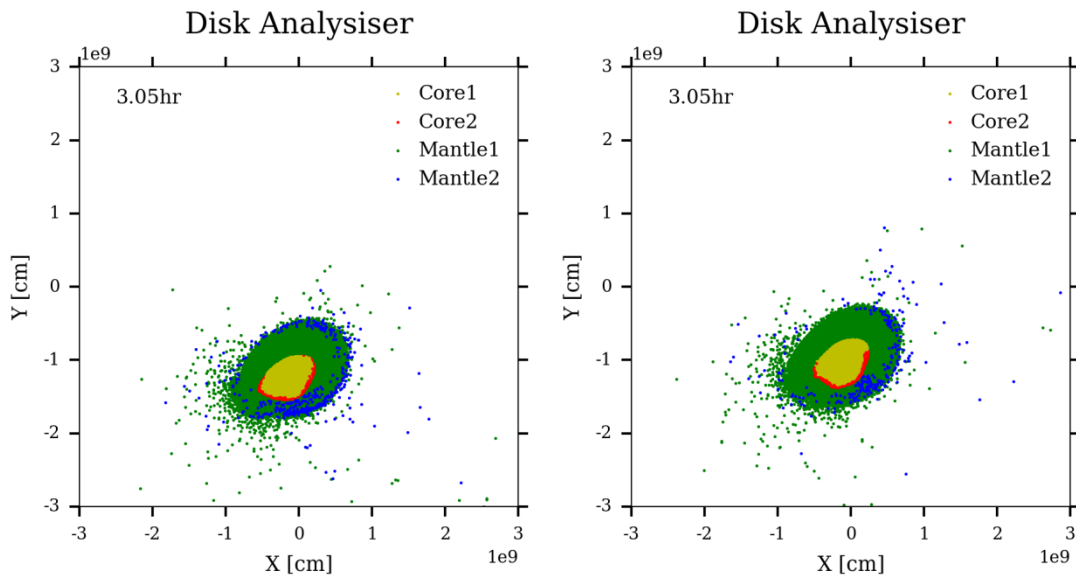
图 13 碰撞角度为 0 度的碰撞结果

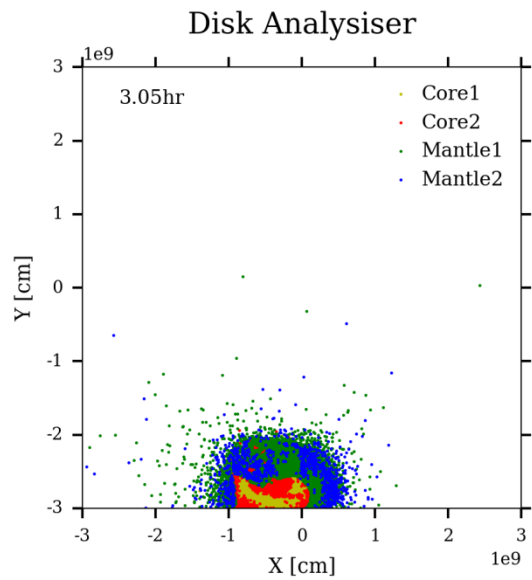
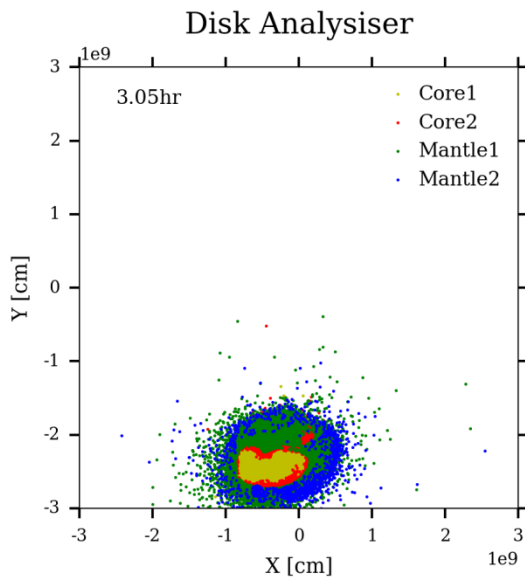
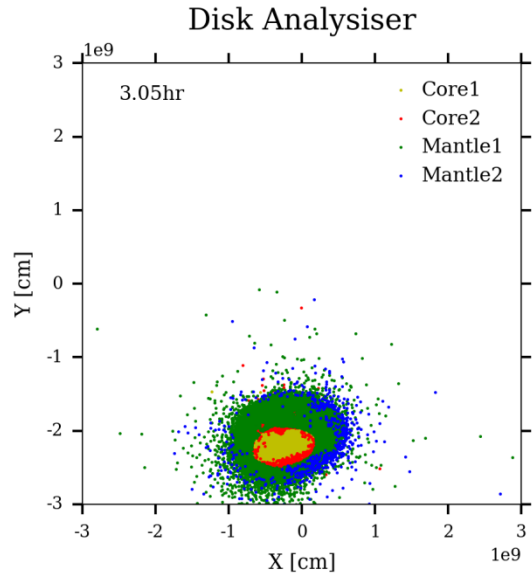
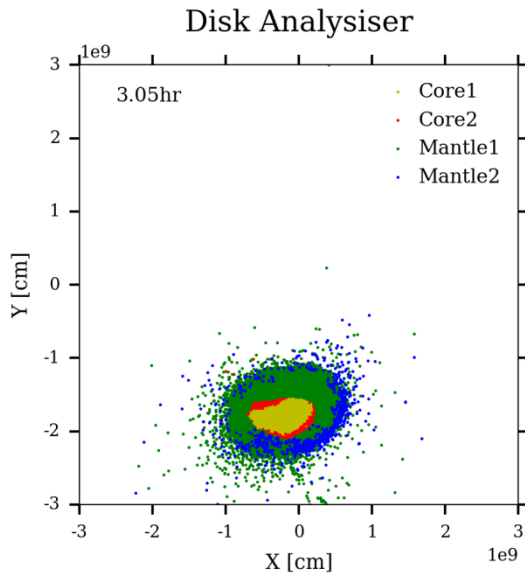
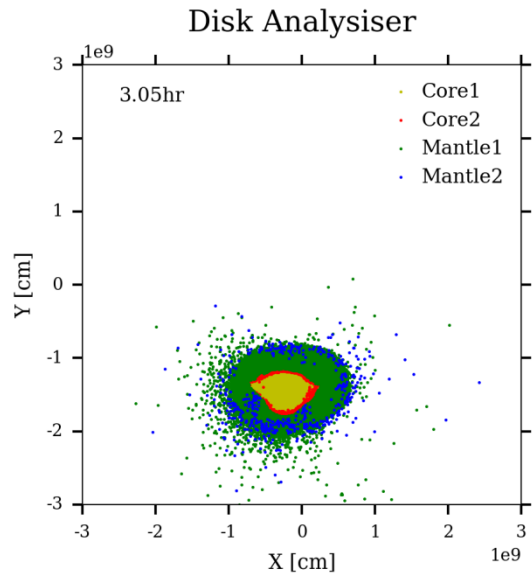
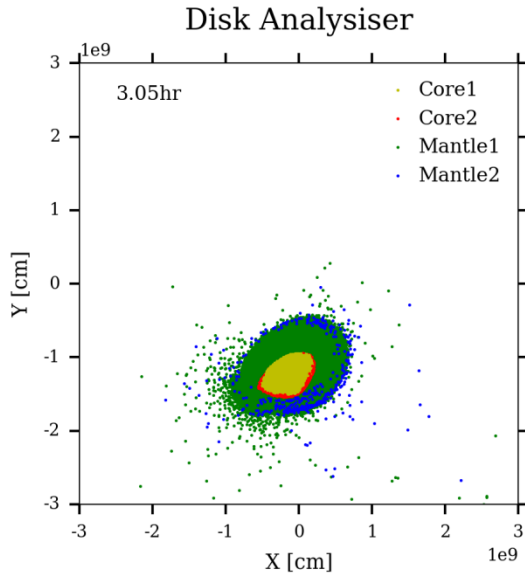
Fig. 13 Impact result of impact angle is 0 degree

从碰撞结果看，碰撞角度为 0° 时候，基本所有的碰撞体粒子都进入到地核当中，在原始地球以外的区域只存在较少的铁粒子。结合碰撞过程，可以发现，大多数的碰撞体铁核粒子是通过直接进入的方式与原始地球的铁核融合，进入过程并未与原始地幔发生物理接触。

7.1.2 碰撞角度为 15°

在碰撞角度固定 15° 的情况，不同碰撞体质量，不同碰撞速度的碰撞结果如下图所示。碰撞体质量为： $0.04788M_\oplus$ ， $0.06722M_\oplus$ ， $0.083M_\oplus$ ， $0.11042M_\oplus$ ， $0.13384M_\oplus$ ， $0.16948M_\oplus$ ， $0.19878M_\oplus$ ， $0.2446M_\oplus$ ， $0.28386M_\oplus$ ， $0.34182M_\oplus$ ， $0.40776M_\oplus$ 。碰撞速度为 16km/sec 。





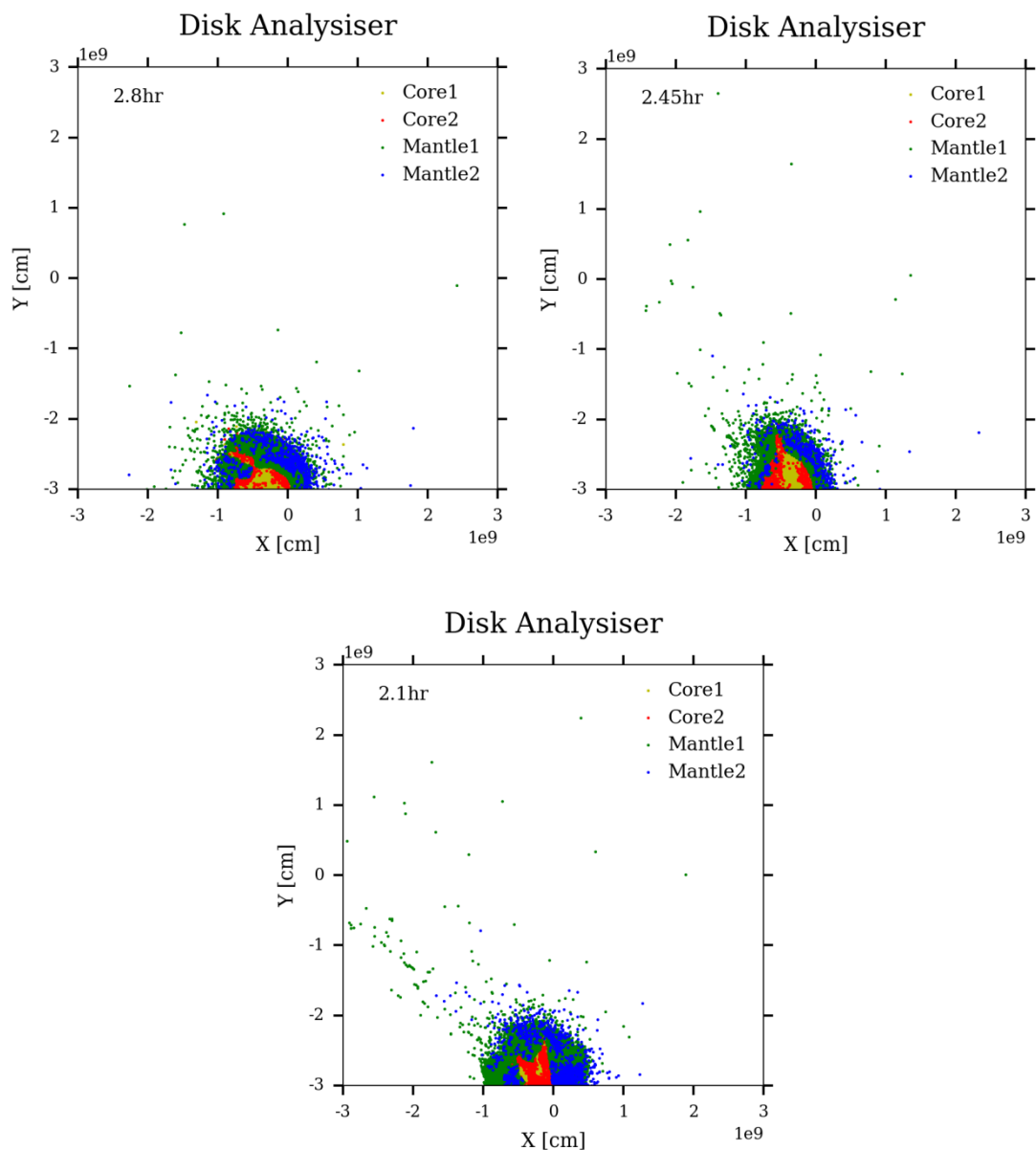


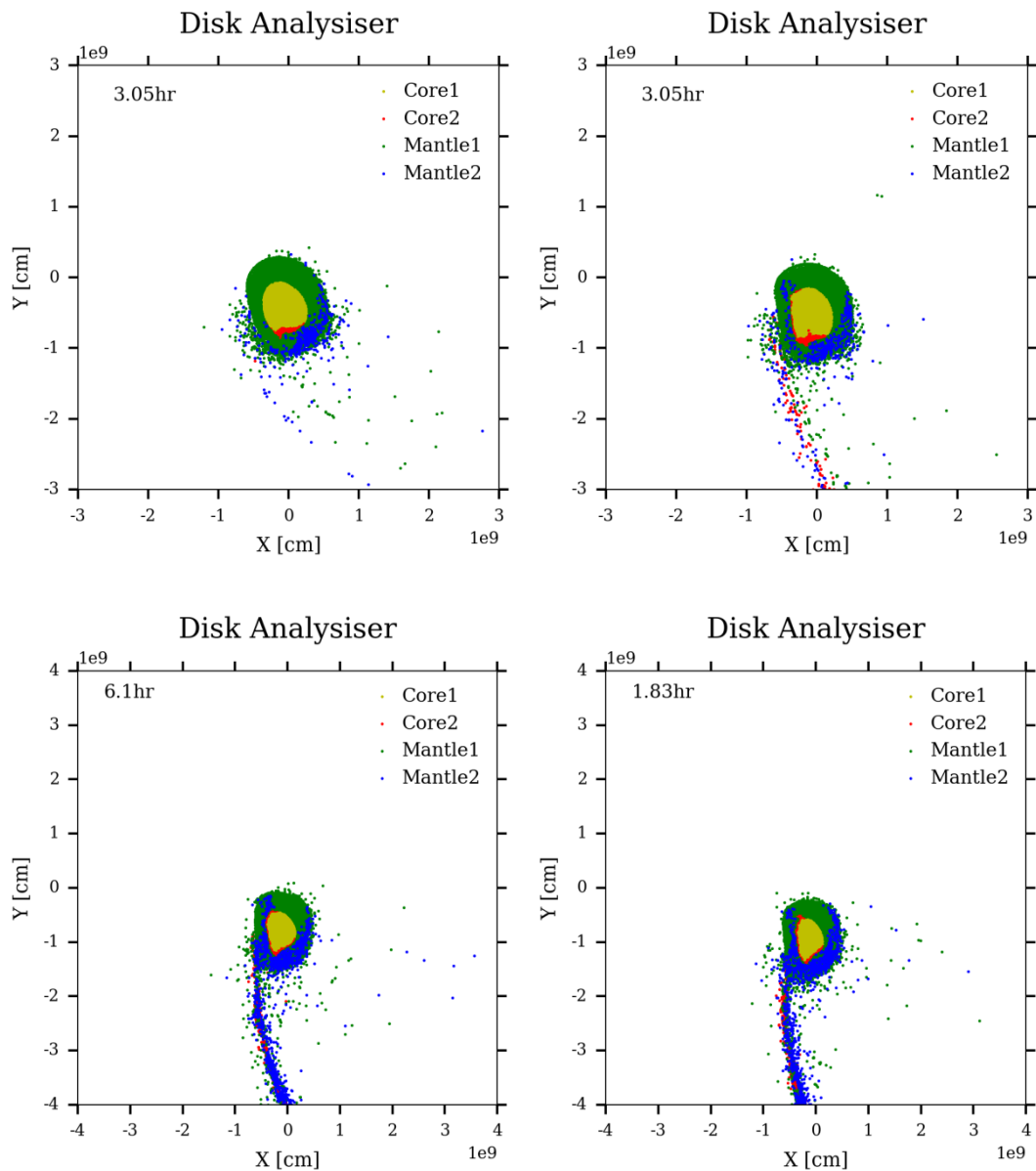
图 14 碰撞角度为 15 度的碰撞结果

Fig. 14 Impact result of impact angle is 15 degree

与碰撞角度为 0° 情况类似，在碰撞角度为 15° 的条件下，绝大多数的碰撞体粒子都分布在原始地球的铁核当中，在切片图中原始地球以外的范围很少看到红色的铁核粒子。但从整体碰撞过程看，有少部分粒子并没有直接进入原始地球地核，而是穿越了地幔而进入地核，而且穿越地幔的粒子数量和碰撞体质量有相关关系，碰撞体质量越大，穿越地幔的粒子数量越多。

7.1.3 碰撞角度为 30°

在碰撞角度固定 30° 的情况，不同碰撞体质量，不同碰撞速度的碰撞结果如下图所示。碰撞质量分别为：0.04788M_⊕，0.06722M_⊕，0.083M_⊕，0.11042M_⊕，0.13384M_⊕，0.16948M_⊕，0.19878M_⊕，0.2446M_⊕，0.28386M_⊕，0.34182M_⊕，0.40776M_⊕。碰撞速度为 16km/sec。



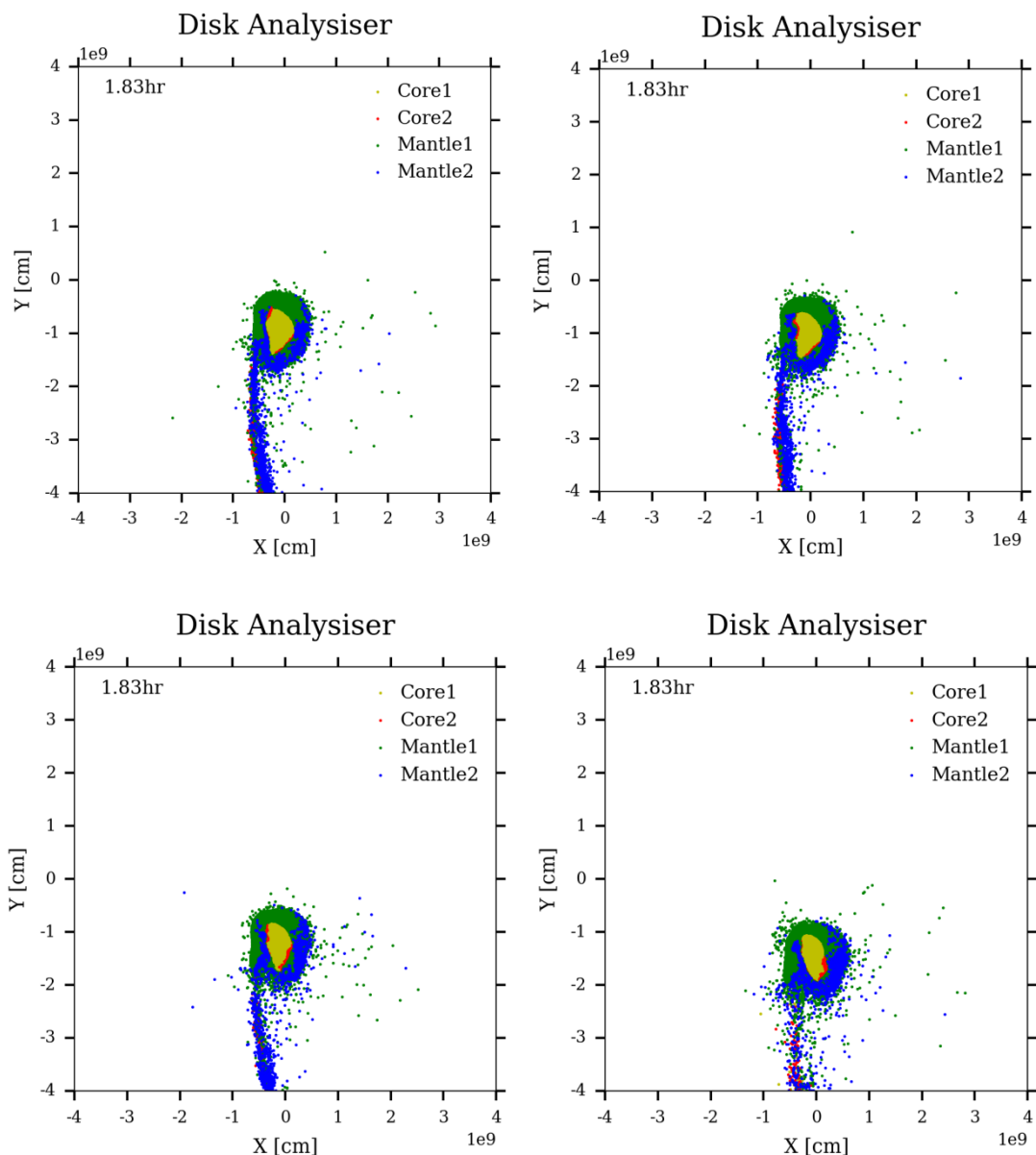


图 15 碰撞角度为 30 度的碰撞结果

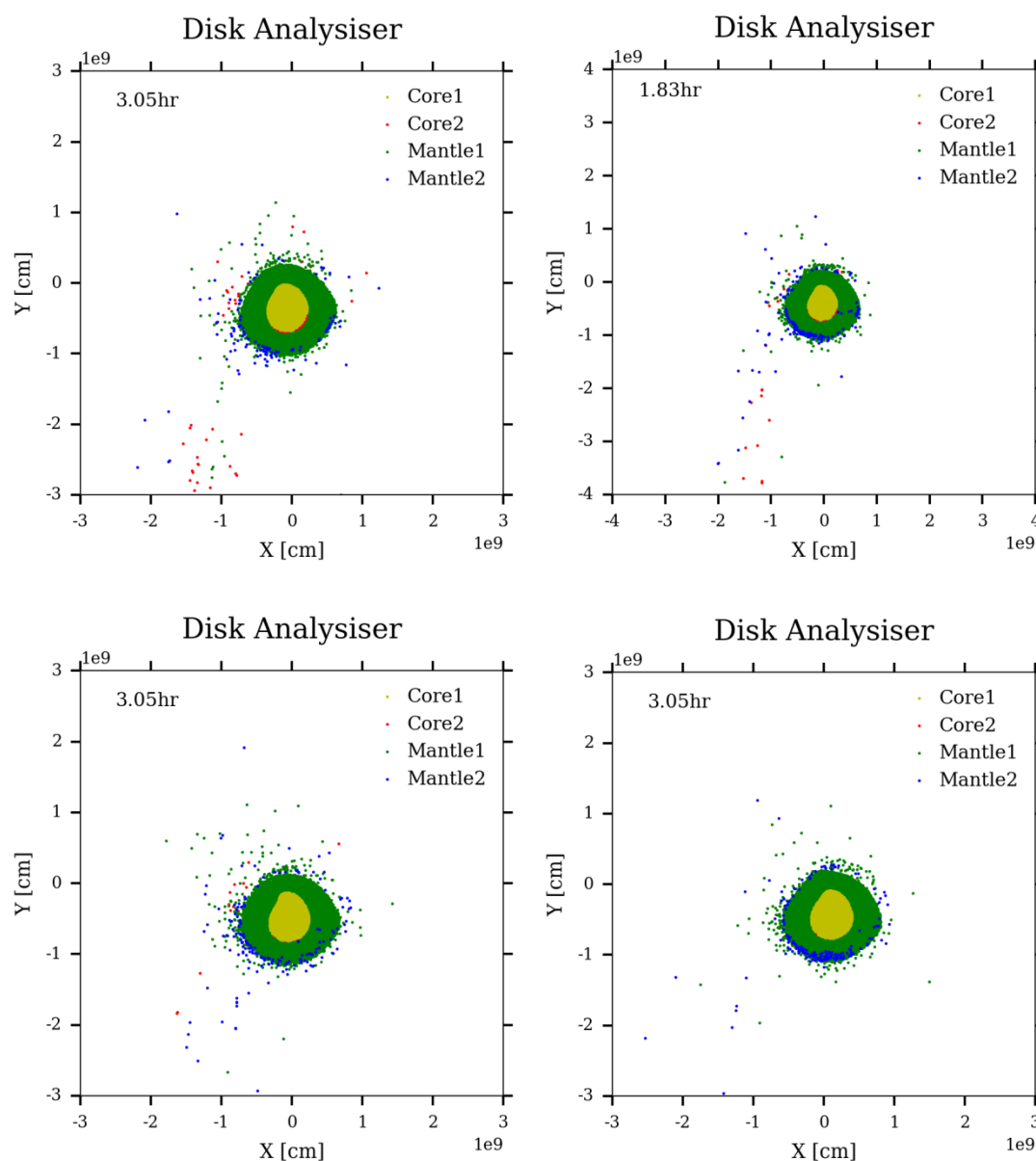
Fig. 15 Impact result of impact angle is 30 degree

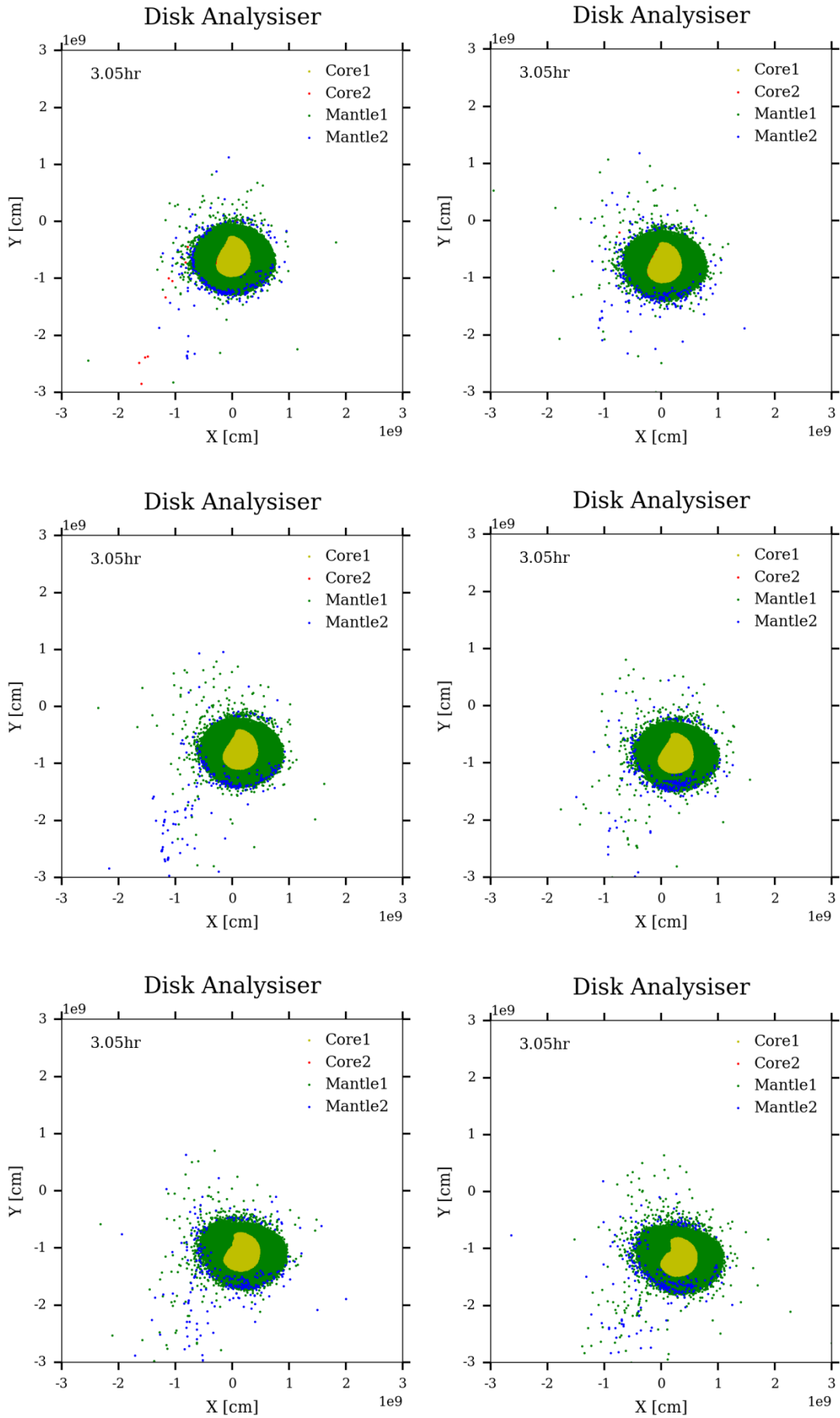
实验结果表明，碰撞角度为 30° 的情况下，有一些碰撞有较多的铁粒子分布在原始地球周围，这种情况一般碰撞体质量较大，而有一些碰撞只有较少的铁粒子分布在原始地球周围，这种情况一般碰撞体质量较小。观察碰撞过程，当碰撞体比较小的时候 ($0.04788M_\oplus$)，碰撞体的铁核还是直接被地核吸收，但随着碰撞体的质量增加，碰撞体的铁核不会完全被直接吸收，一部分粒子仍然直接进入铁核，另一

部分粒子可能会通过穿越地幔的方式进入地核。因此在碰撞角度为 30° 左右时候，是一个临界状态。需要开展更加详细的研究。

7.1.4 碰撞角度为 45°

碰撞角度为 45° 情况，不同碰撞体质量和碰撞速度的结果如下图所示。碰撞质量分别为： $0.04788M_\oplus$ ， $0.06722M_\oplus$ ， $0.083M_\oplus$ ， $0.11042M_\oplus$ ， $0.13384M_\oplus$ ， $0.16948M_\oplus$ ， $0.19878M_\oplus$ ， $0.2446M_\oplus$ ， $0.28386M_\oplus$ ， $0.34182M_\oplus$ ， $0.40776M_\oplus$ 。碰撞速度为 20km/sec 。





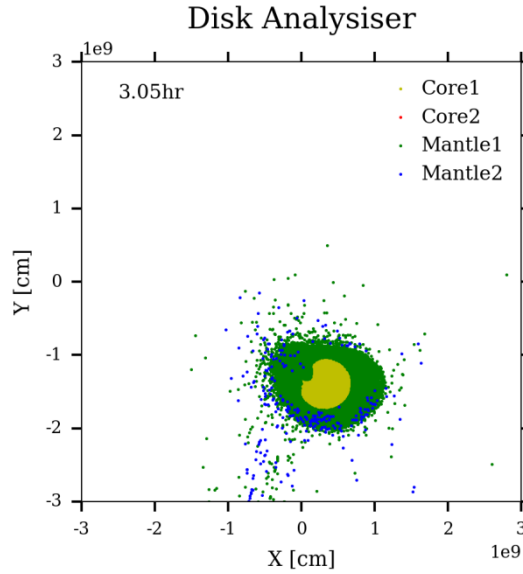


图 16 碰撞角度为 45 度的碰撞结果

Fig. 16 Impact result of impact angle is 45 degree

从 45° 碰撞的情况来看，大多数的碰撞结果中都没有或只有很少的铁粒子进入地核。从碰撞过程看，所有的碰撞碰撞体铁核粒子都没有直接进入地核，在小质量碰撞体 ($0.04788M_\oplus$, $0.06722M_\oplus$, $0.083M_\oplus$, $0.11042M_\oplus$, $0.13384M_\oplus$, $0.16948M_\oplus$) 的条件下，地核中有少量的来自于碰撞体中的铁核粒子，但这些观察碰撞发生的全过程，实际上这些粒子是都穿越了地幔后而进入地核。如下图 $0.04788M_\oplus$ 所示：

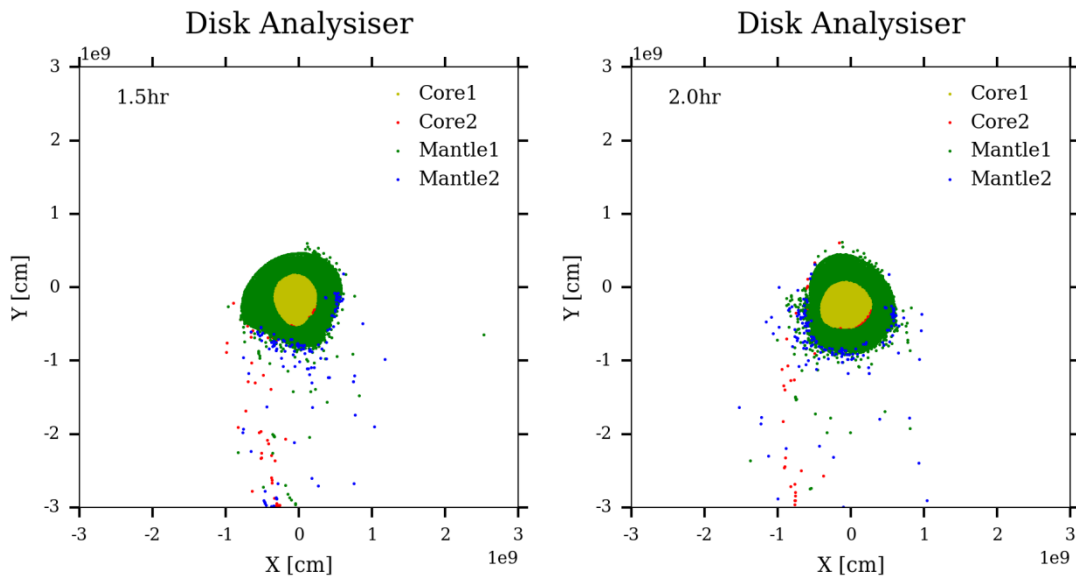
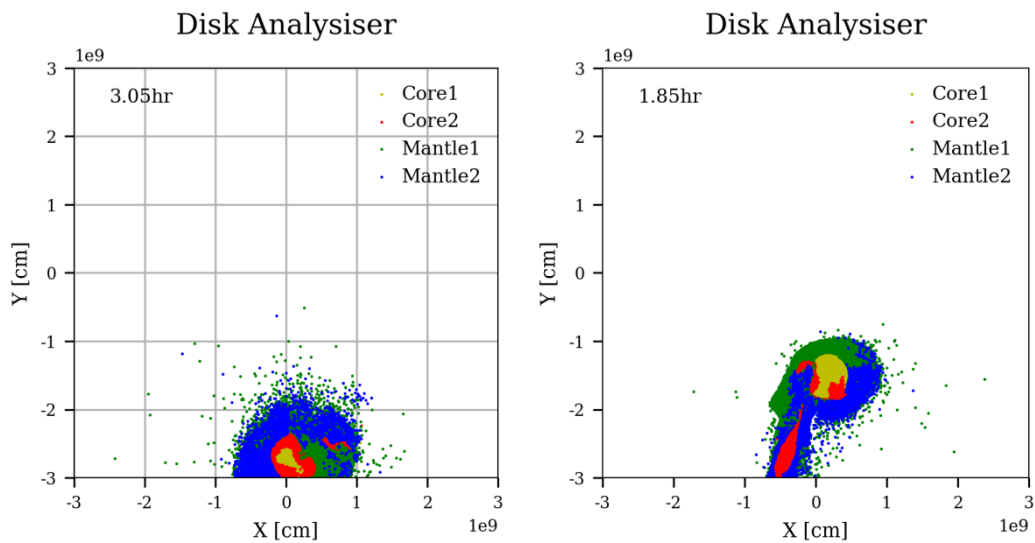


图 17 0.04788M \oplus 的碰撞结果
Fig. 17 Impact result of 0.04788M \oplus

7.1.5 临界角度（30°）下碰撞速度的探讨

从前面的讨论可以看出，碰撞角度为 30° 附近的情况是一种较为特殊的情况，这个碰撞角度下，较小的碰撞体（0.04788M \oplus ）的铁核大部分会被地核直接吸收，但随着碰撞体质量的增加，碰撞体的铁核粒子将只有少部分会被直接吸收，而大部分将通过地幔进入地核，或者逃离系统。因此进一步模拟了不同碰撞速度对临界角度（30°）的影响，碰撞速度分别为：10km/sec, 12 km/sec, 14 km/sec, 16km/sec, 18km/sec, 20km/sec。



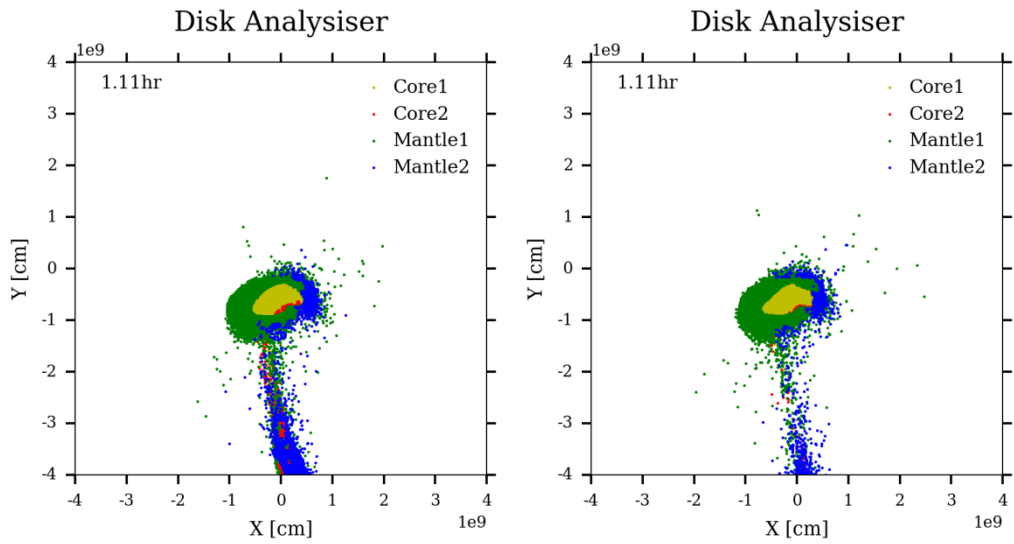
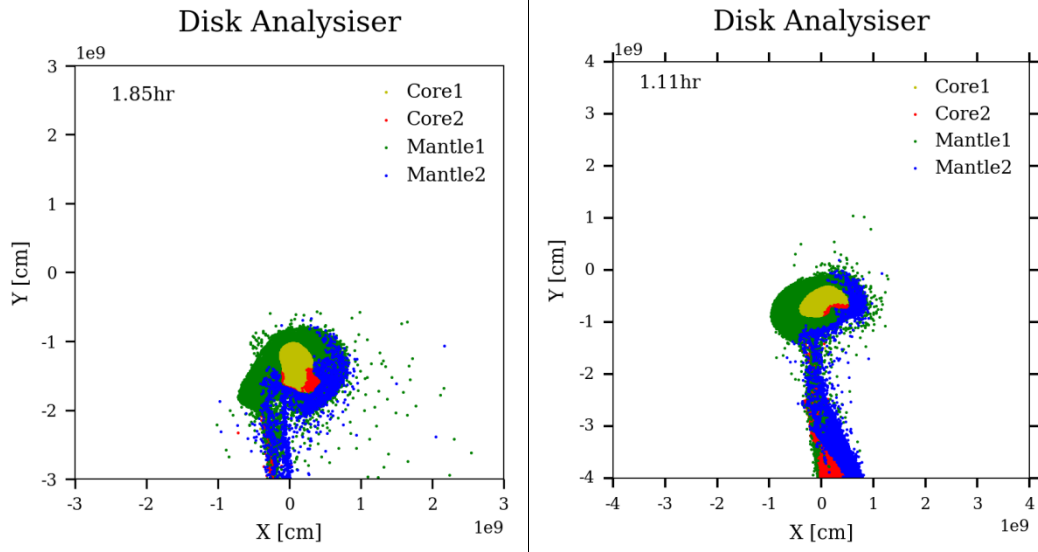
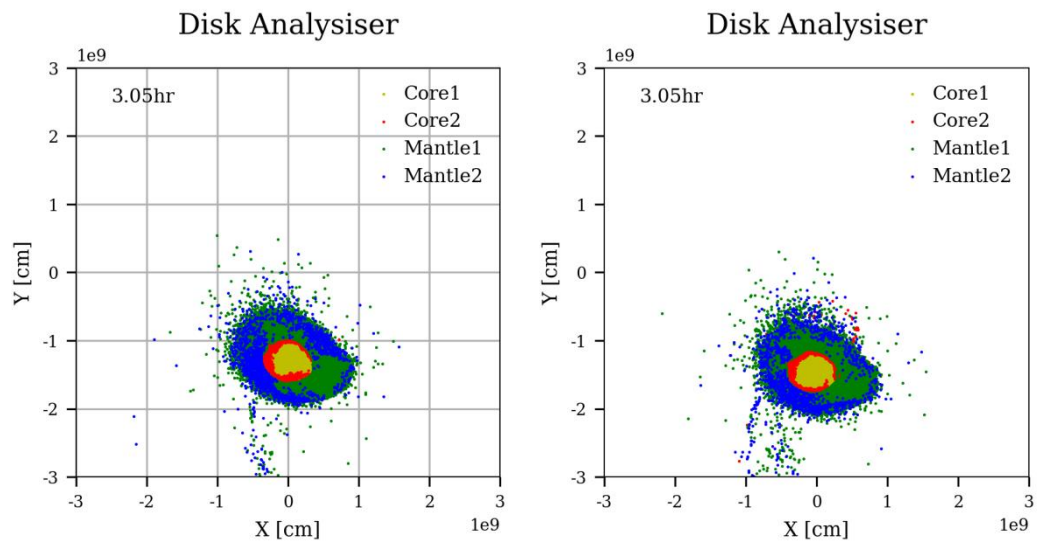


图 18 ($0.40776M_{\oplus}$) 在 10km/sec—20km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 18 Impact result of 10km/sec—20km/sec of ($0.40776M_{\oplus}$)



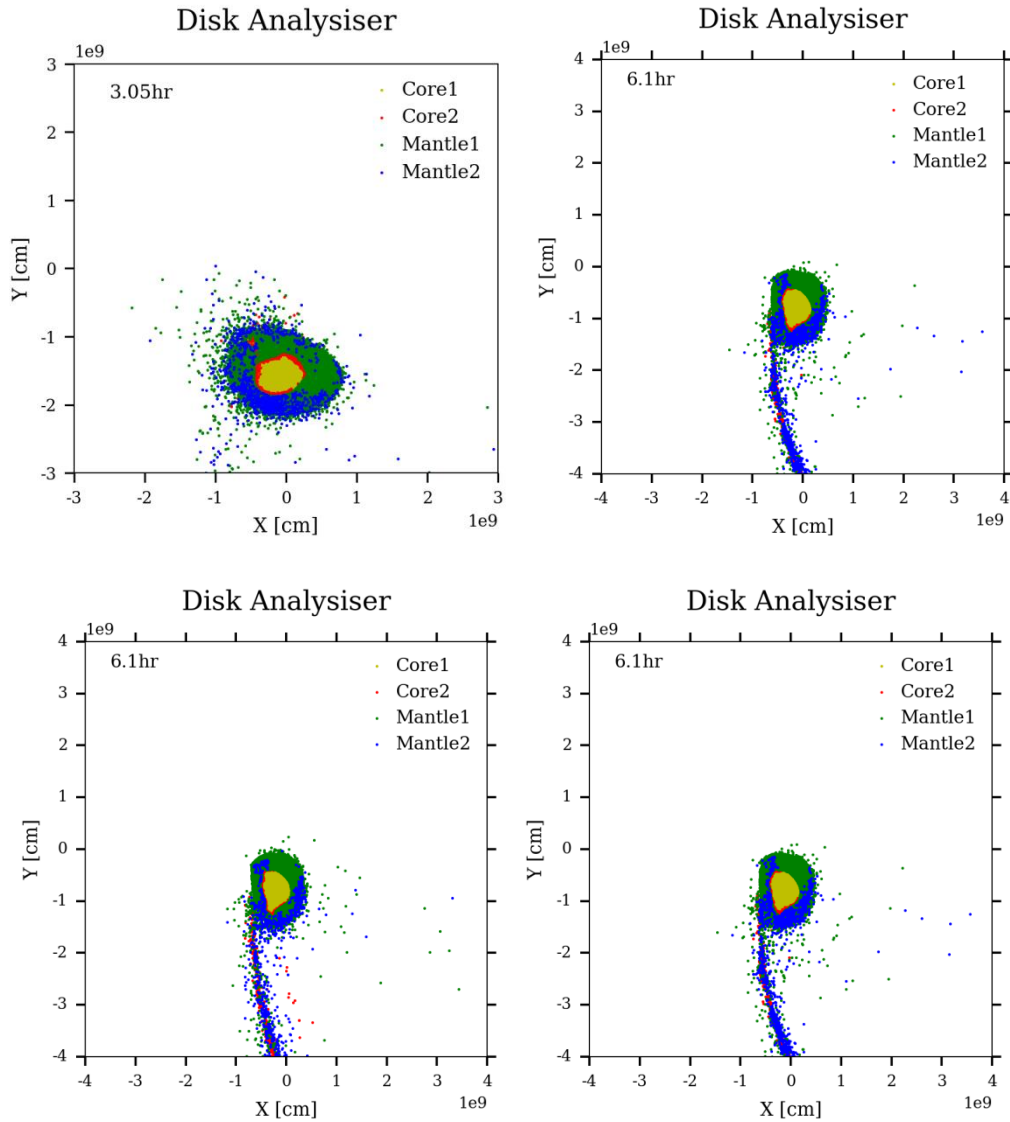


图 19 ($0.16948M_{\oplus}$) 在 10km/sec — 20km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 19 Impact result of 10km/sec — 20km/sec of ($0.16948M_{\oplus}$)

以上两次碰撞均存在相同的规律，即随着碰撞速度增加，进入地核的铁核粒子减少。观察碰撞过程，直接进入地核的铁粒子也呈现同样的规律，在速度较低 (10km/sec) 的情况下，直接进入地核的粒子数较多，随着速度的增加 (20km/sec)，直接进入地核的粒子数减少。事实上，对于所有不同质量的碰撞体，这一规律仍然存在，篇幅所限，不再列举。

从以上对不同碰撞角度，碰撞速度，碰撞体质量对碰撞过程的影响可以看出：

- (1) 许多条件下的碰撞都可能会产生铁核的直接融合，从大碰撞数值模拟的角度看，核的直接融合可能的。
- (2) 如果假设所有的碰撞条件均服从均匀分布，那么发生大规模($>50\%$)粒子直接进入地核的概率约为 5%，发生小规模($<50\%$)粒子直接进入地核的概率约为 10%。
- (3) 初始条件对碰撞结果的影响来看，碰撞角度的影响最大，其次为碰撞速度，最后是碰撞体质量
- (4) 综上，我们认为地球的核幔分异是部分平衡或者不平衡的，而这在定性上与目前地球的核幔间元素分配与同位素分馏是相符合的。

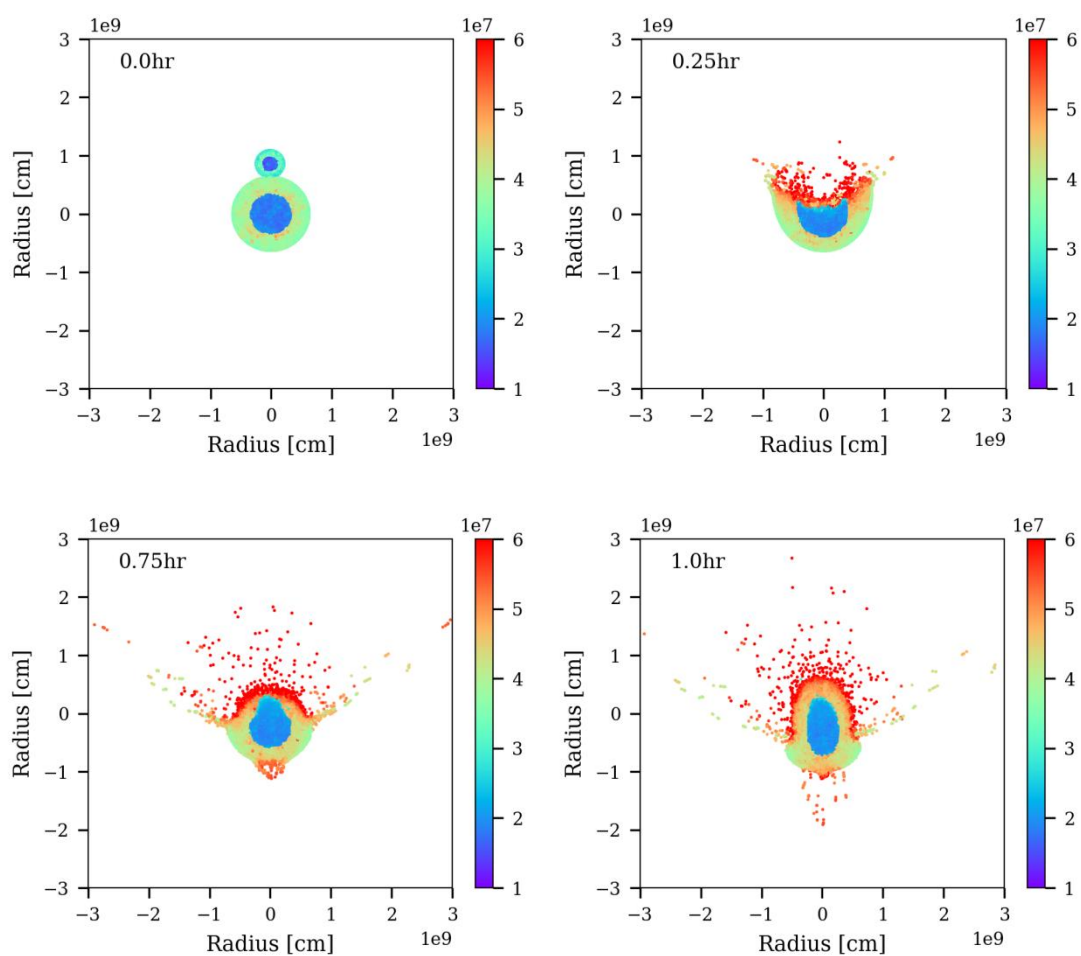
7.2 大碰撞事件的一些其它观测事实

通过对大碰撞事件的观察，还可以了解其它的观测事实。这些观测事实对地球的初始物质组成分配与岩浆岩的形成过程可能也有一定帮助。

7.2.1 大碰撞事件的升温过程及其地幔熔融的影响

大碰撞事件发生后，全球的升温过程对核幔分异也有重要影响。我们同样通过模拟不同碰撞角度，碰撞速度和碰撞体质量来研究大碰撞事件对全球的升温过程的影响。

下图为 ($0.04788M_{\oplus}$) 的粒子在 0° , 20km/sec 碰撞条件下的升温过程, 其中色标为熵 (Entropy), 单位为 $\text{erg g}^{-1} \text{K}^{-1}$ 。熵和温度之间有一个明确的转换关系, 但需要考虑密度的因素。一种材料的温度和密度确定, 就可以确定其熵的值, 同样如果一种材料的熵和密度确定, 也可以确定其温度。



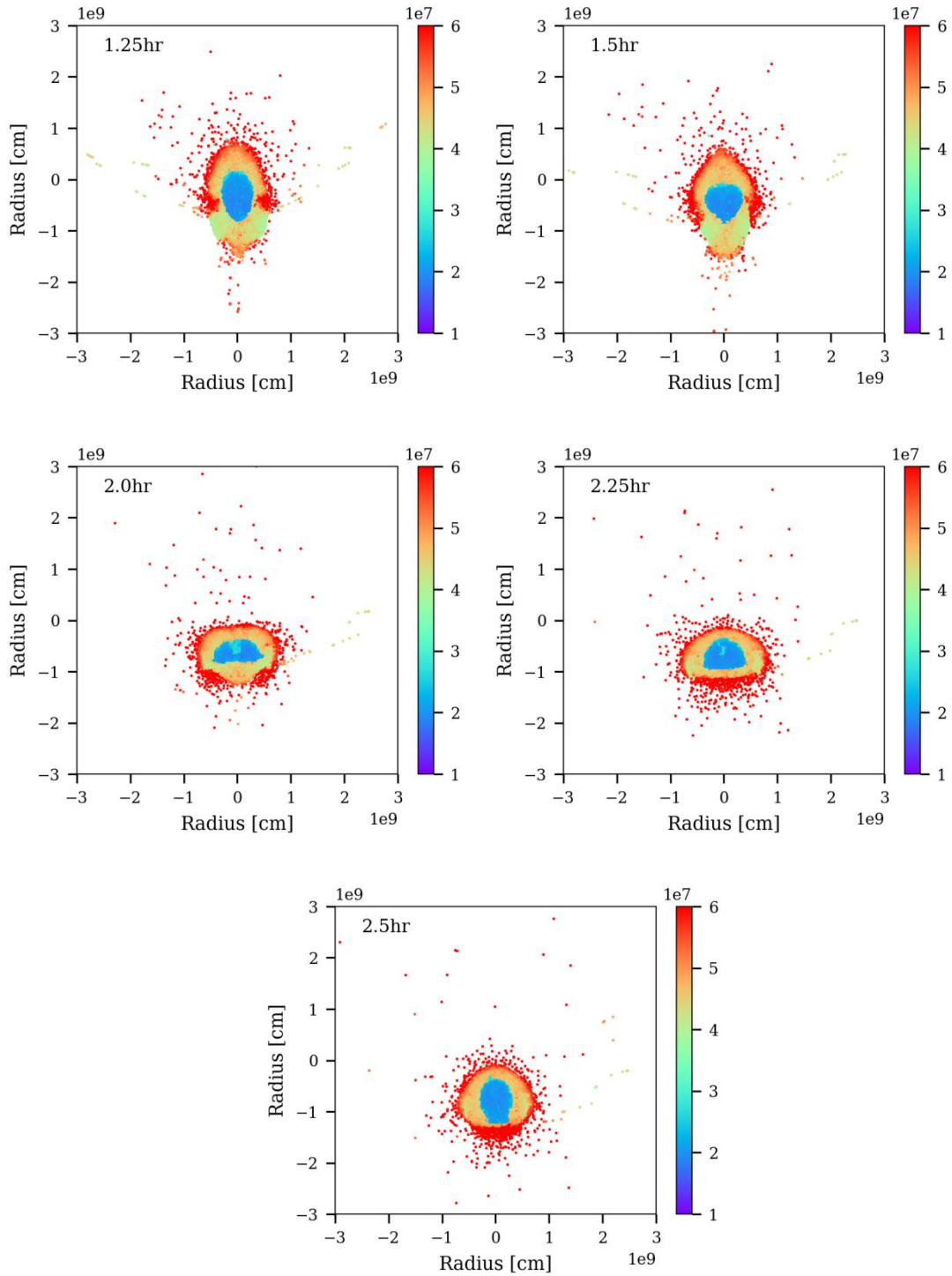


图 20 ($0.04788M_{\odot}$) 在 10km/sec—20km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 20 Impact result of 10km/sec—20km/sec of ($0.04788M_{\odot}$)

从碰撞过程结果来看，我们可以得出以下一些认识：

(1) 初始升温过程主要受到碰撞带来的冲击波和压力控制，粒子由于受压或受到冲击波影响而升温，而热传导可能更多起到局部均匀温度的作用；

(2) 冲击波的作用会使得原始星球在碰撞点的对面位置也发生明显的升温与局部熔融，这对月球艾肯盆地的形成，可能有一定的启示意义；

(3) 在碰撞体的核直接融合的过程中，两个核直接融合的速度快于全球性的升温事件；

(4) 后期的升温过程受到了溅射物质回到原始星球的作用影响较大。由于溅射物本身携带能量的升温作用，可能大部分回落到原始星球的铁粒子会经历岩浆洋作用。

为了验证这些认识的可靠性，对不同初始条件的升温过程进行了模拟，以上认识具有普遍性的规律。模拟过程结果如下图所示。

1 碰撞角度为 0°

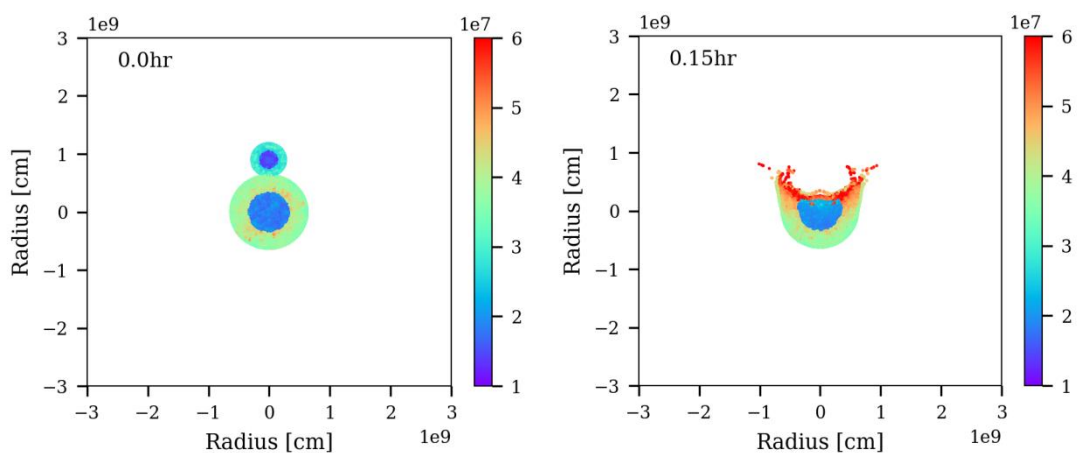


图 21 ($0.083M_{\oplus}$) 在 20km/sec 下的碰撞结果
Fig.21 Impact result of 20km/sec of ($0.04788M_{\oplus}$)

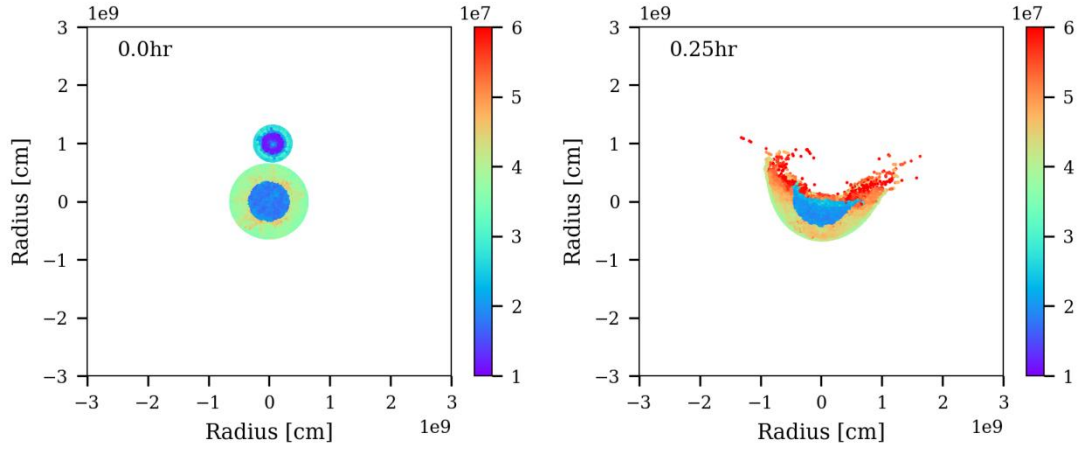


图 22 ($0.11042M_{\oplus}$) 在 20km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 18 Impact result of 20km/sec of ($0.11042M_{\oplus}$)

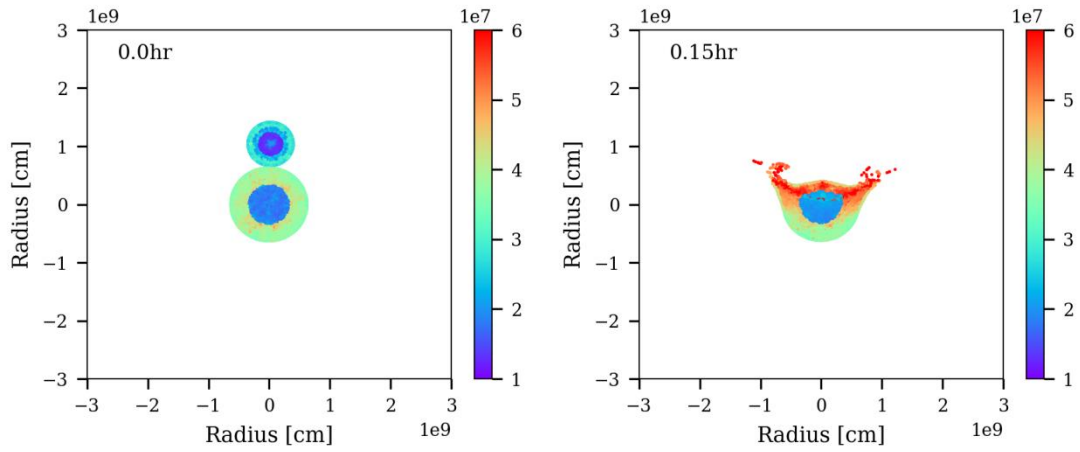


图 23 ($0.19878M_{\oplus}$) 在 20km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 19 Impact result of 20km/sec of ($0.11042M_{\oplus}$)

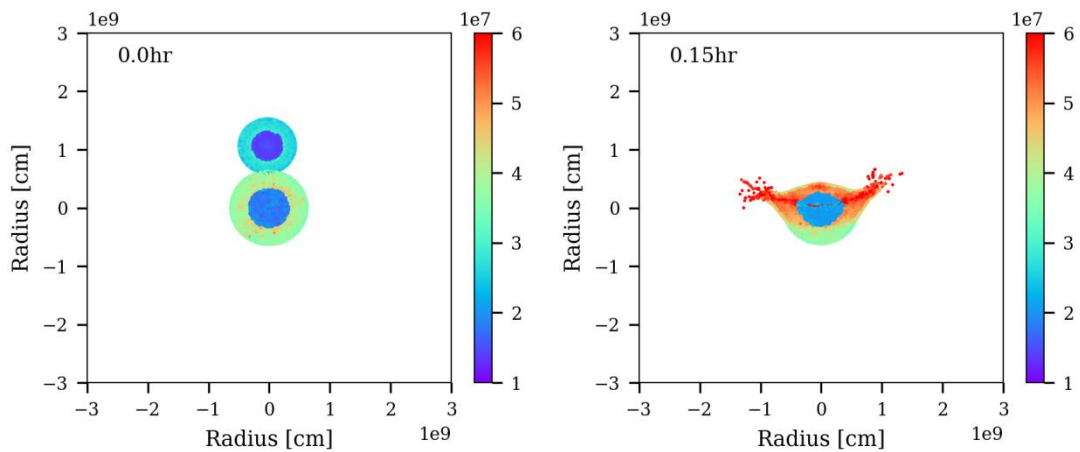


图 24 ($0.40776M_{\oplus}$) 在 20km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 24 Impact result of 20km/sec of ($0.40776M_{\oplus}$)

2 碰撞角度为 15°

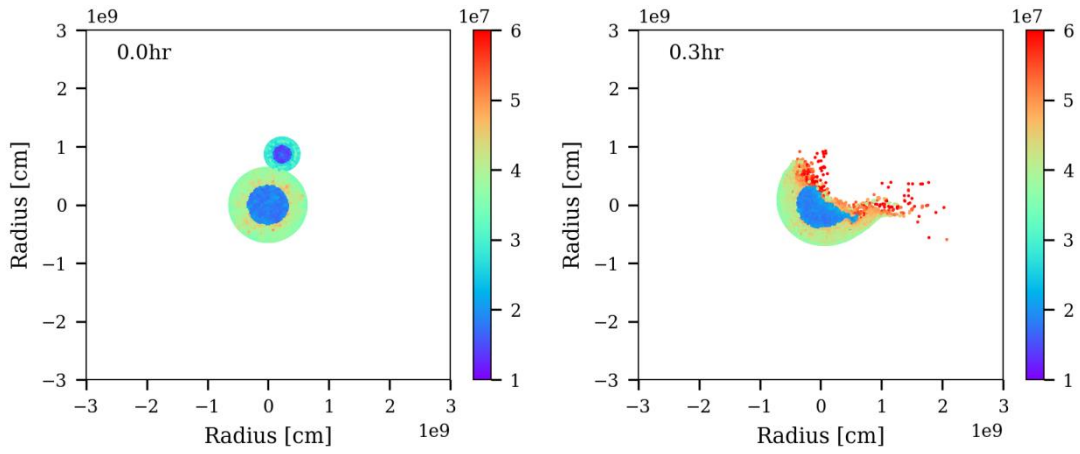


图 25 ($0.083M_{\oplus}$) 在 16km/sec 下的碰撞结果
Fig. 25 Impact result of 16km/sec of ($0.083M_{\oplus}$)

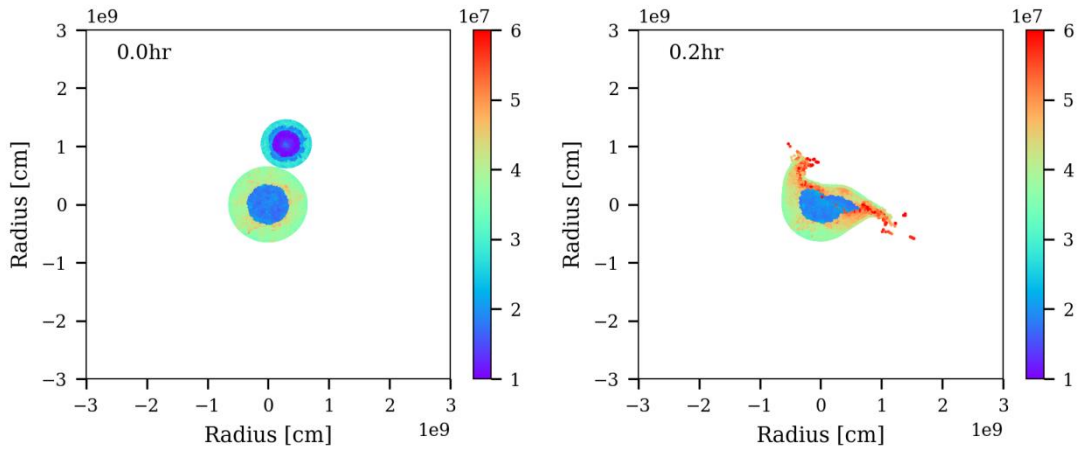


图 26 ($0.2446M_{\oplus}$) 在 16km/sec 下的碰撞结果
Fig. 26 Impact result of 16km/sec of ($0.2446M_{\oplus}$)

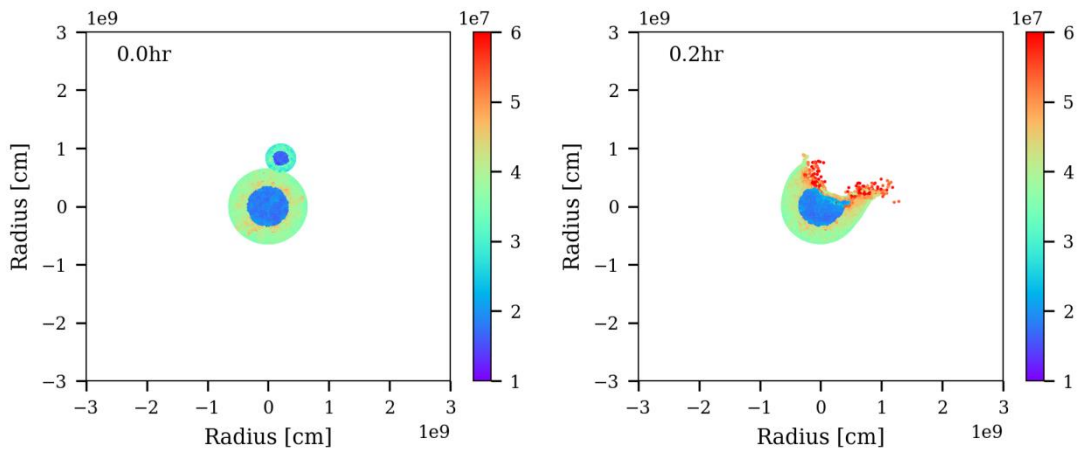


图 27 ($0.04788M_{\oplus}$) 在 16km/sec 下的碰撞结果
Fig. 27 Impact result of 16km/sec of ($0.04788M_{\oplus}$)

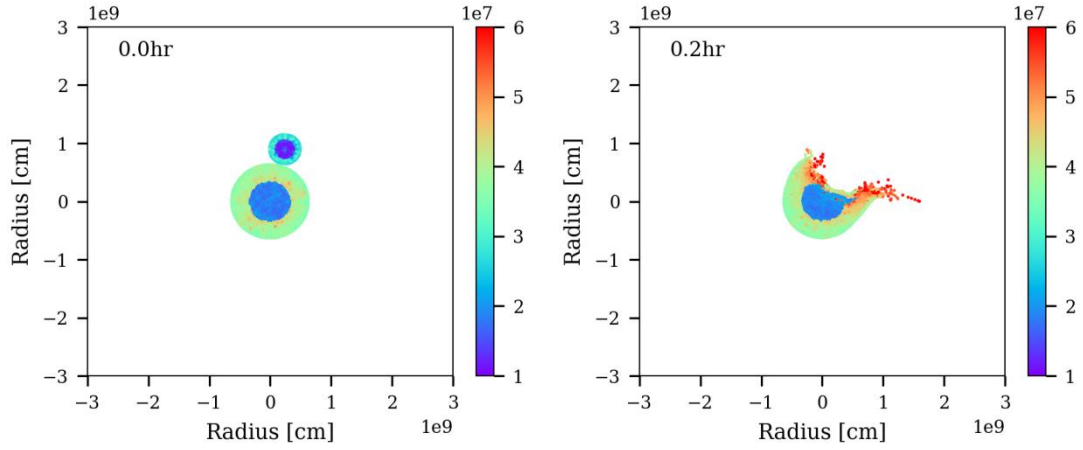


图 28 ($0.06722M_{\odot}$) 在 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 28 Impact result of 16km/sec of ($0.06722M_{\odot}$)

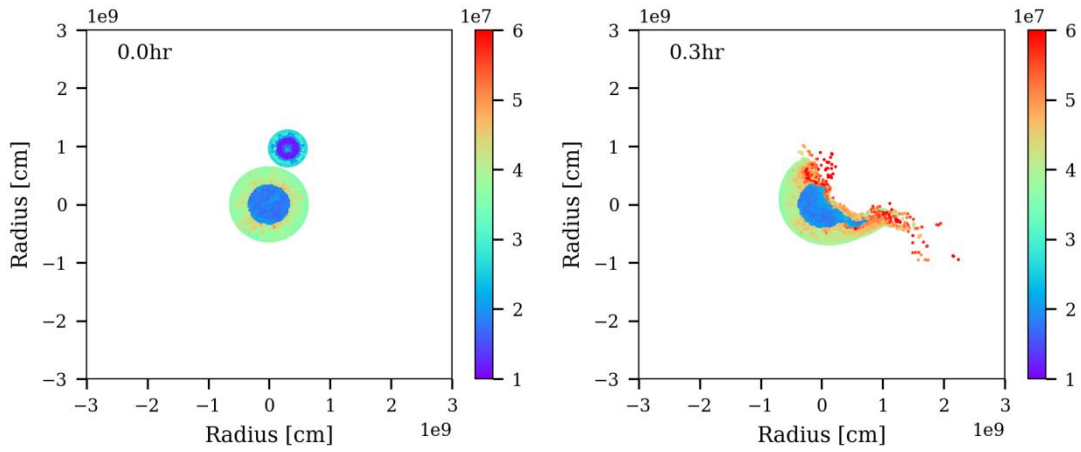


图 29 ($0.11042M_{\oplus}$) 在 15° , 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 29 Impact result of 16km/sec of ($0.11042M_{\oplus}$)

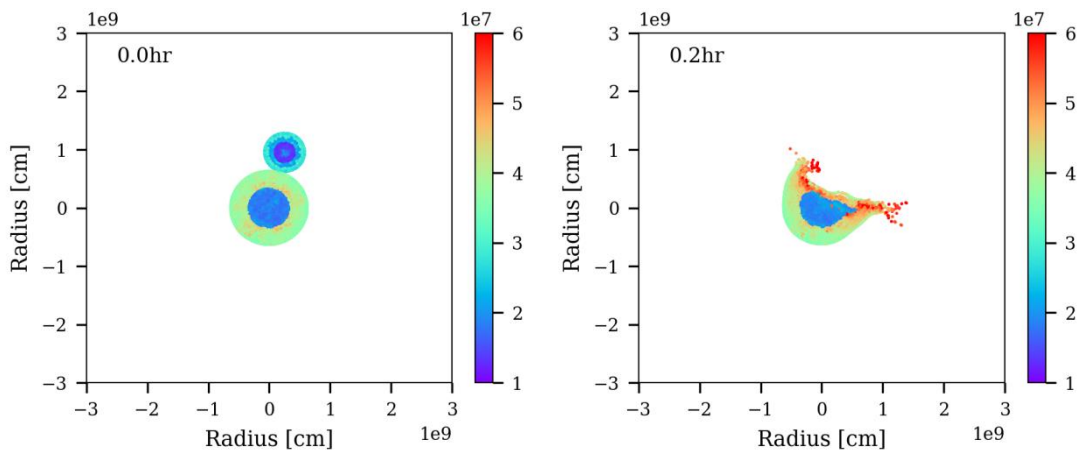


图 30 ($0.13384M_{\oplus}$) 在 15° , 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 26 Impact result of 16km/sec of ($0.13384M_{\oplus}$)

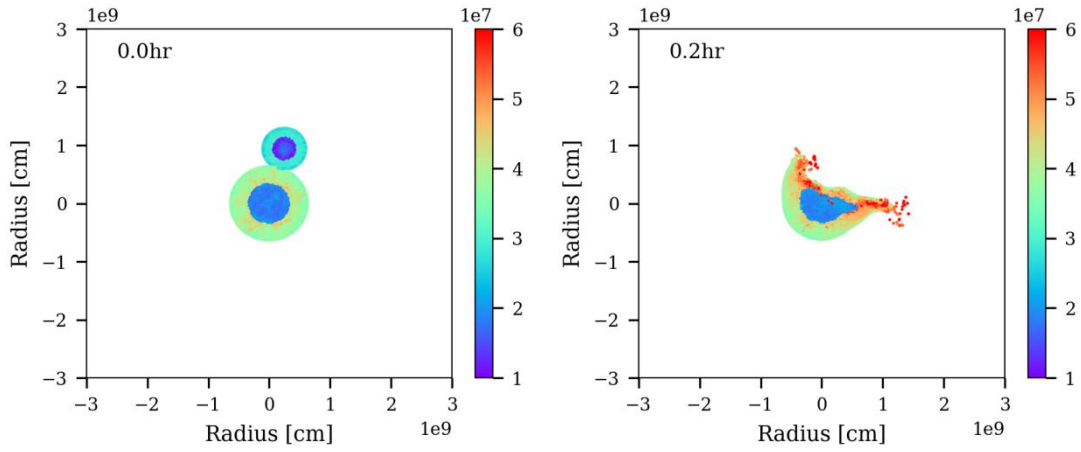


图 31 ($0.13384M_{\oplus}$) 在 15° , 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 27 Impact result of 16km/sec of ($0.133842M_{\oplus}$)

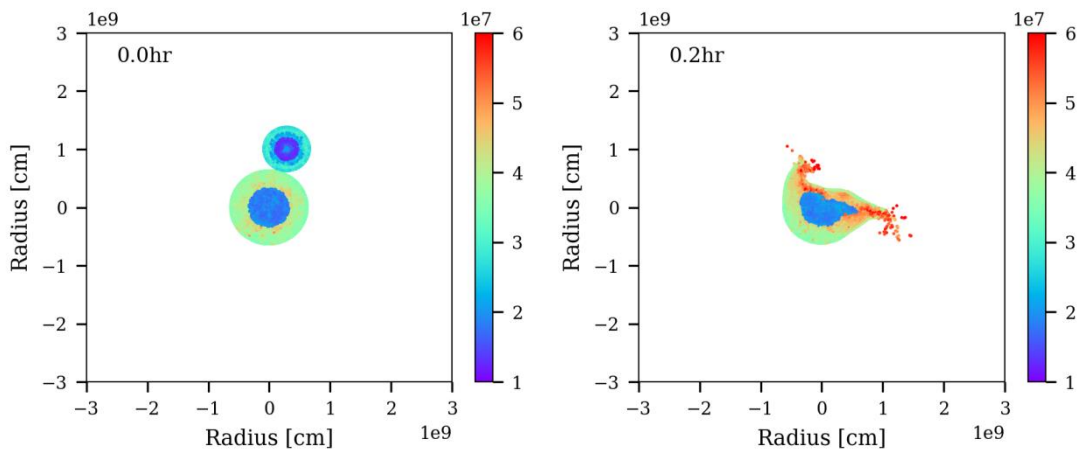


图 32 ($0.19878M_{\oplus}$) 在 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 32 Impact result of 16km/sec of ($0.19878M_{\oplus}$)

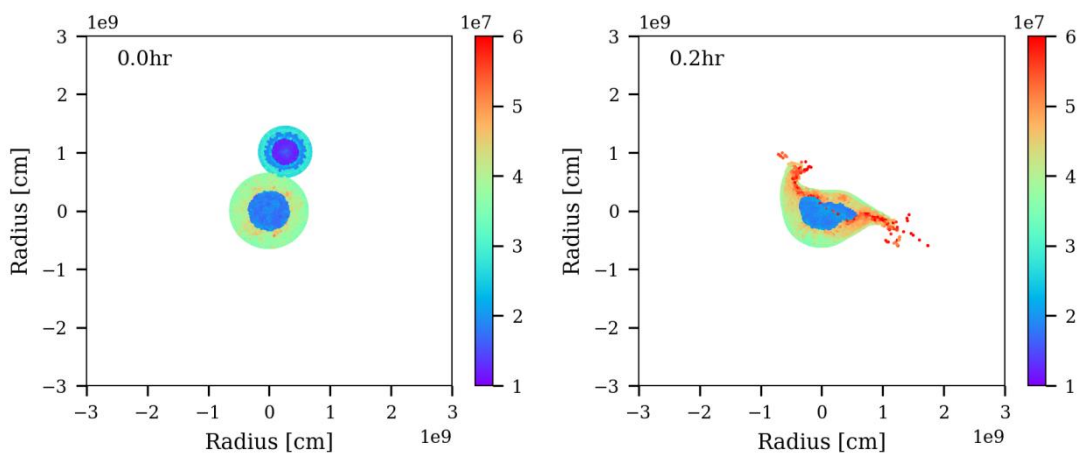


图 33 ($0.28386M_{\oplus}$) 在 15° , 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 29 Impact result of 16km/sec of ($0.28386M_{\oplus}$)

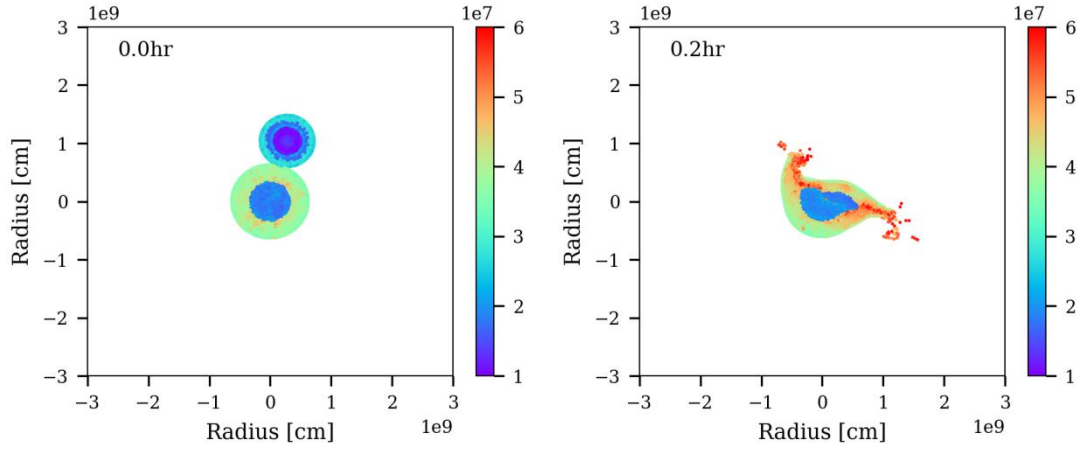


图 34 ($0.34182M_{\oplus}$) 在 15° , 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig.30 Impact result of 16km/sec of ($0.34182M_{\oplus}$)

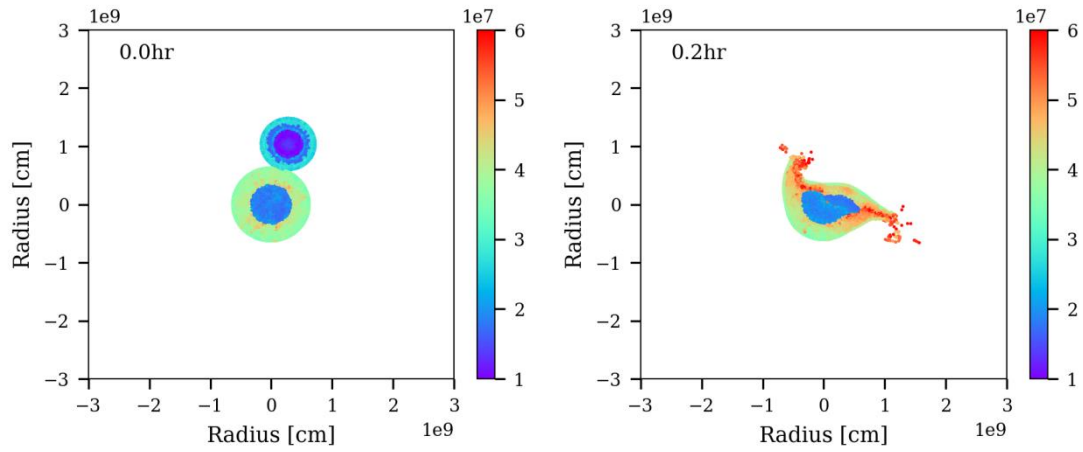


图 35 ($0.40776M_{\oplus}$) 在 15° , 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig.31 Impact result of 16km/sec of ($0.40776M_{\oplus}$)

3 碰撞角度为 30°

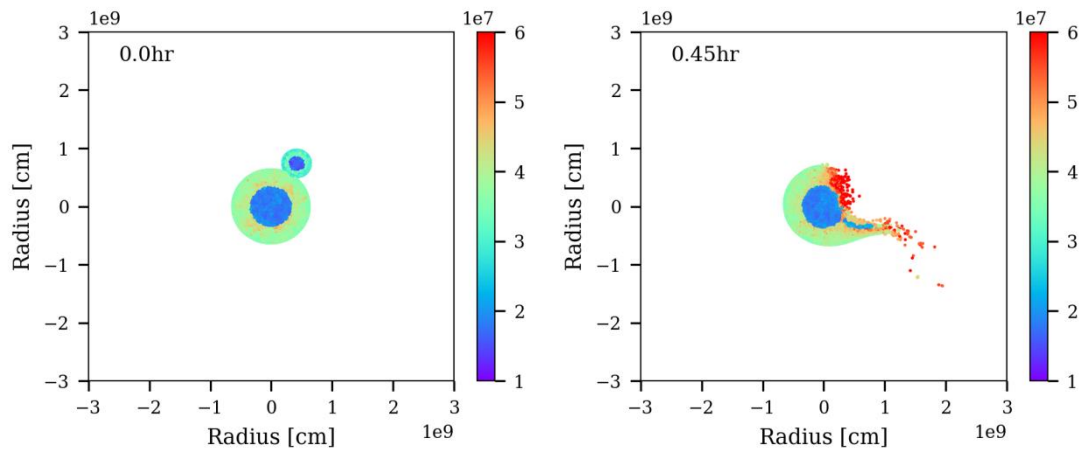


图 36 ($0.04788M_{\oplus}$) 在 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig.32 Impact result of 16km/sec of ($0.04788M_{\oplus}$)

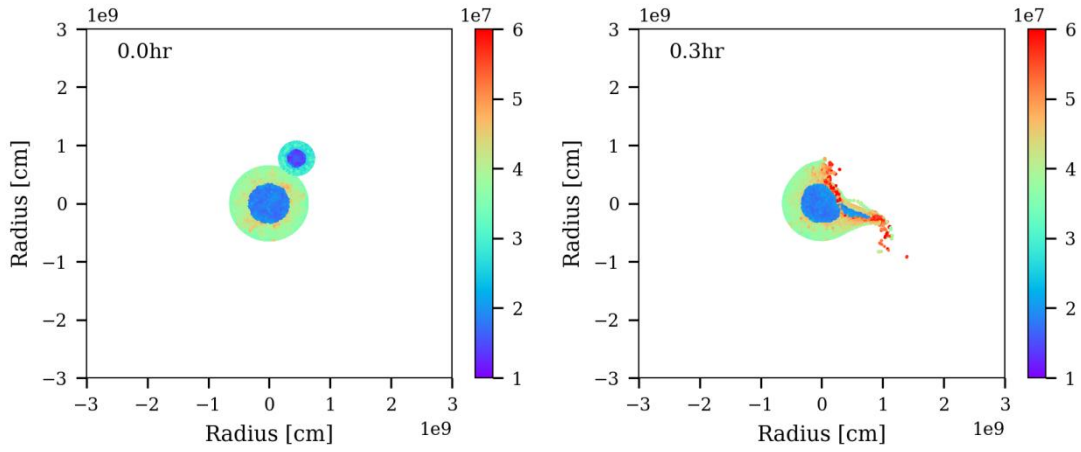


图 37 ($0.083M_{\oplus}$) 在 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 37 Impact result of 16km/sec of ($0.083M_{\oplus}$)

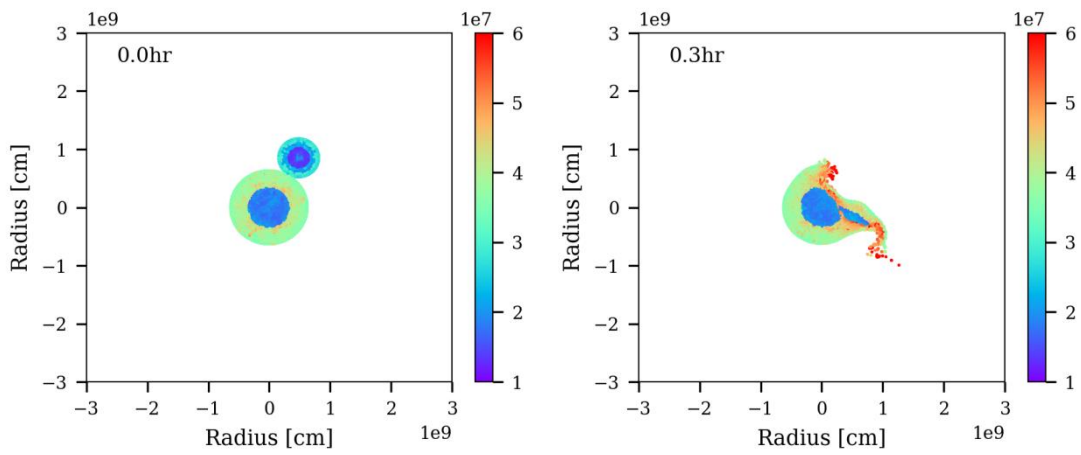


图 38 ($0.11042M_{\oplus}$) 在 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 38 Impact result of 16km/sec of ($0.11042M_{\oplus}$)

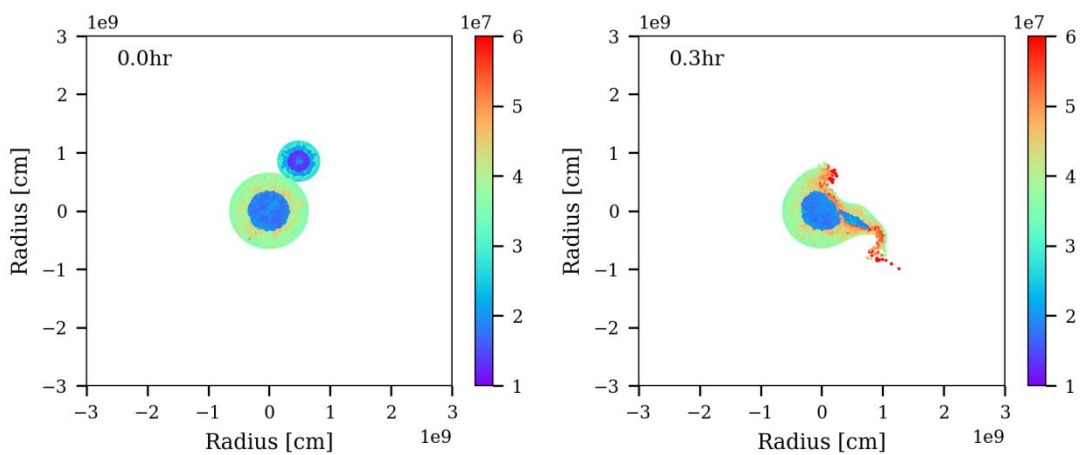


图 39 ($0.13384M_{\oplus}$) 在 30° , 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig. 35 Impact result of 16km/sec of ($0.13384M_{\oplus}$)

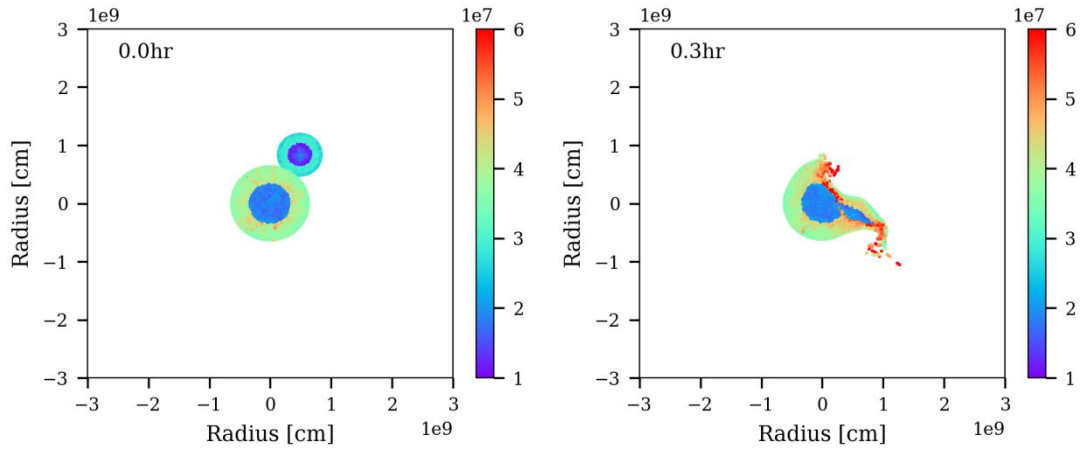


图 40 ($0.169484M_{\oplus}$) 在 30° , 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig.36 Impact result of 16km/sec of ($0.169484M_{\oplus}$)

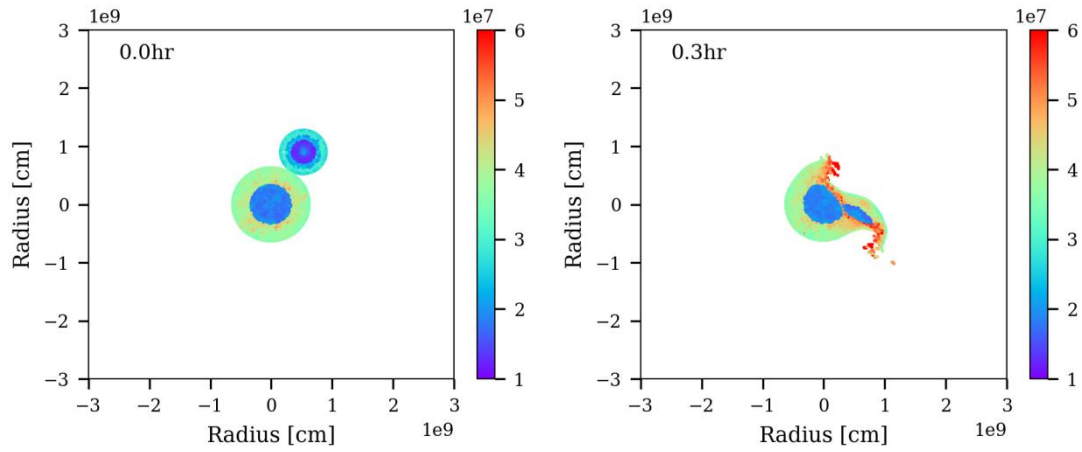


图 41 ($0.198784M_{\oplus}$) 在 30° , 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig.41 Impact result of 16km/sec of ($0.198784M_{\oplus}$)

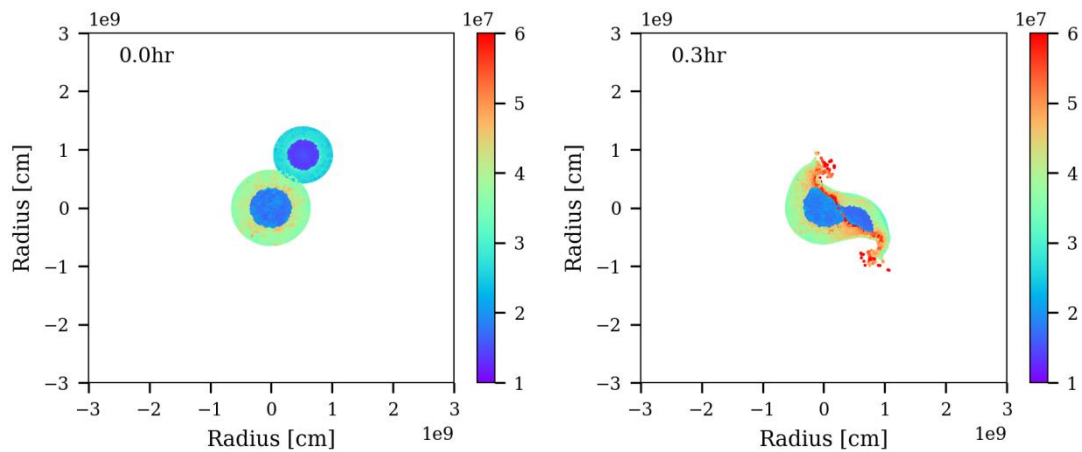


图 42 ($0.40776M_{\oplus}$) 在 30° , 16km/sec 下的碰撞结果
 Fig.38 Impact result of 16km/sec of ($0.40776M_{\oplus}$)

总体而言，绝大部分的碰撞事件，直接融合的铁核粒子速度都快于全球性的升温事件，而溅射出来并重新回落的铁核粒子，都会经历岩浆洋事件。对不同初始条件的升温过程进行模拟，均符合前文总结的规律。

7.2.2 大块铁粒子团穿越地幔的时间模拟

大块的铁核粒子团穿越地幔的时间长短对地球的核幔分异也可能会产生一些影响，本次模拟提供了穿越地幔的时间信息。

模拟了一次碰撞过程中的，大块金属核从地幔边缘进入地核的过程。初始条件碰撞速度为 16km/sec，碰撞体的质量为 $0.13384M_{\oplus}$ ，碰撞角度为 15° 。碰撞初始时刻如下：

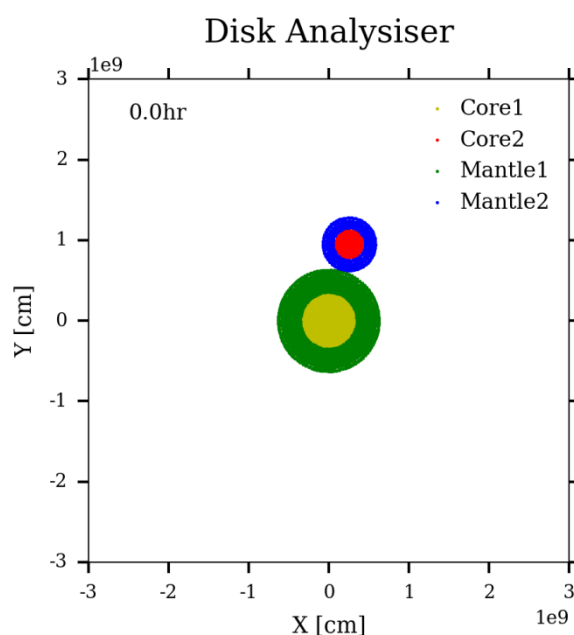


图 43 初始碰撞条件

Fig. 43 Initial impact condition

碰撞发生以后，可以观察到有一个大型的粒子团从地幔边缘开始进入地核当中。如下图所示。

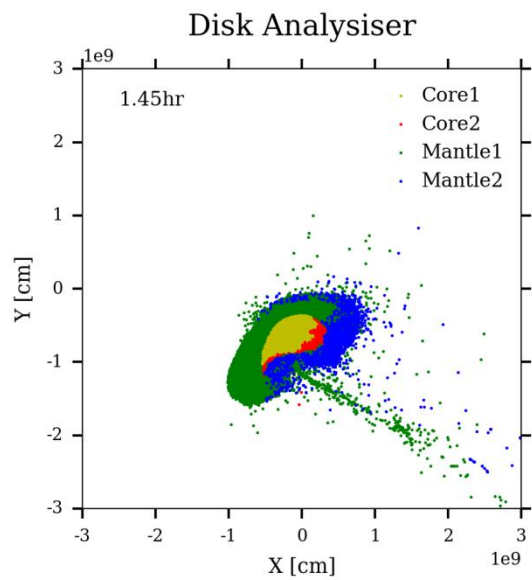
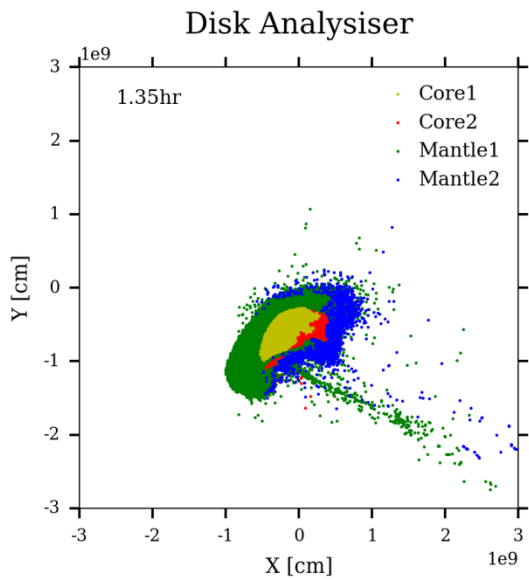
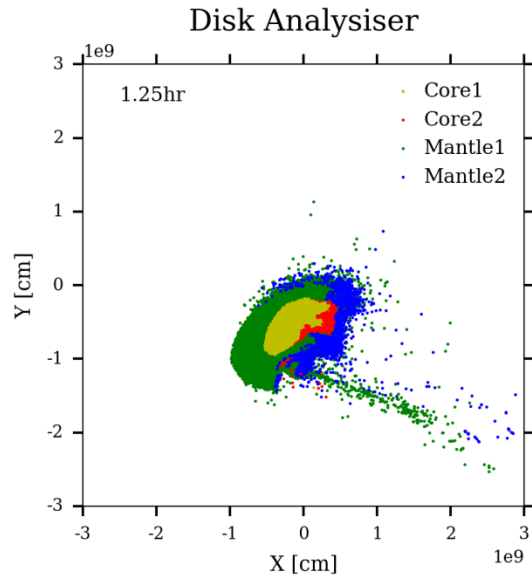
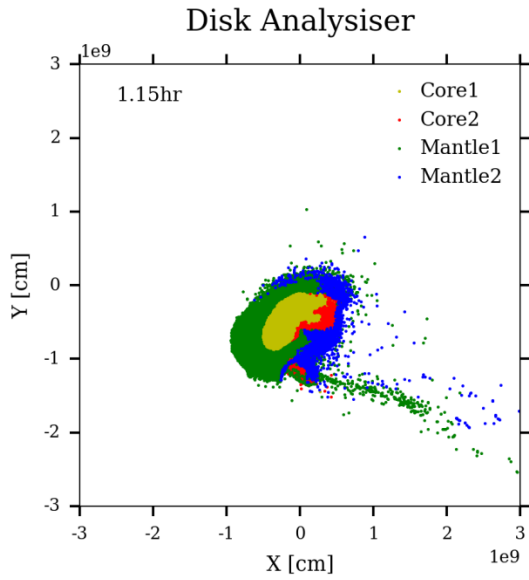
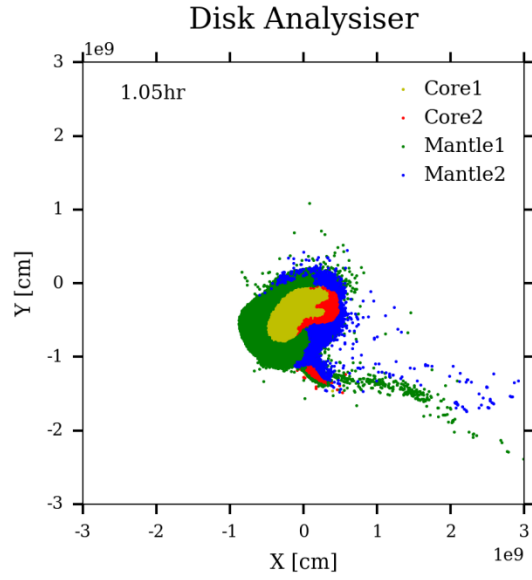
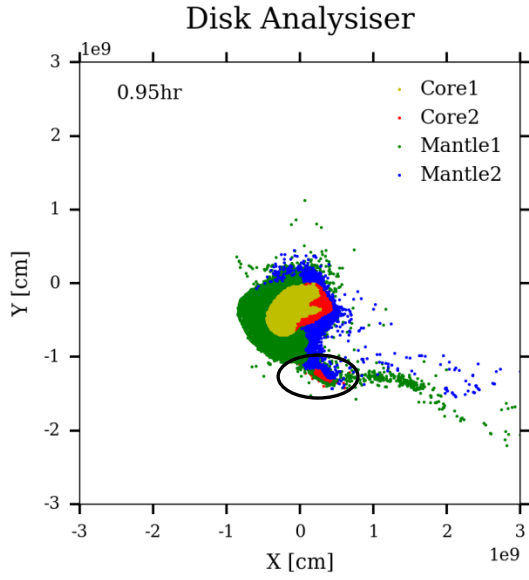


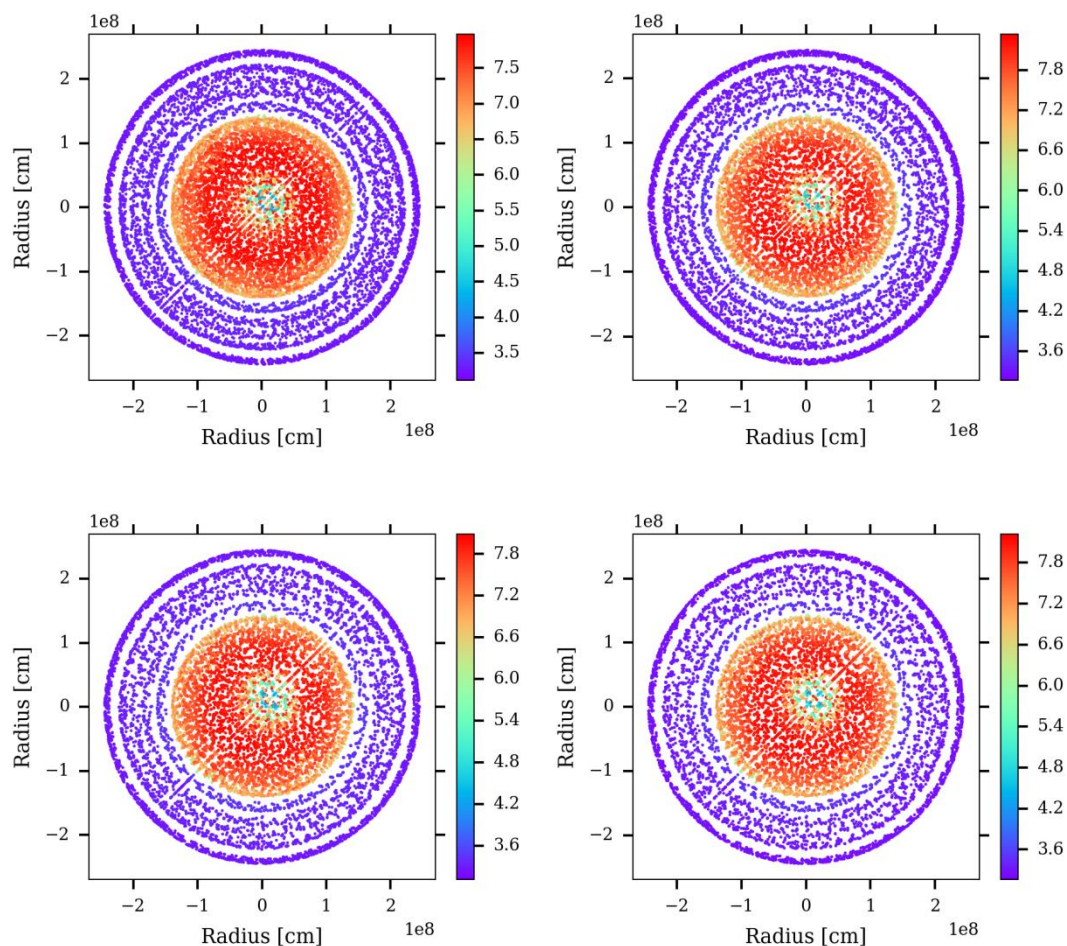
图 44 铁粒子团进入地核的过程

Fig. 44 The process of the iron particles entering the core

通过观察可以发现，动态穿越过程中，大块的铁粒子团进入地核时间非常快，本例中耗时 0.5 小时。

7.2.3 静态穿越地核进入地幔的数值模拟

初始条件为一个非物理现象，在地核中心构造了一个低密度区域，此后在力的作用下，这个区域会穿越整个地核，进入到核幔边界。下图为这一穿越的动态过程。



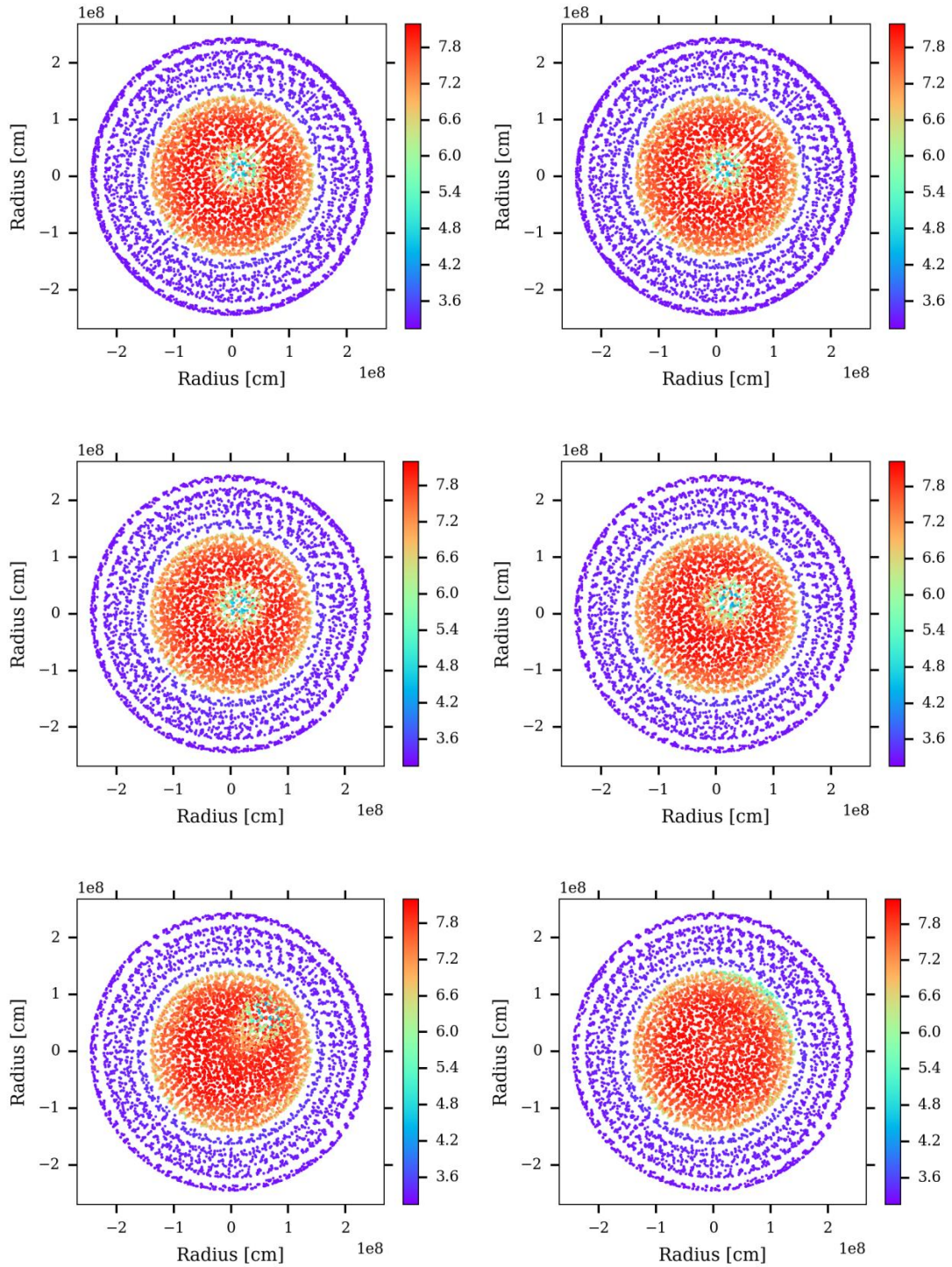


图 45 硅酸盐物质进入地幔的过程

Fig. 41 The process of the silicate material entering the mantle

本算例总计耗时 10 个小时。其中大部分距离是通过快速穿越完成，快速时间为 2.5 个小时。

7.2.4 静态穿越地幔进入核幔边界的数值模拟

构造一个初始的铁粒子团，模拟初始速度为 0 的情况下，静态穿越地幔到达地核的过程。铁粒子团的质量为 $0.000515 M_{\oplus}$ 。

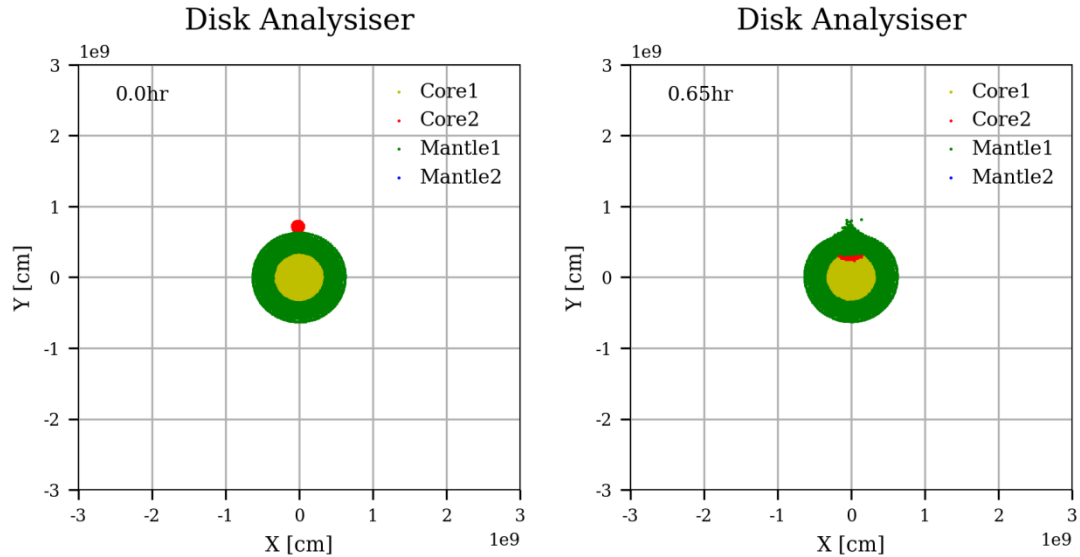
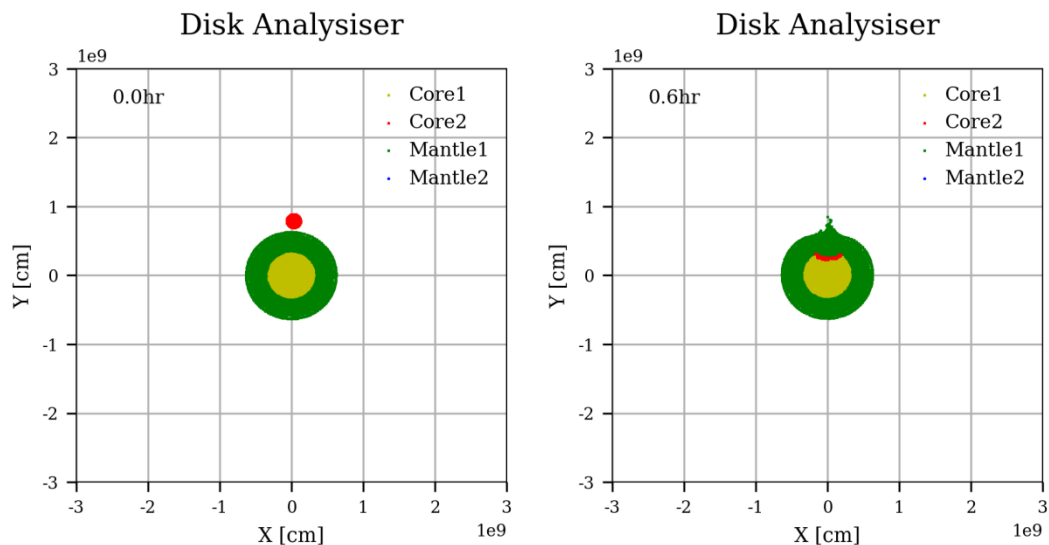
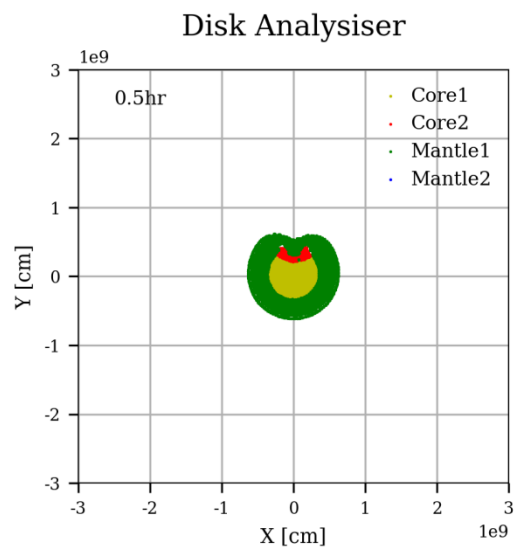
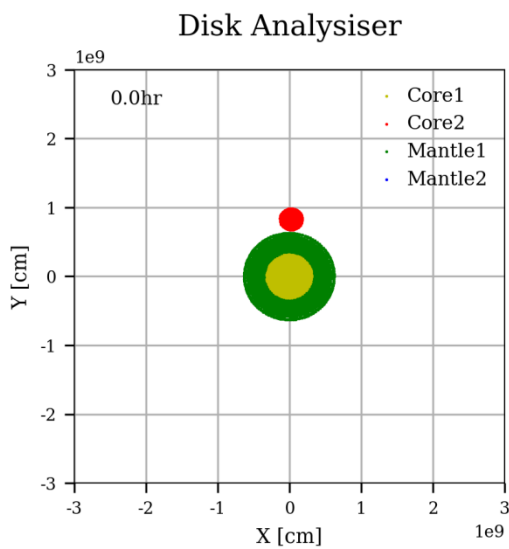
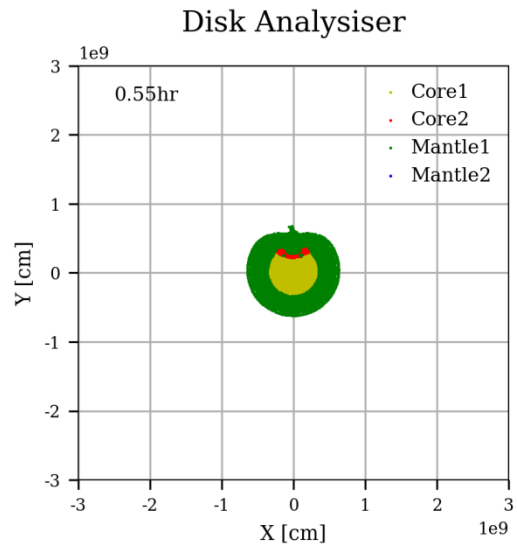
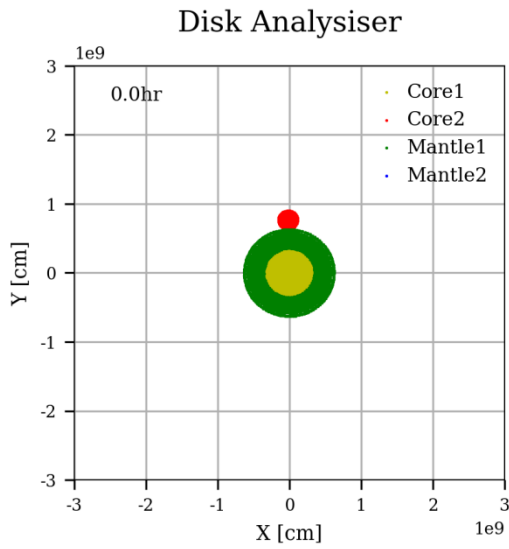
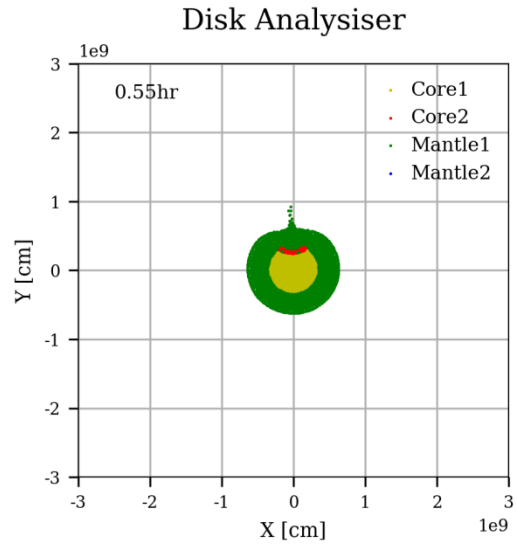
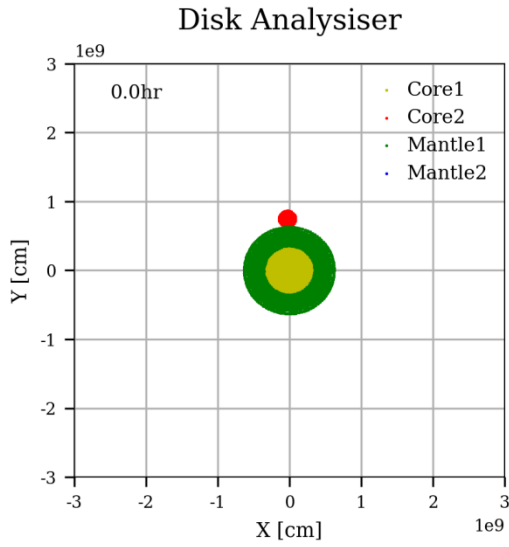


图 46 ($0.000515 M_{\oplus}$) 的铁粒子团进入地核的过程

Fig. 46 The process of the iron particles ($0.000515 M_{\oplus}$) entering the core

从运行结果看，静态穿越过程约为 0.65hr。为进一步检验大块的铁粒子团穿越地幔的过程，构造了不同大小的初始粒子团，模拟其静态穿越地幔所需的时间。铁粒子团质量分别为： $0.000925 M_{\oplus}$ ， $0.001419 M_{\oplus}$ ， $0.002109 M_{\oplus}$ ， $0.003071 M_{\oplus}$ ， $0.004169 M_{\oplus}$ ， $0.007153 M_{\oplus}$ 。





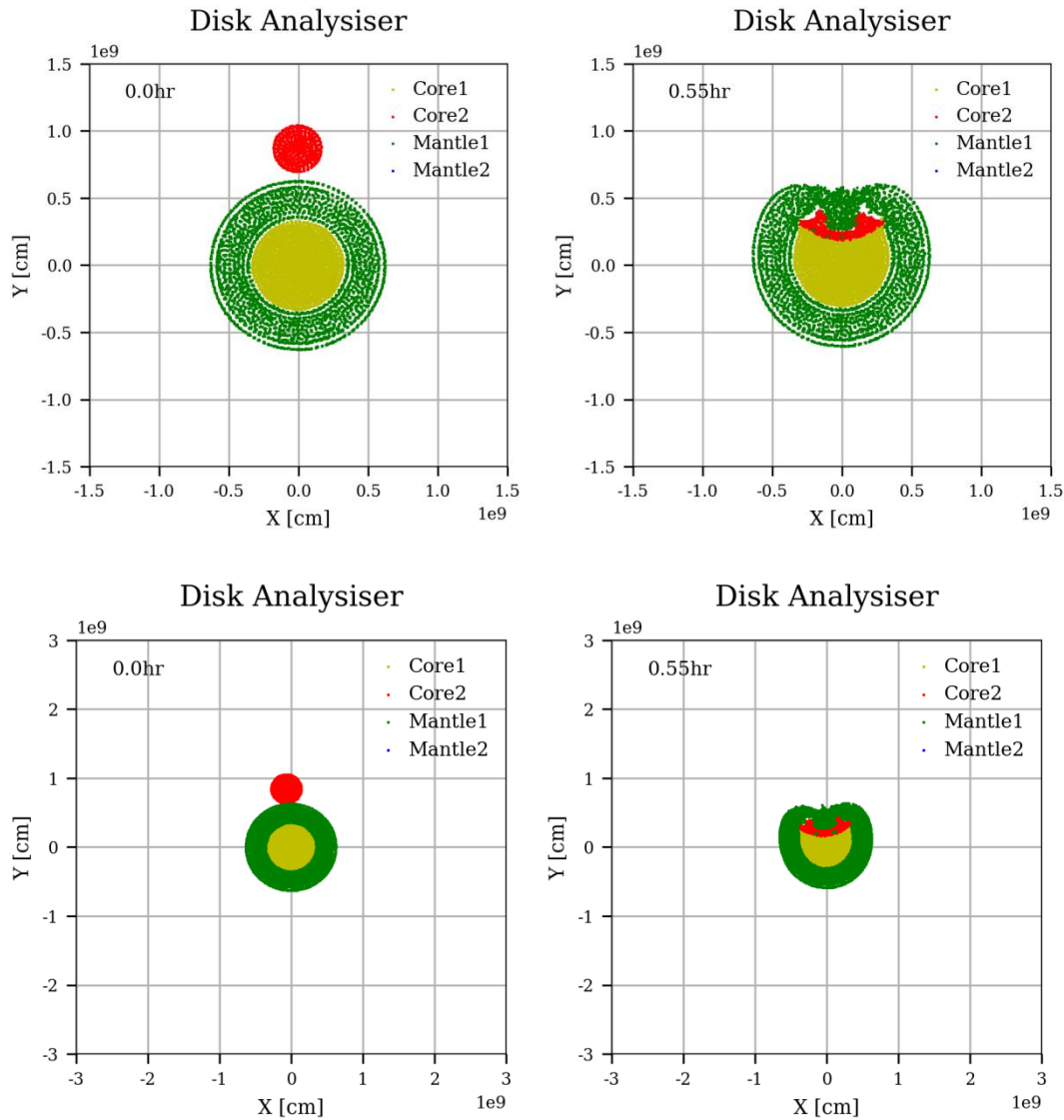


图 47 不同质量的铁粒子团进入地核的过程

Fig. 47 The process of the different mass iron particles entering the core

从以上大块的粒子团穿越地幔的过程来看，不同的质量的粒子团穿越地幔的速度基本一致，大约在 0.5-0.6hr 之间，不同质量的粒子团穿越地幔的速度基本一致。从以上算例可以看出，总体而言，较大团块的铁粒子穿越地幔进入到核幔边界的时间是非常快的。一般的情况下应该在几个小时内完成。因此考虑铁核的乳化情况，需要考虑乳化速度。但定性来看，要在几个小时的时间范围内，将大块的铁粒子团乳化是非常困难的。未来需要进一步研究铁粒子的乳化速度。

8 结论与展望

本次研究在完成大碰撞模拟程序的基础上对原始地球的核幔分异的一些影响因素进行了初步的探讨。

(1) 模拟两个碰撞体核的直接融合情况。发现较小的碰撞角度, 较小的碰撞速度, 较小的碰撞体质量有利于两个碰撞体的铁核粒子直接融合。从大碰撞的角度来看, 地球的核幔形成过程是不平衡或者部分平衡的。

(2) 模拟了大碰撞事件的一些关键过程。包括大碰撞对原始地球全球的升温过程, 以及大块的铁粒子团穿越地幔进入地核的过程。发现大碰撞初期粒子的升温过程主要受到大碰撞的压力和冲击波的影响, 此后则主要受到溅射物质落回地面的能量与物质运动影响, 热传导可能只是起到局部均匀化温度的作用; 而大块的铁粒子团穿越地幔进入地核的时间较短, 一般可以很快的完成穿越过程。

大碰撞过程中, 原始地球接受了大量的能量与角动量, 然而我们现在却无法找到这一事件在地球上的任何痕迹, 这要求我们从更新的角度和更高的视野去思考这一问题, 未来大碰撞数值模型可能的方向包括: ①发展新的大碰撞相关理论, 如碰撞体由金属铁构成, 碰撞后全部进入地核, 或者碰撞体本身具有和地球类似的组成, 或者碰撞体主要由冰构成(可能性很小)等; ②建立新的大碰撞数值模型, 在碰撞参数的变化范围内, 可能存在我们尚未发现的碰撞方式; ③进一步深入研究行星-吸积盘平衡理论与出差共振理论, 证明它们的正确性, 并且在行星演化过程中是一种经常发生的事件; ④在由原始地球和碰撞体碰撞组成的吸积盘中的过程中, 可能存在一些我们忽视了的物理作用, 影响了现行数值模型的结果。

在研究大碰撞数值模型时, 我们还需要关注地月系统间的一些约束条件还具有不确定性。①月球的一些全月组份是不确定的; ②月球的年龄不确定, 虽然我们确信月球形成晚于太阳系形成后至少 30 Ma,

但到底晚多久仍有争议；③一般认为月球经历过全月范围的岩浆洋，但一些月球的斜长石表明岩浆洋的范围可能是局部的；④虽然月球贫挥发份，但挥发份丢失的原因并不确定，可能是由于大碰撞事件，也可能是由于月球形成早期的火山作用，或者是由于月球的不完全吸积。这些不确定因素有可能会从根本上改变我们对月球起源问题的认识。

Appendix (参数说明)

γ ~ 碰撞体与系统总质量比例, $\gamma = M_i / (M_i + M_t)$;

v_{esc} ~ 地球逃逸速度, 值为 11.2km/s;

v_{imp} ~ 碰撞速度;

v_i ~ 碰撞体速度;

m_i ~ 碰撞体质量;

m_t ~ 碰撞目标 (行星) 质量;

b ~ 碰撞尺度参数 ($b = \sin \xi$, 当 $\xi = 90^\circ$ 时, $b = 1$);

ξ ~ 碰撞角度;

L ~ 碰撞后行星—吸积盘系统总角动量;

L_{EM} ~ 地月系统现今角动量;

M_D ~ 碰撞后吸积盘质量;

M_{\oplus} ~ 地球质量;

M_L ~ 月球质量;

δ_T ~ 碰撞后行星与吸积盘的组份差异, 百分制;

R_E ~ 地球半径;

T ~ 地球自转周期;

Q ~ 潮汐作用能量耗散参数;

参考文献

- [1]Canup, R. M. and E. Asphaug (2001). "Origin of the Moon in a giant impact near the end of the Earth's formation." *Nature* 412(6848): 708-712.
- [2]Canup, R. M. (2012). "Forming a Moon with an Earth-like Composition via a Giant Impact." *Science* 338(6110): 1052-1055.
- [3]Canup, R. M. (2008). "Lunar-forming collisions with pre-impact rotation." *Icarus* 196(2): 518-538.
- [4]Canup, R. M. (2004). "Simulations of a late lunar-forming impact." *Icarus* 168(2): 433-456.
- [5]Canup, R. M. (2005). "A giant impact origin of Pluto-Charon." *Science* 307(5709): 546-550.
- [6]Canup, R. M. (2010). "Origin of Saturn's rings and inner moons by mass removal from a lost Titan-sized satellite." *Nature* 468(7326): 943-946.
- [7]Canup, R. M. (2014). "Lunar-forming impacts: processes and alternatives." *Philosophical Transactions of the Royal Society a-Mathematical Physical and Engineering Sciences* 372(2024).
- [8]Canup, R. M. (2015). "SOLAR SYSTEM An incredible likeness of being." *Nature* 520(7546): 169-170.
- [9]Canup, R. M., et al. (2013). "Lunar-forming impacts: High-resolution SPH and AMR-CTH simulations." *Icarus* 222(1): 200-219.
- [10]Canup, R. M. and L. W. Esposito (1996). "Accretion of the moon from an impact-generated disk." *Icarus* 119(2): 427-446.
- [11]Canup, R. M. and W. R. Ward (2006). "A common mass scaling for satellite systems of gaseous planets." *Nature* 441(7095): 834-839.
- [12]Canup, R. M., et al. (2001). "A scaling relationship for satellite-forming impacts." *Icarus* 150(2): 288-296.
- [13]Georg, R. B., et al. (2007). "Silicon in the Earth's core." *Nature* 447(7148): 1102-1106.

- [14]Halliday, A. N., et al. (2001). "The rates of accretion, core formation and volatile loss in the early Solar System." *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series a-Mathematical Physical and Engineering Sciences* 359(1787): 2111-2134.
- [15]Hamano, K., et al. (2013). "Emergence of two types of terrestrial planet on solidification of magma ocean." *Nature* 497(7451): 607-+.
- [16]Ida, S., et al. (1997). "Lunar accretion from an impact-generated disk." *Nature* 389(6649): 353-357.
- [17]Lugmair, G. W. and A. Shukolyukov (1998). "Early solar system timescales according to Mn-53-Cr-53 systematics." *Geochimica Et Cosmochimica Acta* 62(16): 2863-2886.
- [18]Melosh, H. J., et al. (2013). "Credit for Impact Theory." *Science* 342(6165): 1445-1446.
- [19]Nakajima, M., et al. (2007). "Effects of hydrogen on limits of radiative emission from a planet with a saturated-water-vapor atmosphere." *Geochimica Et Cosmochimica Acta* 71(15): A702-A702.
- [20]Pahlevan, K. and D. J. Stevenson (2007). "Equilibration in the aftermath of the lunar-forming giant impact." *Earth and Planetary Science Letters* 262(3-4): 438-449.
- [21]Pahlevan, K. and D. J. Stevenson (2007). "Equilibration of the Earth-Moon system following the giant impact." *Geochimica Et Cosmochimica Acta* 71(15): A749-A749.
- [22]Pahlevan, K., et al. (2011). "Chemical fractionation in the silicate vapor atmosphere of the Earth." *Earth and Planetary Science Letters* 301(3-4): 433-443.
- [23]Reufer, A., et al. (2012). "A hit-and-run giant impact scenario." *Icarus* 221(1): 296-299.
- [24]Salmon, J. and R. M. Canup (2012). "Lunar Accretion from a Roche-Interior Fluid Disk." *Astrophysical Journal* 760(1).
- [25]Salmon, J. and R. M. Canup (2014). "Accretion of the Moon from non-canonical discs." *Philosophical Transactions of the Royal Society a-Mathematical Physical and Engineering Sciences* 372(2024).

- [26]Salmon, J. and R. M. Canup (2014). "Accretion of the Moon from non-canonical discs." *Philosophical Transactions of the Royal Society a-Mathematical Physical and Engineering Sciences* 372(2024).
- [27]Sekine, Y. and H. Genda (2012). "Giant impacts in the Saturnian system: A possible origin of diversity in the inner mid-sized satellites." *Planetary and Space Science* 63-64: 133-138.
- [28]Sekine, Y., et al. (2014). "Impact chemistry of methanol: Implications for volatile evolution on icy satellites and dwarf planets, and cometary delivery to the Moon." *Icarus* 243: 39-47.
- [29]Sekine, Y., et al. (2011). "Replacement and late formation of atmospheric N₂ on undifferentiated Titan by impacts." *Nature Geoscience* 4(6): 359-362.
- [30]Shearer, C. K., et al. (2006). "Thermal and magmatic evolution of the moon." *New Views of the Moon* 60: 365-518.
- [31]Shukolyukov, A. and G. W. Lugmair (1998). "Isotopic evidence for the Cretaceous-Tertiary impactor and its type." *Science* 282(5390): 927-929.
- [32]Shukolyukov, A., et al. (1998). "Chromium in the Cretaceous-Tertiary boundary layer: First isotopic evidence for an impactor and its type." *Meteoritics & Planetary Science* 33(4): A144-A145.
- [33]Touboul, M., et al. (2007). "Late formation and prolonged differentiation of the Moon inferred from W isotopes in lunar metals." *Nature* 450(7173): 1206-1209.
- [34]Ward, W. R. and R. M. Canup (2000). "Origin of the Moon's orbital inclination from resonant disk interactions." *Nature* 403(6771): 741-743.
- [35]Ward, W. R. and R. M. Canup (2006). "Forced resonant migration of Pluto's outer satellites by Charon." *Science* 313(5790): 1107-1109.
- [36]Ward, W. R. and R. M. Canup (2006). "The obliquity of Jupiter." *Astrophysical Journal* 640(1): L91-L94.
- [37]Ward, W. R. and R. M. Canup (2010). "Circumplanetary Disk Formation." *Astronomical Journal* 140(5): 1168-1193.
- [38]Wiechert, U., et al. (2001). "Oxygen isotopes and the moon-forming giant impact." *Science* 294(5541): 345-348.

- [39]Yonezawa, T., et al. (2003). "Cationic silver nanoparticles dispersed in water prepared from insoluble salts." *Chemistry Letters* 32(2): 194-195.
- [40]Zhang, J. J., et al. (2012). "The proto-Earth as a significant source of lunar material." *Nature Geoscience* 5(4): 251-255.
- [41]Abe, Y., et al. (2002). "A mixed proto-atmosphere during the runaway accretion." *Geochimica Et Cosmochimica Acta* 66(15a): A5-A5.
- [42]Agnor, C. B., et al. (1999). "On the character and consequences of large impacts in the late stage of terrestrial planet formation." *Icarus* 142(1): 219-237.
- [43]Barr, A. C. and R. M. Canup (2008). "Constraints on gas giant satellite formation from the interior states of partially differentiated satellites." *Icarus* 198(1): 163-177.
- [44]Barr, A. C. and R. M. Canup (2010). "Origin of the Ganymede-Callisto dichotomy by impacts during the late heavy bombardment." *Nature Geoscience* 3(3): 164-167.
- [45]Barr, A. C., et al. (2010). "Origin of a partially differentiated Titan." *Icarus* 209(2): 858-862.
- [46]Citron, R. I., et al. (2015). "Formation of Phobos and Deimos via a giant impact." *Icarus* 252: 334-338.
- [47]Cuk, M. and S. T. Stewart (2012). "Making the Moon from a Fast-Spinning Earth: A Giant Impact Followed by Resonant Despinning." *Science* 338(6110): 1047-1052.
- [48]Genda, H. and Y. Abe (2002). "Effects of giant impacts on the atmosphere formation." *Geochimica Et Cosmochimica Acta* 66(15a): A270-A270.
- [49]Genda, H. and Y. Abe (2003). "Survival of a proto-atmosphere through the stage of giant impacts: the mechanical aspects." *Icarus* 164(1): 149-162.
- [50]Genda, H. and Y. Abe (2005). "Enhanced atmospheric loss on protoplanets at the giant impact phase in the presence of oceans." *Nature* 433(7028): 842-844.
- [51]Genda, H., et al. (2015). "Resolution dependence of disruptive collisions between planetesimals in the gravity regime." *Icarus* 262: 58-66.
- [52]Genda, H. and M. Ikoma (2008). "Origin of the ocean on the Earth: Early evolution of water D/H in a hydrogen-rich atmosphere." *Icarus* 194(1): 42-52.
- [53]Genda, H., et al. (2007). "Imperfect accretion during the giant impact stage of

- terrestrial planet formation." *Geochimica Et Cosmochimica Acta* 71(15): A316-A316.
- [54]林杨挺. (2010), “月球形成和演化的关键科学问题”, *地球化学* 39 (1): 1-10
- [55]欧阳自远, 刘建忠. (2014), “月球形成演化与月球地质图编研”, *地学前缘* 21 (6): 1-6
- [56]Bao H, Cao X, Hayles J A. Triple Oxygen Isotopes: Fundamental Relationships and Applications[J]. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 2016, 44(1).

博士生期间发表的论文专著

- [1] 周游、倪师军、施泽明.四川盆地东北部某储卤构造深层卤水资源量容积法评价的改进模型研究[J], 地球科学进展, 2013, 28 (6), 703-708
- [2] 周游、倪师军、施泽明.深层卤水可采资源量评价的时间序列神经网络模型研究[J], 国土资源科技管理, 2012, 29 (3): 54-59
- [3] 周游、倪师军、施泽明.深层卤水矿床资源量评价方法的改进模型及应用研究[J],矿业研究与开发, 2013, 33 (2): 114-117
- [4] 周游、张航、薛东健. 基于 HLA 的可动态调配测试仿真系统[J], 成都理工大学学报, 2011, 45 (1): 49-53

博士后期间发表的论文专著

- [1]周游, 刘耘. (2017), “月球形成大碰撞理论的数值模拟研究进展综述”, 矿物岩石地球化学通报[J], 36 (4): 673-686
- [2] 周游, 刘耘. (2015), “SPH 模型的精度影响因素分析”, 矿物学报 2015 (s1)

个人简历

周游，男，汉族，江西吉安人，博士，副教授。长期从事地质过程的数值模拟工作。2015年5月进入中国科学院地球化学研究所博士后流动站，2017年9月完成博士后工作。

2、教育经历：

2008/09-2014/06, 成都理工大学, 地球化学专业, 博士

2003/09 - 2006/07, 成都理工大学, 应用数学专业, 硕士

1997/09 - 2001/07, 成都理工学院, 工业分析专业(原岩矿分析),
学士

永久通信地址

邮件：273176055@qq.com

信件：贵州省贵阳市观山湖区林城西路 99 号中科院地球化学研究所