



Observatório
Nacional

TESE DE DOUTORADO

EFEITOS DA INSTABILIDADE DOS PLANETAS GIGANTES NA
EVOLUÇÃO DINÂMICA DOS PLANETAS TERRESTRES

SANDRO RICARDO DE SOUZA

RIO DE JANEIRO
2020

Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações
Observatório Nacional
Programa de Pós-Graduação

Tese de Doutorado

EFEITOS DA INSTABILIDADE DOS PLANETAS GIGANTES NA
EVOLUÇÃO DINÂMICA DOS PLANETAS TERRESTRES

por

Sandro Ricardo De Souza

Tese submetida ao Corpo Docente do Programa de Pós-graduação em Astronomia do Observatório Nacional, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Grau de Doutor em Astronomia.

Orientador: Dr. Fernando Virgilio Roig

Rio de Janeiro, RJ – Brasil
Julho de 2020

D278

De Souza, Sandro Ricardo

Efeitos da instabilidade dos planetas gigantes na evolução
dinâmica dos planetas terrestres [Rio de Janeiro] 2020.

xix, 96 p. 29,7 cm: graf. il. tab.

Tese (doutorado) - Observatório Nacional - Rio de Janeiro,
2020.

1. formação planetária. 2. migração planetária. 3.
Mercúrio. 4. Lua. I. Observatório Nacional. II. Título.

CDU 523.4

“EFEITOS DA INSTABILIDADE DOS PLANETAS GIGANTES NA
EVOLUÇÃO DINÂMICA DOS PLANETAS TERRESTRES”

SANDRO RICARDO DE SOUZA

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA DO OBSERVATÓRIO NACIONAL COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM ASTRONOMIA.

Aprovada por:

Dr. Fernando Virgilio Roig – ON/MCTIC
(Orientador)

Dr. Cristian Giuppone – IATE/UNC, Argentina

Dr. Ernesto Vieira Neto – UNESP

Dr. Roberto Vieira Martins – ON/MCTIC

Dr. Tabaré Gallardo – UDELAR, Uruguai

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
2 DE JULHO DE 2020

*Dedico esta pesquisa à minha
querida esposa, cujos trabalhos
como cientista e professora,
sempre me inspiraram.*

Agradecimentos

No processo da produção de uma pesquisa científica e de uma tese, aprendemos que, embora seja a razão o fio condutor de nossos trabalhos, são as relações interpessoais, a amizade, o companheirismo e o apoio dos que nos cercam, que definem como faremos este empreendimento. Os anos que vivi no Observatório Nacional foram alguns dos melhores da minha vida. Não só porque realizei um sonho, mas também porque descobri sonhadores.

Agradeço, primeiramente, ao meu orientador, Fernando, que desde o mestrado, mostrou-se paciente e compreensivo. Ao longo deste anos, apresentou-me as coisas belas das Equações do Movimento, as sutilezas da Teoria do Caos e a gostar de Fortran. Espero continuar aprendendo com você, chefe, e quem sabe, tornar-me um colega de pesquisa.

A outra parte de minha vida, que forneceu o apoio imprescindível para que eu pudesse chegar ao fim desta jornada, é a minha esposa, Cláudia. Agradeço de coração sua dedicação e paciência, seus conselhos e dicas. Nossos cafés, sempre acompanhados de discussões maravilhosas sobre a natureza do Universo, ou mesmo sobre as normas da ABNT, são sempre fontes de aprendizado constante.

Agradeço aos amigos do ON. Fizeram minha temporada no Rio mais agradável. Alguns foram além do mundo acadêmico, ficando para sempre. Mário e Bitá, Ximena e Rodrigo, Yoli e Álvaro, Walter e Carol (do Valongo), Matias e Mercedita. Não posso esquecer Cintia, Carol (do ON), Javier, Diogo, Hissa, e tantos outros da Astronomia e Geofísica. As conversas na "copinha", os congressos, os seminários, são momentos que nunca vou esquecer. Mário, uma fonte de inspiração. Vê-lo evoluir na Astronomia, do ensino médio ao doutorado, foi um privilégio. Xime, uma amiga de muitas horas. Minha temporada nos Estados Unidos teria sido muito mais difícil sem a sua ajuda. Aprendi muito com você. Obrigado.

Por fim, nada disso teria sido possível sem o suporte financeiro e apoio acadêmico do ON. Por meio da bolsa de pesquisa do CNPq, o Observatório me propiciou tornar-me um astrônomo e um melhor professor. Foram ótimas aulas com Roberto Martins, Júlio, Marcelo, Cláudio, Daniela e Vladimir, e um período profícuo no SwRI com o David Nesvorny. Estar na fronteira da pesquisa em Astronomia, como a que é realizada no ON, é um privilégio e, por isso, minha gratidão por esta oportunidade.

Se eu continuar a viver o tempo
como o vivia antes, esta tese terá
sido inútil para mim e para todos
que dela participaram. Um roubo!
Porque é inútil perder tempo
trocando ideias, se esta troca não
muda a nossa existência

Parafrazeando Domenico De Masi

Quanto Tempo o Tempo Tem

Sandro Ricardo De Souza

EFEITOS DA INSTABILIDADE DOS PLANETAS GIGANTES NA
EVOLUÇÃO DINÂMICA DOS PLANETAS TERRESTRES

RESUMO

Apresentamos, nesta tese, estudos sobre efeitos da migração planetária em modelos tipo *jumping-Jupiter*. A partir de uma variante do modelo de Nice, que inclui cinco gigantes de gelo, investigamos dois importantes problemas, ainda não bem compreendidos, no âmbito da formação e evolução do Sistema Solar: as peculiaridades da órbita de Mercúrio e a origem da Lua. Mostramos que a instabilidade na evolução dos planetas gigantes, durante a migração planetária, reproduz as características singulares da órbita de Mercúrio, ao mesmo tempo em que preserva a estrutura dinâmica dos demais planetas. Verificamos, também, que este período de instabilidade fornece um ambiente que amplia as chances de colisões entre protoplanetas, permitindo, assim, um impacto gigante como a causa da origem da Lua. Dentre estes impactos, a colisão entre duas meia-terras mostrou-se mais provável do que a colisão entre uma prototerra e um protomarte. A compreensão destes problemas fornece importantes vínculos para o correto entendimento da evolução do Sistema Solar e, por conseguinte, uma melhor interpretação dos muitos sistemas extrassolares recentemente descobertos.

Sandro Ricardo De Souza

INSTABILITY EFFECTS OF GIANT PLANETS ON THE DYNAMIC
EVOLUTION OF TERRESTRIAL PLANETS

ABSTRACT

In this thesis, we present studies on the effects of planetary migration in jumping-Jupiter models. Based on a variant of the Nice model, which includes five ice giants, we investigate two important problems, not yet well understood, in the context of the formation and evolution of the Solar System: the peculiarities of Mercury's orbit and the origin of the Moon. That the instability in the evolution of giant planets, during planetary migration, reproduces the unique characteristics of Mercury's orbit, while preserving the dynamic structure of the other planets. We also found that this period of instability provides an environment that increases the chances of collisions between protoplanets, thus allowing a giant impact as the cause of the Moon's origin. Among these impacts, the collision between two half-earths was more likely than the collision between a proto-earth and a proto-mars. Understanding these problems provides important links for the correct understanding of the evolution of the Solar System and, therefore, a better interpretation of the many recently discovered extrasolar systems.

Lista de Figuras

1.1	Nebulosa planetária em HL Tau obtida com o ALMA	2
1.2	Variação do semieixo maior dos gigantes no trabalho de Fernández e Ip (1984)	7
1.3	Imagem esquemática do Modelo do Grand Tack	9
1.4	Distribuição de massa e tipos taxonômicos no cinturão de asteroides .	11
1.5	Melhor caso de (Hahn e Malhotra, 1999), com $M_{\text{disco}} = 50 M_{\oplus}$	13
1.6	Simulação Tsiganis do Modelo de Nice	14
1.7	Gráfico de g_5 como função da razão entre os períodos de P_S/P_J e efeito da varredura da ressonância secular sobre os planetas terrestres	17
1.8	Distribuição das inclinações no cinturão de asteroides e simulação da passagem suave de Júpiter e Saturno pela ressonância 1:2	18
1.9	Simulação de Júpiter e Saturno, cruzando a MMR 1:2, evolução do semieixo maior e excentricidade durante o <i>jumping-Jupiter</i>	19
1.10	Salto de Júpiter e evolução da razão P_S/P_J no cenário JJ com cinco gigantes	22
2.1	Evolução da excentricidade e inclinação no Sistema Solar em 25 Ga .	24
2.2	Relação entre $^{50}\text{Ti}/^{47}\text{Ti}$ de uma amostra lunar e rutilo	30
3.1	Diagrama esquemático para a interpolação das posições dos gigantes .	32
4.1	Órbitas finais dos planetas terrestres em um dos casos simulados. . .	38
4.2	Variação no tempo da excentricidade de Mercúrio, o ângulo secular $\varpi_1 - \varpi_5$, as frequências seculares do periélio de Mercúrio e Júpiter, e o semieixo maior de Júpiter.	41
4.3	Variação no tempo da inclinação de Mercúrio, o ângulo secular $\Omega_1 - \Omega_7$, o ângulo secular $\Omega_1 - \Omega_2$, as frequências seculares dos nós de Mercúrio e Urano, e o semieixo maior de Urano.	42
5.1	Evolução das fases 1 e 2 da simulação <i>halfearth_00001</i> do grupo <i>halfearth</i> , sem a instabilidade dos gigantes	46
5.2	Simulação <i>halfearth_00003</i> na fase 1	47

5.3	Simulação halfearth_00003 na fase 2 com encontro próximo em detalhe	49
5.4	Excentricidades finais do grupo halfearth	50
5.5	Inclinações finais dos planetas terrestres do grupo halfearth	51
5.6	Fase 1 e 2 da simulação mars_00007 instável.	54
5.7	Excentricidades finais do grupo mars1.2.	55
5.8	Inclinações finais do grupo mars1.2.	56
6.1	Comparação entre as quantidade de colisões e ejeções em todos os grupos nas simulações com instabilidade	61
6.2	Percentual de casos de sucesso nas 60 simulações com instabilidade .	61

Lista de Tabelas

3.1	Elementos orbitais iniciais e massas dos planetas gigantes	32
3.2	Elementos orbitais iniciais e massas dos planetas terrestres para o problema de Mercúrio	33
3.3	Tabela do esquema de simulação. Fonte: Elaboração própria, 2019 . . .	35
3.4	Condições iniciais para os planetas internos do grupo halfearth. Fonte: Elaboração própria, 2019	35
3.5	Condições iniciais para os planetas internos do grupo mars1.1. Fonte: Elaboração própria, 2019	35
3.6	Condições iniciais para os planetas internos do grupo mars1.2. Fonte: Elaboração própria, 2019	36
5.1	Resumo dos resultados finais das colisões e ejeções nos cenários com e sem a instabilidade dos gigantes	47
5.2	Resultados para a simulação halfearth dentro do cenário da instabilidade <i>jumping-Jupiter</i>	48
5.3	Resultados da simulação mars1.1 com instabilidade	52
5.4	Resultados da simulação mars1.2 com instabilidade	53
5.5	Cálculos do raio de Hill	57

Sumário

Lista de Figuras	xv
Lista de Tabelas	xvii
1 Introdução	1
1.1 A Nebulosa Solar Primitiva	2
1.2 A migração planetária	5
1.2.1 O modelo do <i>Grand Tack</i>	6
1.2.2 A migração no disco de planetesimais e o modelo de Nice	12
1.2.3 Modelo de Nice 2: o cenário <i>Jumping-Jupiter</i>	15
1.2.4 <i>Jumping-Jupiter</i> e o quinto gigante	20
2 Objetivos	23
2.1 A órbita de Mercúrio	23
2.2 A origem da Lua	25
2.3 Objetivos da tese	29
3 Métodos	31
3.1 Métodos aplicados ao caso da órbita de Mercúrio	33
3.2 Métodos aplicados ao caso da formação da Lua	34
4 Resultados e análises para a órbita de Mercúrio	37
5 Resultados e análises para a formação da Lua	45
6 Conclusões	59
Referências Bibliográficas	63
A Artigo	75
B Artigo	81

Capítulo 1

Introdução

O estudo da formação e evolução do Sistema Solar sempre despertou interesse da comunidade científica e até mesmo do público leigo. Este interesse, em grande parte, deve-se ao fato de que este tema diz respeito diretamente à nós, enquanto espécie. O conhecimento das forças que moldaram nosso sistema e, por conseguinte, nosso planeta, reforça nosso sentimento de pertencimento ao cosmos. Vimos, nos últimos anos, importantes avanços na Ciência, como a detecção do Bóson de Higgs e das ondas gravitacionais. No campo das ciências planetárias, não foi diferente. A descoberta de milhares de exoplanetas, a observação dos primeiros objetos interestelares e o pouso de sondas em asteroides e cometas, compõe algumas das excitantes conquistas que deixarão uma marca indelével nos primeiros anos do século XXI. Soma-se a isto, o sempre crescente aumento do poder computacional que nos tem permitido simular sistemas com milhares de partículas, tornando cada vez mais realísticos nossos resultados. Para abarcar os novos dados, oriundos destas conquistas, teorias devem ser formuladas ou reformuladas. Mudanças de paradigmas, entretanto, não deveriam nos deixar apreensivos. Quem poderia imaginar que caminhos seguiríamos quando Copérnico colocou o Sol no centro do sistema?

Esta introdução visa apresentar a “Migração Planetária” como um paradigma norteador dos atuais modelos de formação e evolução do Sistema Solar, justificando, assim, a escolha deste tema para a tese. Apresentamos as pesquisas e resultados mais emblemáticos numa ordem, aproximadamente, cronológica e, sempre que possível, ressaltando as relações dialéticas entre as ideias principais. É importante salientar, entretanto, que os tópicos abordados não têm uma relação rigidamente hierárquica, sendo que, cada um possui seu próprio programa de pesquisa. Como exemplo, temos a Hipótese Nebular, cujas descobertas de exossistemas em formação, ou o uso de códigos com métodos SPH (do inglês, *Smoothed Particle Hydrodynamics*), trouxeram novos *insights*. Desta maneira, destacamos os problemas que cada modelo aborda, com as respectivas soluções e consequências, e assim, buscamos construir argumentos

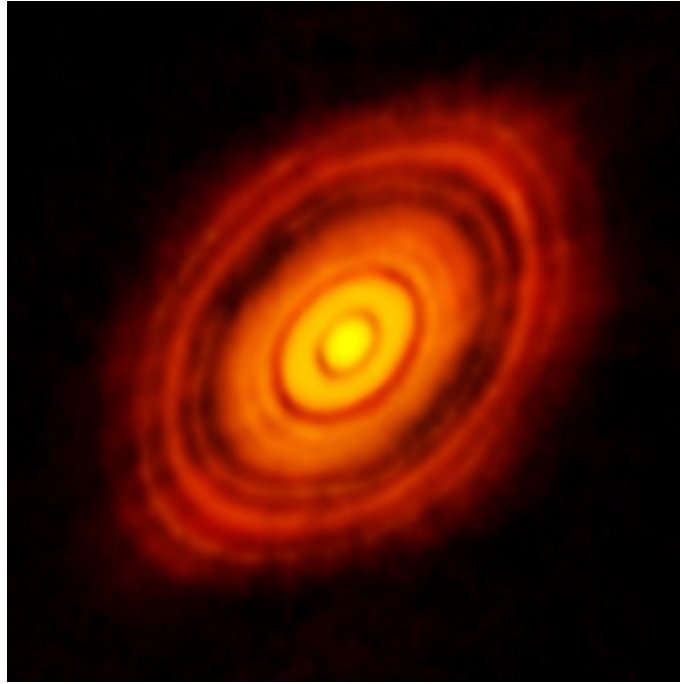


Figura 1.1: Nebulosa planetária em HL Tau obtida com o ALMA. As regiões escuras são posições de planetas se formando. Fonte: [ESO \(2014\)](#)

lógicos para colocar a migração planetária, no cenário *jumping-Jupiter* com cinco gigantes de gelo, como um modelo plausível para a compreensão da evolução do Sistema Solar.

1.1 A Nebulosa Solar Primitiva

A Hipótese Nebular, introduzida por Kant em 1755 e desenvolvida em 1796 por Laplace no seu *Exposition du Système du Monde*, foi uma das primeiras teorias para explicar a formação do Sistema Solar. Esta hipótese, nos dias de hoje, pode ser sintetizada no seguinte modelo: para o início da formação do nosso sistema pressupõe-se um colapso gravitacional a partir de uma nuvem molecular de proporções equivalentes ao do próprio sistema. A partir de instabilidades locais, provocadas por diferenças de densidade, a contração inicia-se, acarretando também em um aumento da rotação, por conservação do momento angular. Este processo leva a uma forma final discoidal na qual o Sol ocupa a posição central e o disco, composto de gás e poeira, tendo sua temperatura arrefecida, dá origem aos planetas movimentando-se em órbitas quase circulares e quase coplanares. Observações recentes, de nebulosas planetárias, corroboram este modelo. A Figura 1 mostra uma imagem da HL Tau obtida com o ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) em que é possível observar subestruturas no disco. As regiões escuras do disco são possíveis posições de planetas em formação ([Brogan et al., 2015](#)).

Esmiuçando um pouco mais a síntese apresentada acima, temos as importantes contribuições à Hipótese Nebular feitas nas décadas de 1960 e 1970 por Safronov (Safronov, 1960a,b, 1962) e Cameron (Cameron, 1963, 1968, 1969, 1973, 1978), embora estes dois programas divergissem quanto a massa inicial do disco. Nos modelos de Cameron, a nebulosa primitiva era de alta massa, terminando com um disco de $1 M_{\odot}$, e em Safronov, a nebulosa primitiva era de baixa massa, resultando em um disco com $10^{-2} M_{\odot}$. A partir da sedimentação do disco, a quantidade e o tamanho dos grãos aumentam, passando a colidir entre si e alcançam dimensões na escala de centímetros. Da formação de grãos até o surgimento de planetas, há diversas etapas. Resumidamente, partes do disco sofrem fragmentação mas não formam um único sólido, e sim inúmeros objetos com centenas de metros em órbitas elípticas. Devido à interação com o gás, as órbitas destes objetos tendem a ficar circulares. Além disso, o gás promove colisões mais lentas, que é importante para a formação de objetos maiores. A velocidade de impacto, v_{imp} , é função da velocidade de escape, v_{esc} , e da velocidade relativa, v_{rel} , dada por $v_{\text{imp}}^2 = v_{\text{esc}}^2 + v_{\text{rel}}^2$, onde $v_{\text{esc}} = \sqrt{2G(m_1 + m_2)/(R_1 + R_2)}$, sendo G a constante de gravitação universal de Newton e m e R são as massas e os raios dos corpos, respectivamente. Com $v_{\text{imp}} \sim v_{\text{esc}}$, colisões dissipativas levam à formação de agregados gravitacionalmente ligados, permitindo grandes objetos (Canup, 2004b).

A formação dos planetesimais, descrita acima, é o primeiro de três estágios para o processo de formação dos planetas do Sistema Solar, no qual temos objetos com dimensões entre 1 e 10 km. O segundo estágio é caracterizado pelo *runaway growth*, em que os planetesimais já estão grandes o suficiente para que sua gravidade exerça papel preponderante, dando aos objetos maiores um crescimento preferencial. Nesta fase, estes objetos tem órbitas com menores excentricidades e inclinações, o que os tornam mais eficientes na captura de material. O terceiro estágio é caracterizado pela diminuição do *runaway growth* e os corpos, com dimensões de $\sim 3\,000$ km, agora já são embriões planetários cujas órbitas podem perturbar seus vizinhos, eventualmente levando ao cruzamento de órbitas e à colisões com grandes impactos (Canup, 2004b; Chambers e Wetherill, 1998).

Os processos descritos acima não se aplicam exatamente da mesma maneira à formação dos planetas gigantes, pois estes se formaram anteriormente aos planetas terrestres, quando a quantidade de gás disponível era maior. Embora o modelo de acreção possa ser aplicado tanto à formação dos planetas terrestres quanto dos gigantes, há diferenças substanciais. No caso dos gigantes, o núcleo protoplanetário surge pelo processo de *runaway* dos planetesimais já formados, e continua até o término do material nas proximidades. Neste processo, ocorre uma competição entre a energia adquirida pela acreção de planetesimais e a energia irradiada, até a massa

do gás circundante alcançar a massa do núcleo. Neste ponto, a perda radiativa não consegue mais contrabalancear a acreção e o envelope gasoso começa a se contrair, levando a um novo *runaway* de crescimento de massa. A lenta acreção do gás, antes do envelope começar a se contrair, bem como a quantidade de massa, disponível no disco próximo ao protoplaneta, influenciam diretamente o tempo de formação do planeta (Pollack *et al.*, 1996).

Investigações recentes, como por exemplo em Ataiee *et al.* (2018); Baumann e Bitsch (2020); Brouwers e Ormel (2020); Izidoro *et al.* (2015); Lambrechts e Johansen (2012, 2014); Lambrechts *et al.* (2019); Weissman *et al.* (2020), inserindo o modelo de acreção de *pebbles*, têm ajudado a elucidar a fase de formação dos planetesimais a partir do disco. Os grãos de poeira, que em geral compõe até 1% dos discos protoplanetários, colidem e crescem até tamanhos de milímetros a centímetros. Estas partículas são chamadas de *pebbles* (Bitsch *et al.*, 2018). Determinar qual é o mecanismo que leva à formação e ao acréscimo de massa dos planetesimais ainda é um problema em aberto, para o qual existem, atualmente, duas teorias não mutualmente excludentes. No modelo de acreção central, os *pebbles* colidem e se aglutinam gravitacionalmente, levando a um crescimento do núcleo. No modelo de instabilidade, já abordado no início desta seção, o disco, sendo muito massivo, leva à instabilidades locais, acarretando a formação de planetesimais e, em seguida, os protoplanetas. A acreção via *pebbles* tem especial impacto no entendimento da formação dos gigantes, como podemos ver no trabalho de Levison *et al.* (2015), no qual os autores conseguem reproduzir a formação de um a quatro gigantes gasosos, entre 5 e 15 au¹ do Sol. Neste estudo, os *pebbles* são concentrados, num primeiro momento, pelo arrasto aerodinâmico, para depois colapsarem gravitacionalmente, formando objetos de 100 a 1 000 km. Assim, os planetesimais podem acumular eficientemente os *pebbles* restantes e formar diretamente os núcleos de planetas gigantes em escalas de tempo de alguns milhares de anos. Mas os autores destacam que, para que este processo não produza uma população de centenas de objetos de massa terrestre, os objetos devem se formar devagar o suficiente para permitir que os planetesimais interajam gravitacionalmente uns com os outros. Desta forma, os

¹Adotamos na tese, para as unidades de medida, as definições do Sistema Internacional de Unidades, SI, e as recomendações da União Astronômica Internacional, IAU (do acrônimo em inglês), para manter a coerência e similaridade com o jargão da literatura da área, que é em inglês. Portanto, para as unidades das grandezas fundamentais de tempo, distância e massa, usamos *s*, *m* e *kg*, respectivamente, com seus respectivos múltiplos e submúltiplos. Para as grandezas normalmente usadas em Astronomia, mas não previstas no SI, a grafia segue as recomendações da IAU, como “a” para ano, do latim *annus* e “au” para distância astronômica, grafado com letras minúsculas, e seus respectivos múltiplos e submúltiplos. A grafia para os números fracionários segue as normas da ABNT, com a vírgula como separador decimal, à exceção dos números nos eixos dos gráficos. As recomendações da IAU estão disponíveis em: www.iau.org/publications/proceedings_rules/units/

maiores planetesimais têm tempo para espalhar os outros corpos menores impedindo seu crescimento. Neste contexto, se Júpiter e Saturno formam-se primeiro, os dois gigantes podem espalhar grandes embriões planetários na região onde encontra-se embriões de Urano e Netuno, levando-os à grandes colisões, o que se evidencia pelas altas inclinações em seus eixos nos dias de hoje (Izidoro *et al.*, 2015).

Como pudemos ver nos últimos parágrafos, desde a apresentação inicial da Hipótese Nebular de Kant-Laplace, e as contribuições de Safronov e Cameron, diversas outras abordagens foram propostas para incluir novas metodologias, paradigmas, observações e medidas mais acuradas, como a acreção dos *pebbles*, por exemplo. O cerne das propostas iniciais daqueles autores ainda é aproximadamente válido, ou seja, a formação do Sistema Solar a partir do colapso gravitacional de uma nuvem gasosa primordial, a Nebulosa Solar Primitiva. Mas havia problemas graves a serem solucionados, como a dicotomia entre os terrestres rochosos e gigantes gasosos, por exemplo. Além disso, contribuições importantes surgiram: a introdução de novos modelos analíticos, que incluíram a interação dos planetas já formados com um disco de gás e um disco de planetesimais; o aumento do poder de processamento dos computadores; o uso de integradores de N-corpos; a descoberta de Júpiteres Quentes (*Hot Jupiters*). Esta última, em particular, colocou em cheque o modelo vigente na época, que pressupunha a formação dos gigantes gasosos mais distantes de sua estrela central, comparado aos rochosos. O objeto 51 Pegasi b, descoberto na década de 1990 (Mayor e Queloz, 1995) e que foi o primeiro exoplaneta detectado orbitando uma estrela da sequência principal, desafiava este paradigma, pois trata-se de um gigante com a metade da massa de Júpiter, orbitando sua estrela a uma distância de 0,053 au, quase um décimo da distância de Mercúrio ao Sol. Os modelos para formação de planetas como Júpiter não permitem a formação de objetos tão próximos. Sendo assim, algum mecanismo deve existir para fazer este objeto deslocar-se para o interior do sistema. Todas estas adições levaram à reformulações que atribuem à mudança da posição inicial em que os planetas nasceram, ou mais abreviadamente, a “migração de planetária”, o papel de novo paradigma para a compreensão da evolução do Sistema Solar.

1.2 A migração planetária

Nos modelos para a formação do Sistema Solar, o gás no disco primordial permanece no sistema por um intervalo de 1 a 10 Ma, já que após este período deve ser expulso na fase T-Tauri do Sol. Como os gigantes possuem grande quantidade de gás, estes planetas devem ter sido formados na escala de tempo do disco. Portanto, o modelo de acréscimos de planetesimais até a formação de planetas, tem dificuldades

em explicar a formação dos planetas gigantes, em especial Urano e Netuno, neste intervalo de tempo.

Um trabalho seminal, com objetivo de explicar a fase final de acreção destes dois gigantes de gelo, foi o de [Fernández e Ip \(1984\)](#). Os autores usaram 2 000 planetesimais e quatro gigantes. Uma das conclusões foi que, devido à interação com o disco de planetesimais, os gigantes sofrem uma variação de seus semieixos maiores, particularmente Urano e Netuno. Este resultado emblemático pode ser visto na [Figura 1.2](#). Sendo assim, mesmo antes das primeiras detecções de júpiteres quentes, o tema “migração planetária” já começava a fazer parte de modelos de formação no Sistema Solar. E em meados dos anos 1990 e início do anos 2000, começaram a ser modeladas, tanto analiticamente, quanto numericamente, as interações de protoplanetas, ou mesmo planetas já formados, com o disco de gás e poeira ([Masset, 2001](#); [Ward, 1997](#)), e com o disco de planetesimais com um número de partículas cada vez maior ([Gomes, 2003](#); [Gomes et al., 2004](#); [Hahn e Malhotra, 1999](#)). Integradores de N-corpos, em *hardwares* cada vez mais potentes, puderam ser usados para simular os processos de migração conseguindo reproduzir muitas estruturas dinâmicas observadas atualmente, particularmente entre as populações de pequenos corpos. E este poder computacional, aliado à métodos computacionais para a mecânica dos meios contínuos, abriram diversas frentes de pesquisa em astronomia.

1.2.1 O modelo do *Grand Tack*

O trabalho de Fernandez e Ip foi uma interessante aplicação da migração planetária, num disco de planetesimais, para a evolução dos gigantes. Mas vamos fazer um pequeno “desvio” na linha histórica da migração em disco de planetesimais, para mostrar que a migração, a esta altura, já permeava as ideias acadêmicas em outras frentes em contextos diferentes. O exemplo é uma aplicação que surgiu para resolver um problema no âmbito da formação dos planetas terrestres: o problema da pequena massa de Marte (*small Mars problem*). Na década de 1990, perguntava-se por que Marte apresentava tão baixa massa, comparado à Terra e Vênus, uma vez que, na visão da época, a densidade superficial de massa da nebulosa solar primitiva deveria diminuir aproximadamente de maneira monotônica com a distância heliocêntrica. Este questionamento, levantado por [Wetherill](#) no *XXII Lunar and Planetary Science Conference* ([Wetherill, 1991](#)), culminou num modelo de migração, desenvolvido por [Walsh et al. \(2011\)](#) que ficou conhecido como *Grand Tack*.

O modelo do *Grand Tack*, essencialmente, postula que Júpiter, ainda imerso em um disco de gás e planetesimais, e com os quais interagia, migrava lentamente para o interior do Sistema Solar. Neste processo, o gigante teria se aproximado do Sol tanto quanto os júpiteres quentes que vemos hoje, ou até mesmo caído em nossa estrela,

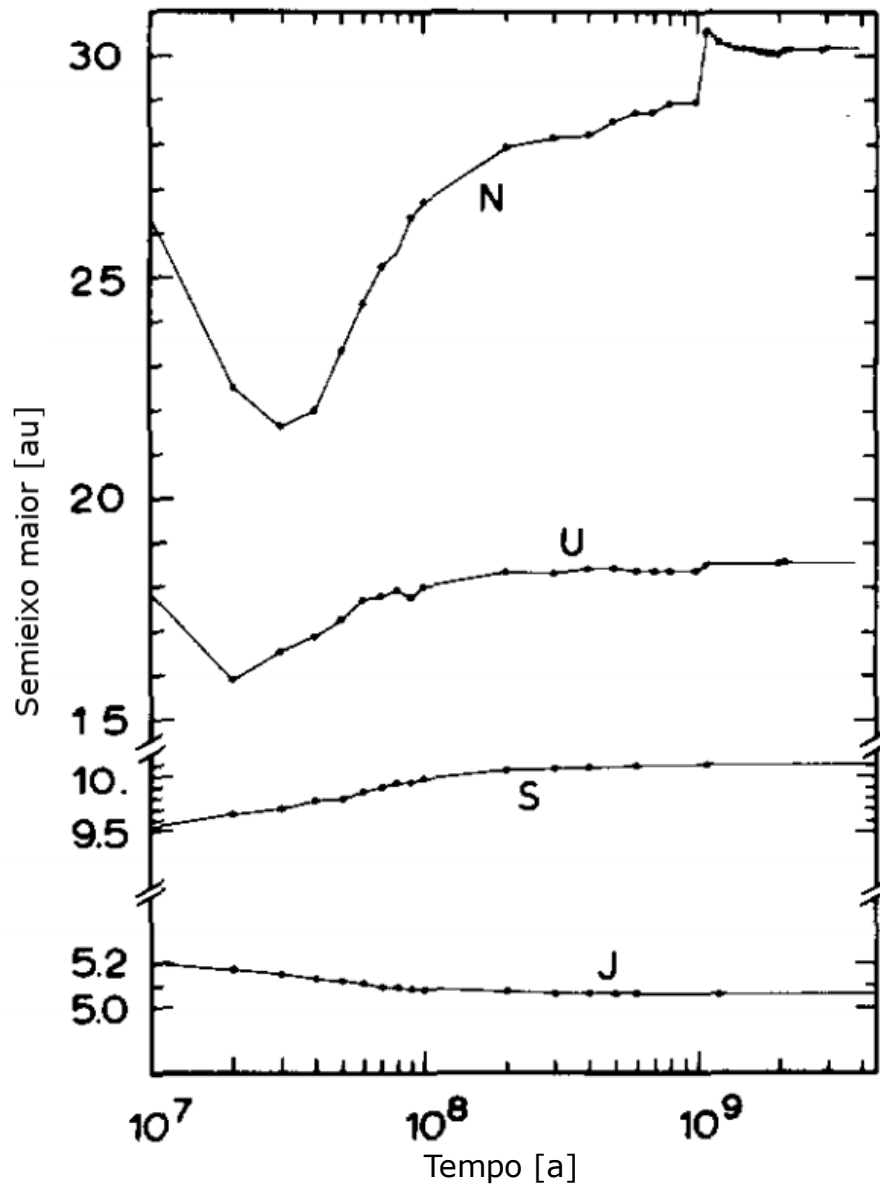


Figura 1.2: Um dos resultados de [Fernández e Ip \(1984\)](#) apresentando variação no tempo de semieixo maior dos quatro gigantes, devido a interação gravitacional com o disco de planetesimais. As letras J, S, U e N representam Júpiter, Saturno, Urano e Netuno, respectivamente. Fonte: Modificado pelo autor a partir de [Fernández e Ip \(1984\)](#)

não fosse o término da formação de Saturno que, inicialmente, também migrava para dentro do sistema. Devido a aproximação mútua, e o aumento da massa de Saturno, os dois gigantes foram capturados numa ressonância de movimentos médios (MMR, do inglês *Mean Motion Resonances*) que eliminou o gás remanescente entre eles, iniciando um retorno às posições iniciais. As estruturas ressonantes são muito comuns no Sistema Solar. Ocorrem, por exemplo, quando um sistema, constituído pelo Sol e um planeta, é perturbado por uma força externa periódica. No caso das MMR, a frequência orbital própria do corpo perturbado é comensurável com a frequência orbital do corpo perturbador, ou seja, temos uma razão entre inteiros nas frequências translacionais,

$$\frac{n_2}{n_1} \approx \frac{(p+q)}{p},$$

onde n_i é o movimento médio de cada corpo e os números q e p são inteiros.

A Figura 1.3 é uma representação pictórica do processo do *Grand Tack*. Nela, podemos observar que Júpiter, em sua viagem para o interior do Sistema Solar, alcançou a região onde hoje está Marte e o Cinturão de Asteroides, promovendo encontros próximos com os planetesimais que ali estavam, ejetando-os para fora do sistema interno. Tal qual um veleiro que realiza uma manobra para mudar abruptamente de direção ao contornar uma boia, e daí a inspiração para o nome do modelo, Júpiter interrompe bruscamente seu mergulho para o interior do sistema e retorna, juntamente com Saturno, para sua posição original. Este processo, reduziu drasticamente o material disponível na região para a consolidação planetária, representado pela barra marrom, deixando pouca massa para a formação de Marte.

Ainda na Figura 1.3, podemos ver um outro efeito do *Grand Tack* sobre as estruturas do Sistema Solar, também investigado por Walsh e colaboradores, um ano após a apresentação do modelo. Trata-se do povoamento do cinturão de asteroides a partir de duas regiões de origem (WALSH *et al.*, 2012). Grosso modo, podemos dividir os planetesimais em dois tipos: 1) os pobres em voláteis, e compostos provavelmente por silicatos, ferro e níquel, e representados na Figura 1.3 pela cor marrom. 2) E os asteroides mais primitivos, e ricos em água, devido estarem além da linha do gelo, representados pela cor azul. Durante o processo de migração de Júpiter e Saturno para o interior do sistema, os corpos rochosos foram espalhados radialmente para mais distante do Sol, além das posições dos gigantes. Quando os planetas retornaram para suas posições, reintroduziram os objetos removidos e, além disso, adicionaram os corpos ricos em água que antes estavam mais distantes. Ao fim deste processo, a região do cinturão permaneceu com um *mix* radial de composições, que pode ser observado nos dias de hoje. Diversos trabalhos mostram a distribuição relativa de diferentes tipos taxonômicos (Carvano *et al.*, 2010; DeMeo e Carry, 2014;

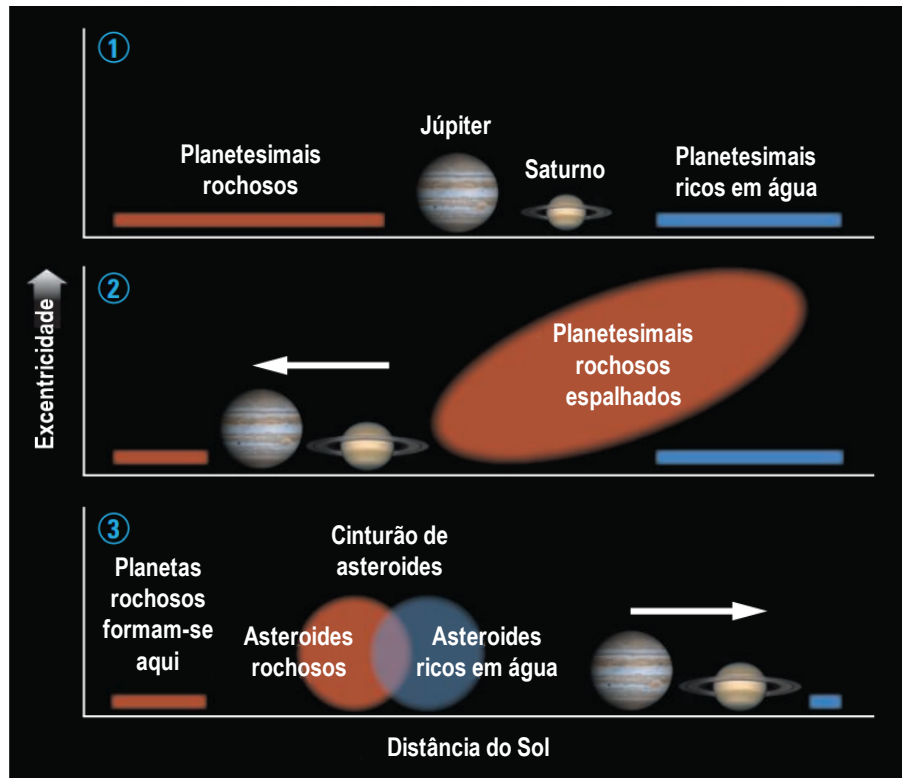


Figura 1.3: Imagem esquemática do Modelo do Grand Tack. A figura, como um todo, representa a evolução no tempo, de cima para baixo, das posições dos planetas Júpiter e Saturno e dos planetesimais. O quadro 1 apresenta a posição relativa em que estes corpos se formaram. Os planetesimais representados pela cor marrom, compostos principalmente de silicatos e pobres em voláteis, espalham-se radialmente pela região do Sistema Solar interno. Os planetesimais representados pela cor azul, ricos em água e outros voláteis, espalham-se para além da linha do gelo. O planeta Saturno, nesta fase, ainda não havia atingindo a massa atual. No quadro 2, ambos os planetas começam a migrar (seta branca) para o interior do sistema, promovendo encontros próximos com os planetesimais e ejetando-os, radialmente, para mais distante do Sol. No quadro 3, Saturno é agora representado por um tamanho ligeiramente maior, para representar o aumento da massa. Depois de iniciado o retorno, os planetas deixam um “vazio”, na região ocupada pelos planetesimais rochosos e, à medida que retornam para as posições iniciais, ejetam de volta os objetos originais do interior do sistema. Além disso, enviam também para a região interior, planetesimais ricos em voláteis que estavam além das posições originais destes planetas. O quadro final é uma mistura de tipos na região do cinturão de asteroides, com diferentes composições. Fonte: Modificado pelo autor a partir de Kerr (2011).

Morbidelli *et al.*, 2015; Mothé-Diniz *et al.*, 2003). Estes tipos vêm da classificação a partir de dados espectroscópicos e polarimétricos, como por exemplo, grupo C, associado a objetos com superfície de material carbonáceo ou o grupo S relacionado com silicatos. Na Figura 1.4, publicada numa revisão de DeMeo e Carry (DeMeo e Carry, 2014), vemos uma distribuição de massa e tipo espectral destacando a mistura que aponta para uma história inicial turbulenta do Sistema Solar interno. Para DeMeo e Carry (2014), os asteroides no cinturão principal são suficientemente diversificados, em termos de composição com tamanho e distância heliocêntrica, para dar à migração planetária e aos processos dinâmicos subsequentes, papéis essenciais no entendimento da estrutura do cinturão.

Mais recentemente, Batygin e Laughlin propuseram que o cenário proposto pelo *Grand Tack* também tenha sido responsável por remover da região mais interna do Sistema Solar, todo material que pudesse ter dado origem a superterras em órbitas mais compactas e mais próximas do Sol, como as que observamos nos exossistemas (Batygin e Laughlin, 2015). Os autores investigaram como uma hipotética população de embriões de superterras se comportaria ao serem atingidas por conjuntos de corpos de mais de 100 km de diâmetro arremessados por Júpiter. As colisões em si provavelmente não destruiriam os embriões, mas desencadeariam uma série de novas colisões e fragmentações gerando processos dissipativos, como arrastos aerodinâmicos, levando os corpos a uma espiral que os lançaria em direção ao Sol. Ainda que haja modelos alternativos para explicar a baixa massa de Marte, a mistura das diferentes composições no cinturão principal, e a ausência singular de grandes planetas próximo ao Sol, o *Grand Tack* segue sendo uma explicação contundente para compreender a evolução do Sistema Solar, até porque, consegue abarcar os três problemas ao mesmo tempo. Por fim, esta recente aplicação de Batygin e Laughlin (2015) ao problema da ausência de superterras no sistema interno, reforça o que foi dito antes, que os modelos aqui apresentados não seguem uma hierarquia rígida, tendo, muitas vezes, programas independentes com resultados muito interessantes.

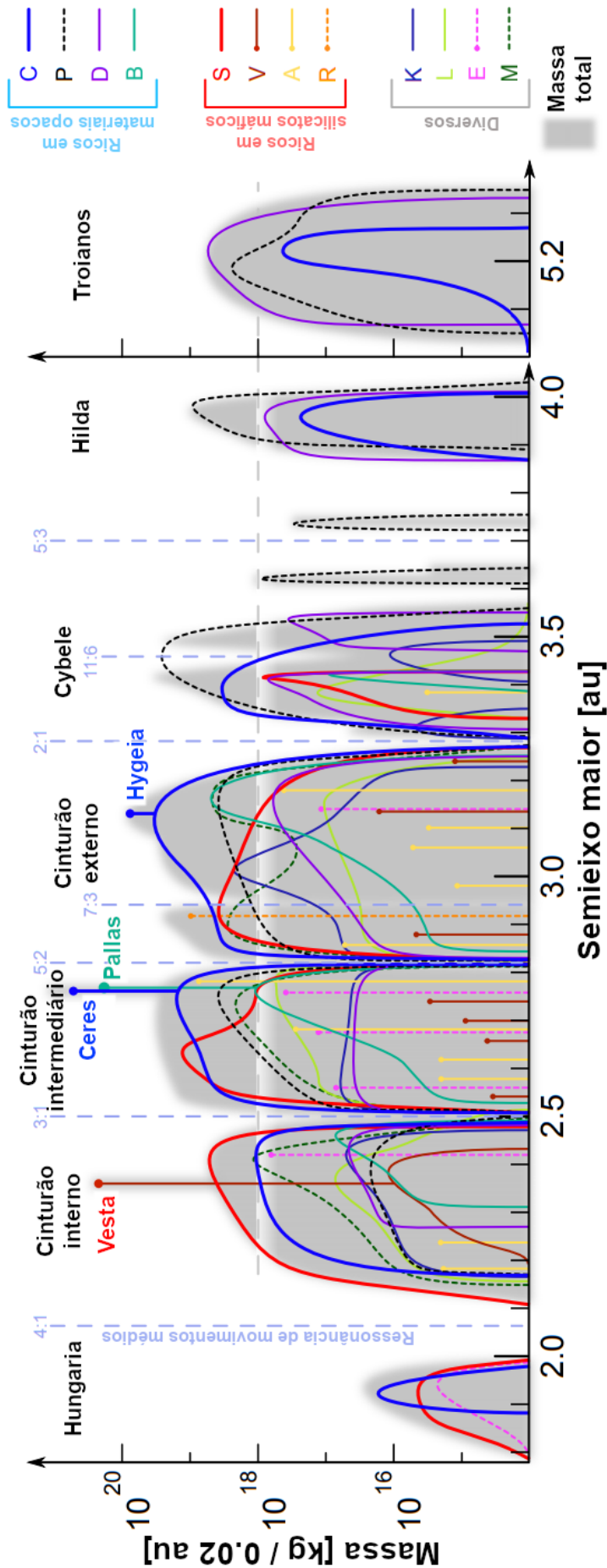


Figura 1.4: Distribuição de massa e composição no cinturão de asteroides, incluindo os troianos de Júpiter. A cor cinza de fundo representa a massa total dentro de cada intervalo de classe de 0,02 au (“bins”). As cores representam classes espectrais. A linha horizontal tracejada é o limite de trabalhos feitos a partir da década de 1980. As linhas verticais simples são asteroides massivos. Fonte: Modificado pelo autor a partir de DeMeo e Carry (2014).

1.2.2 A migração no disco de planetesimais e o modelo de Nice

Com o fim do disco de gás, Júpiter e Saturno já formados, Urano e Netuno terminando suas formações, ou também já formados, sobraram os planetesimais. Além disso, independentemente do modelo do *Grand Tack* explicar ou não os problemas a que se propõe, um disco de planetesimais, pouco além das órbitas de Urano e Netuno, ainda ofereceria interação o suficiente para desestabilizar o Sistema Solar, provocando outros tipos de migração, como a apontada por Fernandez e Ip em 1984, e descrita na seção 1.2. Alguns poucos anos depois, Hahn e Malhotra (1999), estudaram a interação dos gigantes com um disco de planetesimais residuais com massas variando entre 10–200 M_{\oplus} usando 1000 partículas de teste. Hahn e Malhotra verificaram que o disco fazia Saturno, Urano e Netuno migrarem radialmente para fora, enquanto Júpiter migrava para o interior. O melhor caso das simulações, para a massa do disco, $M_{\text{disco}} = 50 M_{\oplus}$, forneceu uma migração de Netuno de 23 au até 30 au (Figura 1.5). Além disso, os autores também concluíram que o Sistema Solar deve ter tido uma formação inicial mais compacta.

Ficou claro, a partir dos trabalhos de Fernández e Ip (1984) e Hahn e Malhotra (1999) que um modelo para o Sistema Solar mais compacto, e com órbitas quase circulares e quase complanares, era necessário. Em 2005, numa série de três artigos na Nature (Gomes *et al.*, 2005; Morbidelli *et al.*, 2005; Tsiganis *et al.*, 2005) um novo modelo foi proposto, e ficou conhecido com “Modelo de Nice”, porque seus principais idealizadores, Alessandro Morbidelli, Hal Levison, Kleomenis Tsiganis, Rodney Gomes, atuaram no Observatoire de la Côte d’Azur, na cidade de Nice, França. Com o tempo, o modelo passou por revisões, das quais participaram outros autores, como Ramon Brasser e David Nesvorný, e por fim, acabaria por se tornar um importante referencial teórico para a compreensão da evolução do Sistema Solar na fase do disco de planetesimais.

O modelo de Nice em sua primeira versão Uma diferença importante entre as primeiras versões no modelo de Nice e os trabalhos de Fernández e Ip (1984) é que no modelo de Nice, Urano e Netuno já estão formados desde o início. Além disso, Júpiter e Saturno são colocados próximos à ressonância de movimentos médios, MMR 1:2. O resultado de uma das simulações, dos 43 sistemas que os autores investigaram em Tsiganis *et al.* (2005), pode ser visto na Figura 1.6. Estes resultados mostram que, a partir da configuração inicial, os planetas lentamente mudam suas posições, devido à interação com o disco de planetesimais. Os gigantes de gelo e Saturno migram para fora do sistema, enquanto Júpiter migra para dentro. Ao migrarem, Júpiter e Saturno, cruzam a MMR 1:2 em 6,6 Ma, fazendo aumentar suas

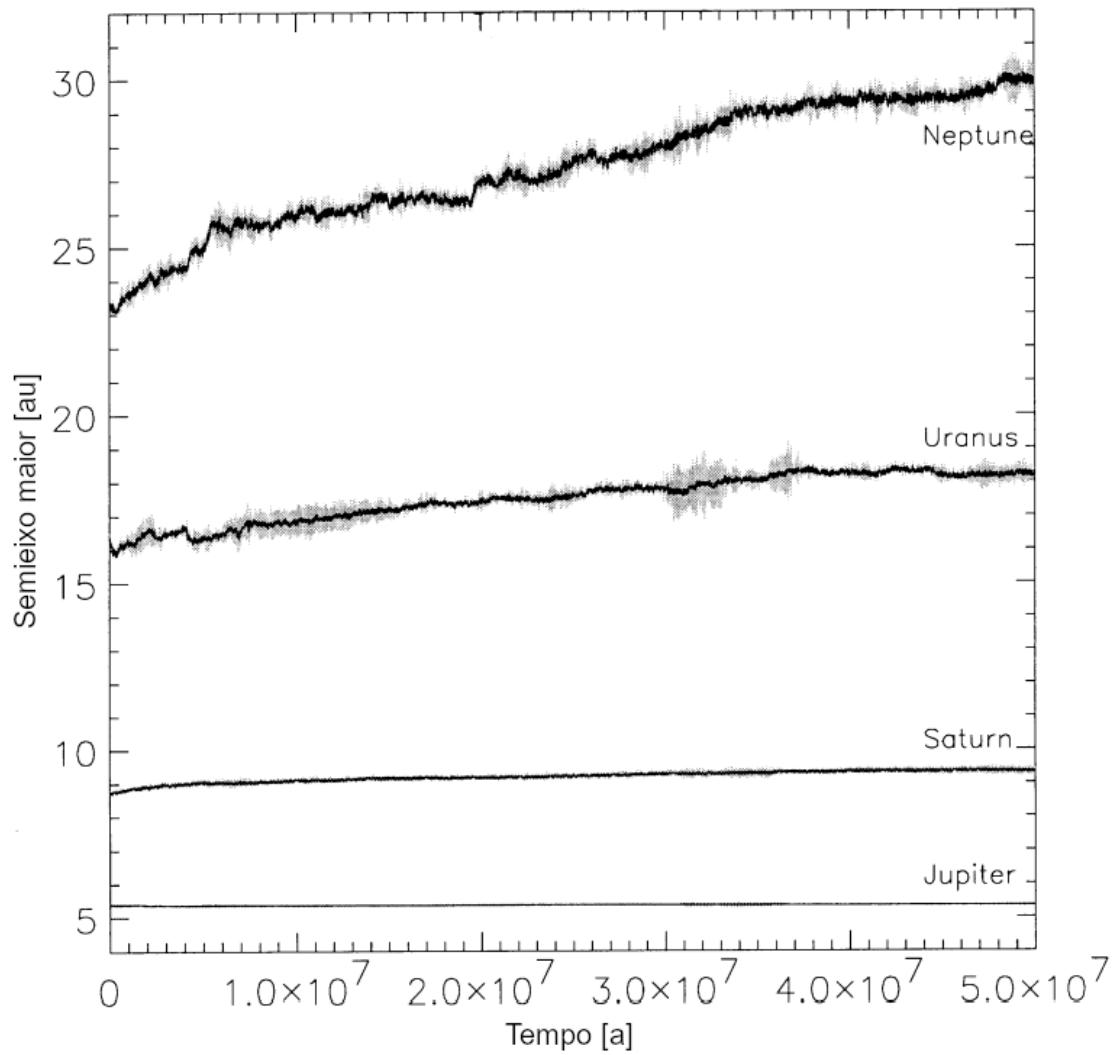


Figura 1.5: Gráfico da evolução do semieixo maior do melhor caso de (Hahn e Malhotra, 1999), com $M_{\text{disco}} = 50 M_{\oplus}$. As regiões cinzas indicam as distâncias do periélio e afélio. Este caso leva Netuno de 23 au até 30 au. Fonte: Modificado pelo autor a partir de Hahn e Malhotra (1999).

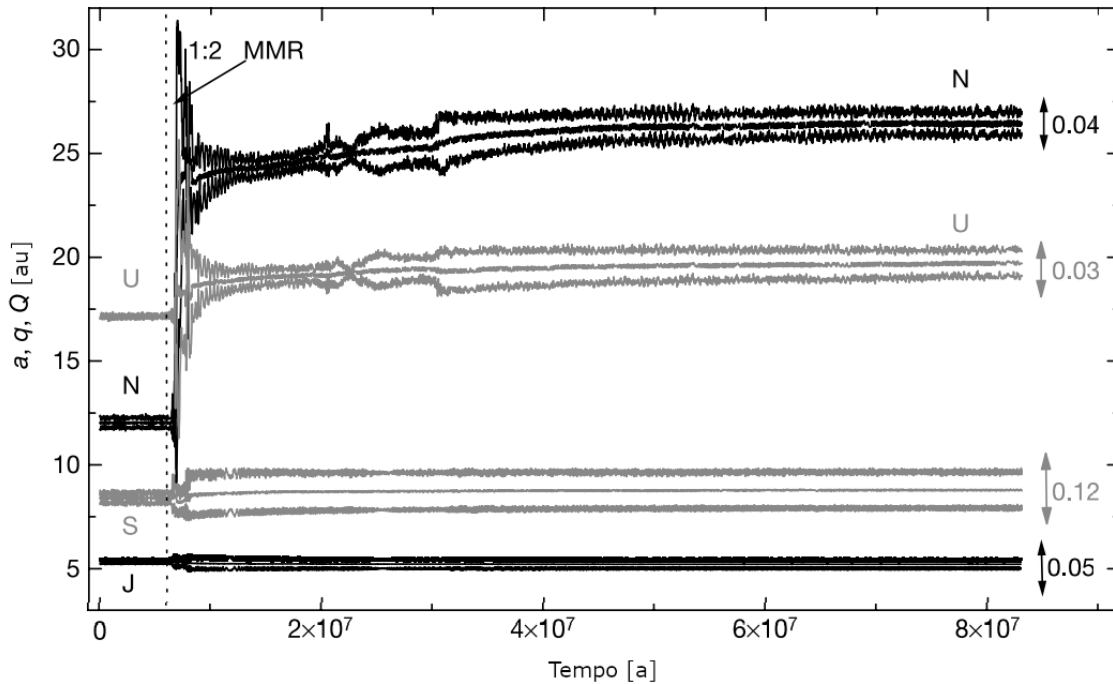


Figura 1.6: Modelo de Nice. Simulação de N-corpos de 3500 partículas num disco quente com $M = 35M_{\oplus}$ e truncando em 30 au. Para os gigantes são plotadas as distâncias pericélicas, semi-eixos maiores e as distâncias afélicas, q , a , e Q , respectivamente. A linha vertical tracejada indica o momento em que Júpiter e Saturno cruzam a MMR 1:2. Fonte: Modificado pelo autor a partir de [Tsiganis et al. \(2005\)](#).

excentricidades e promovendo encontros próximos entre Saturno, Urano e Netuno. Esta instabilidade leva os gigantes de gelo ao disco de planetesimais, fazendo-os espalhar os pequenos corpos, inclusive para o sistema solar interior, e promovendo o “Intenso Bombardeio Tardio” (LHB, do inglês *Late Heavy Bombardment*), investigado por [Gomes et al. \(2005\)](#). Durante a rápida fase de migração dos planetas, as excentricidades e inclinações decrescem por causa da fricção dinâmica estabilizando o sistema ([Tsiganis et al., 2005](#)). Ao longo destes eventos, 99% do disco sofre depleção, encerrando a migração, e os planetesimais remanescentes formam o cinturão de Kuiper ([Levison et al., 2008](#)).

Os resultados do modelo de Nice, neste primeiro cenário, são bastante consistentes com muitas estruturas observadas no Sistema Solar atual. Além dos estudos já citados (formação do Cinturão de Kuiper e o LHB), [Morbidei et al. \(2005\)](#) mostraram que a formação dos troianos de Júpiter pode ter ocorrido durante o fase de instabilidade do modelo de Nice, e [Nesvorný et al. \(2007\)](#) investigaram a possibilidade dos satélites irregulares terem sido capturados durante a incursão dos gigantes de gelo ao disco de planetesimais, sendo este último caso bastante ilustrativo. Satélites irregulares têm órbitas excêntricas e inclinadas, em relação ao plano equatorial do planeta a qual está associado, diferentemente dos regulares, que têm órbitas quase circulares e próximas aos planos equatoriais de seus planetas. Então, a uma

importante diferença entre ambos é que os regulares formados por acreção em discos pré-planetários são análogos ao disco ao redor do sol a partir do qual os planetas se formaram enquanto os irregulares não podem ter se formado nesses discos tendo sido, provavelmente, capturados, corroborando com a ideia de incursão dos gigantes pelo disco de planetesimais.

Entretanto, as simulações num cenário em que a migração de Júpiter e Saturno ocorre de maneira suave, geralmente resultam numa configuração de planetas internos diferente da atual (Brasser *et al.*, 2009). Numa migração suave, as ressonâncias seculares varrem o Sistema Solar interno causando alta excitação das excentricidades dos planetas terrestres, gerando valores superiores aos atuais. Adicionalmente, Minton e Malhotra (2009) mostraram que a estrutura do cinturão é consistente com uma ejeção dinâmica de asteroides, pela varredura das ressonâncias gravitacionais durante a migração de Júpiter e Saturno, numa escala de tempo exponencial da ordem de 0,5 Ma. E, por fim, resultados de simulações na fase do disco de gás (Masset e Snellgrove, 2001; Morbidelli e Crida, 2007; Morbidelli *et al.*, 2007), frequentemente terminavam com Júpiter e Saturno próximos da ressonância 2:3 e não na 1:2, sendo, portanto, arbitrário colocá-los *ad hoc* próximos a esta ressonância.

1.2.3 Modelo de Nice 2: o cenário *Jumping-Jupiter*

A despeito de terem obtido sucesso em explicar algumas estruturas do Sistema Solar atual, os autores do modelo de Nice, e outros colaboradores, passaram a atacar as questões deixadas em aberto. Brasser *et al.* (2009) investigaram a evolução dos terrestres ante um cenário de migração dos gigantes. Os autores mostraram que a migração divergente de Júpiter e Saturno faz com que a autofrequência g_5 atravesse as ressonâncias seculares de g_1 a g_4 , como se pode ver no quadro superior da Figura 1.7. Nela, os autores apresentam g_5 como função da razão P_S/P_J para os períodos de Júpiter e Saturno. Os valores de g_5 foram obtidos por análise de Fourier de uma integração de 1 Ma do par Júpiter/Saturno. A frequência g_5 aumenta quando Júpiter e Saturno estão mais próximos de sua ressonância mútua 1:2 ($P_S/P_J = 2$). Esse efeito é causado pela divergência dos termos quadráticos nas massas dos dois planetas, gerados pelas equações de movimento calculadas sobre a média dos períodos orbitais. Se a amplitude do modo de oscilação g_5 de Júpiter for semelhante à atual, esta passagem causa uma alta excitação nas excentricidades dos planetas terrestres. No quadro inferior da Figura 1.7, podemos ver o efeito da varredura da ressonância secular sobre os planetas terrestres, num experimento feito neste mesmo trabalho (Brasser *et al.*, 2009). Usando dados de Laskar, de 1988, os autores colocaram os terrestres com seus atuais valores de semieixo maior e inclinação, porém com excentricidades iguais a zero. Júpiter e Saturno foram forçados a migrar de

$P_S/P_J \sim 2,03$ até suas órbitas atuais, fazendo g_5 percorrer de g_1 a g_4 . Como resultado, vemos que a excentricidade de Mercúrio atinge 0,25, o que é consistente com sua órbita atual. Mas em outros resultados, Mercúrio chegou a apresentar valores acima de 0,5. A excentricidade de Marte é excitada até 0,1, logo no início, e depois oscila na faixa de 0 a 0,1. Vênus adquire uma excentricidade média em torno de 0,1, com um valor máximo de 0,14, enquanto a excentricidade máxima da Terra excede 0,1. Como solução, para evitar esta excitação excessiva, os pesquisadores propuseram um encontro próximo entre um gigante de gelo e Júpiter. Isto ejetaria o gigante de gelo para longe de Saturno muito mais rápido do que se a migração fosse conduzida exclusivamente por encontros com os planetesimais. Nesse caso, as ressonâncias $g_5 = g_2$ e $g_5 = g_1$ são puladas ou percorridas muito brevemente. Essa encontro próximo faz Júpiter “saltar” para o interior do Sistema e, assim, os dois gigantes cruzam a ressonância 1:2 rapidamente, excitando menos os elementos orbitais dos terrestres e ainda mantendo as outras características propostas inicialmente pelo modelo. É devido a esta mudança abrupta do semieixo maior de Júpiter que os autores denominaram esta variante do modelo de Nice de *jumping-Jupiter*.

Posteriormente [Morbidelli et al. \(2010\)](#), usando a atual estrutura orbital dos asteroides, e simulando sua evolução no tempo, quando Júpiter e Saturno passam pela ressonância 1:2, obtiveram evidências de uma variação de semieixo maior mais drástica, para Júpiter. Na Figura 1.8, na parte superior, podemos ver a distribuição atual das inclinações próprias dos asteroides do cinturão principal com $D \sim 50$ km. As linhas verticais são as MMRs 3:1, 5:2 e 2:1, entre os asteroides e Júpiter, e também são mostradas as ressonâncias seculares ν_6 e ν_{16} . O quadro inferior apresenta uma das simulações realizadas num cenário em que Júpiter e Saturno cruzam a ressonância mútua 1:2 de modo suave, excitando excessivamente as inclinações. Por outro lado, na Figura 1.9, painel superior, vemos as mesmas condições iniciais para as partículas e os planetas porém, agora, num cenário onde a passagem pela ressonância 1:2, ocorre de maneira abrupta devido ao salto de Júpiter. As inclinações dos asteroides ficam menos excitadas e, sendo assim, mais compatíveis com o que é observado na distribuição dos asteroides atualmente. Ainda na Figura 1.9, painel inferior, podemos ver as evoluções dos semieixos maiores de Júpiter (preto) e Saturno (cinza) e de suas excentricidades no cenário *jumping-Jupiter*, com destaque, no centro das imagens, para o momento em que Júpiter dá um salto. Sendo assim, comparando-se os painéis à esquerda nas Figuras 1.8 e 1.9, salta aos olhos a importância do salto de Júpiter para modelar a estrutura dinâmica do cinturão principal.

Assim, o mecanismo para ocorrer o salto de Júpiter está relacionado a encontros próximos de um gigante de gelo com Júpiter e Saturno. Ao ser capturado por Saturno, o gigante de gelo alcança a órbita de Júpiter e, ao mesmo tempo, força

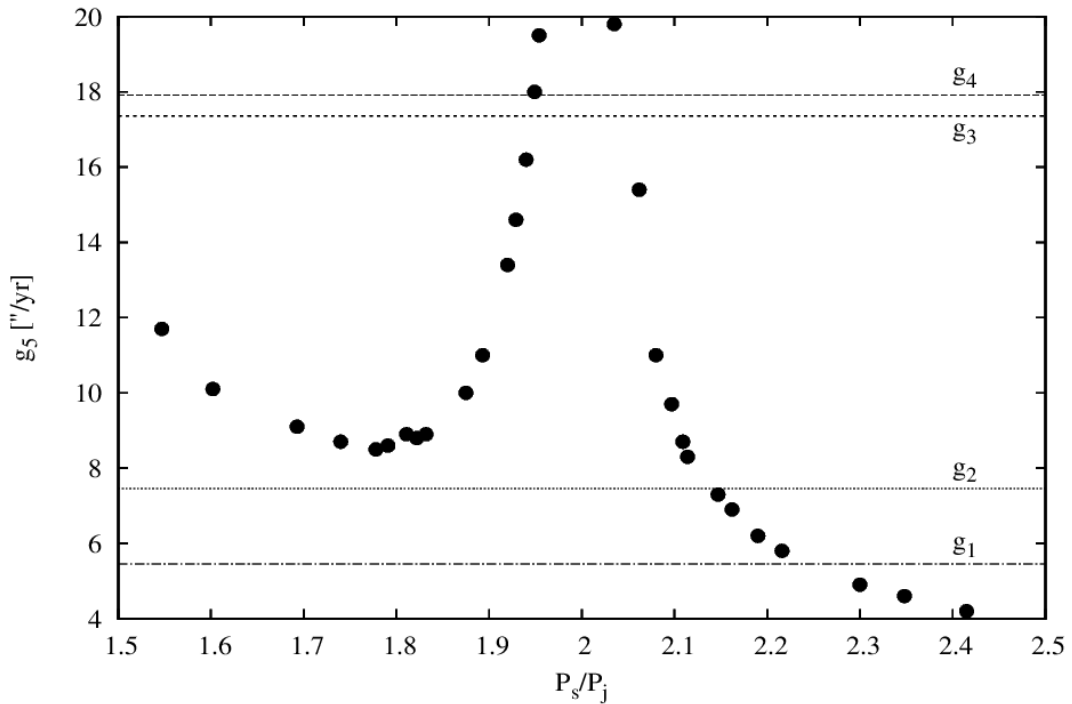
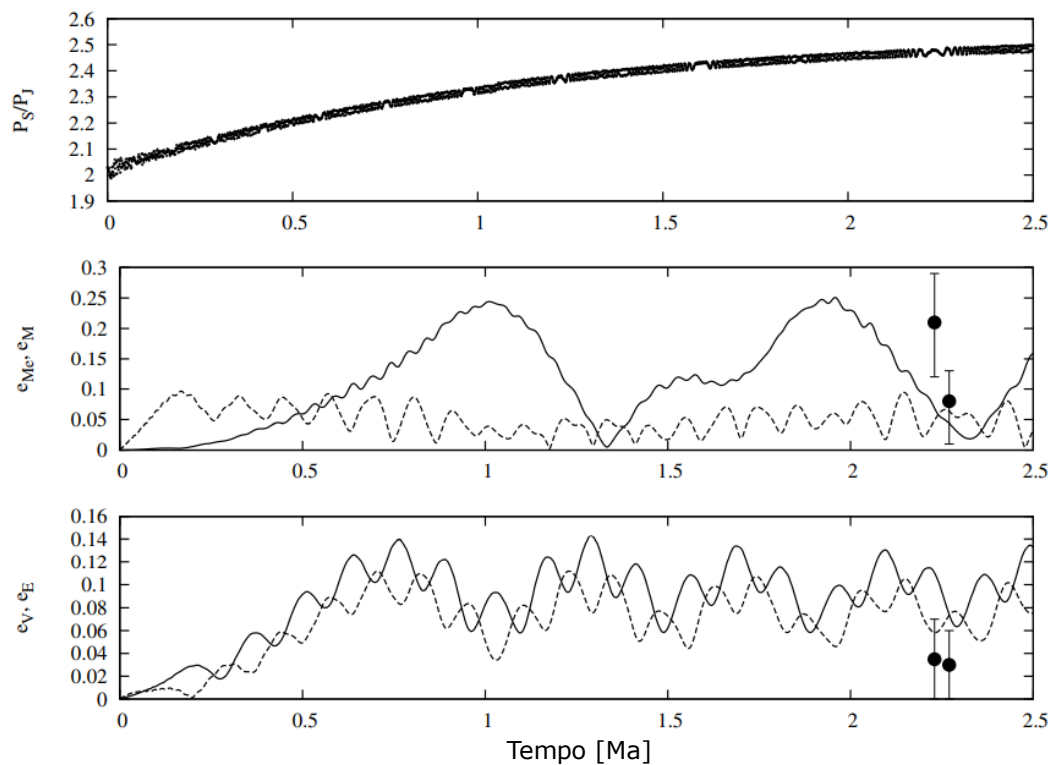
(a) Gráfico de g_5 como função da razão entre os períodos P_S/P_J (b) Evoluções de P_S/P_J e excentricidades dos terrestres

Figura 1.7: Quadro superior: gráfico de g_5 como função da razão entre os períodos P_S/P_J de Júpiter e Saturno. Os valores de g_5 foram obtidos por análise numérica de Fourier dos resultado de uma integração de 1 Ma do par Júpiter/Saturno. As linhas horizontais são os valores das frequências g_1 a g_4 . Quadro inferior: efeito da varredura da ressonância secular sobre os planetas terrestres com seus atuais valores de semieixo maior e inclinação, porém com excentricidades iguais a zero. Em cima, a evolução da razão P_S/P_J . No meio, as evoluções das excentricidades de Mercúrio (linha contínua) e Marte (linha tracejada). Em baixo, as evoluções excentricidades de Vênus (linha contínua) e Terra (linha tracejada). Os círculos pretos, tomados de [Laskar \(1988\)](#), são os valores atuais das excentricidades, em que as barras de erro são tomadas da simulação dos elementos orbitais 10 Ma. Fonte: Modificado pelo autor a partir de [Brasser et al. \(2009\)](#)

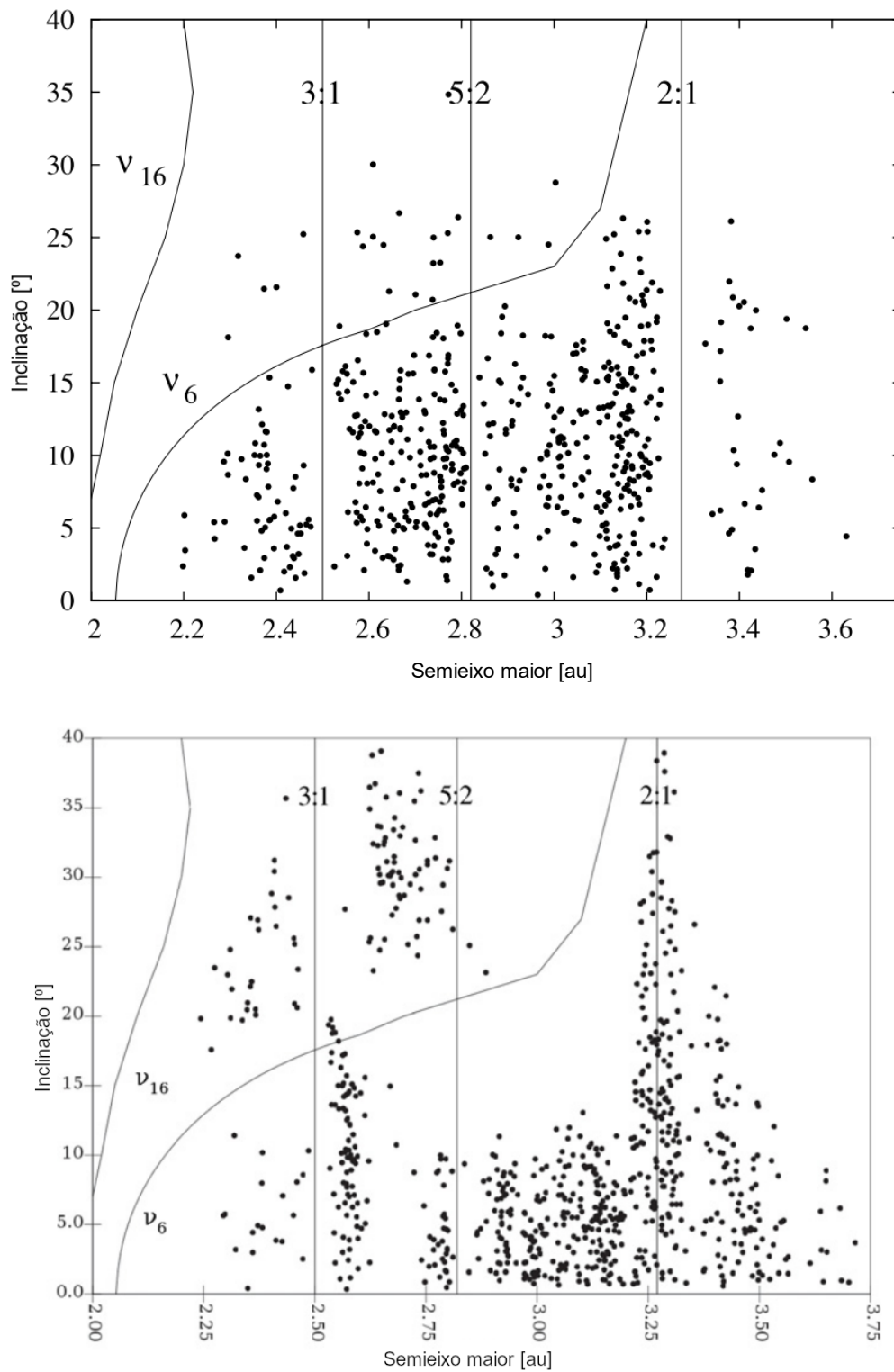
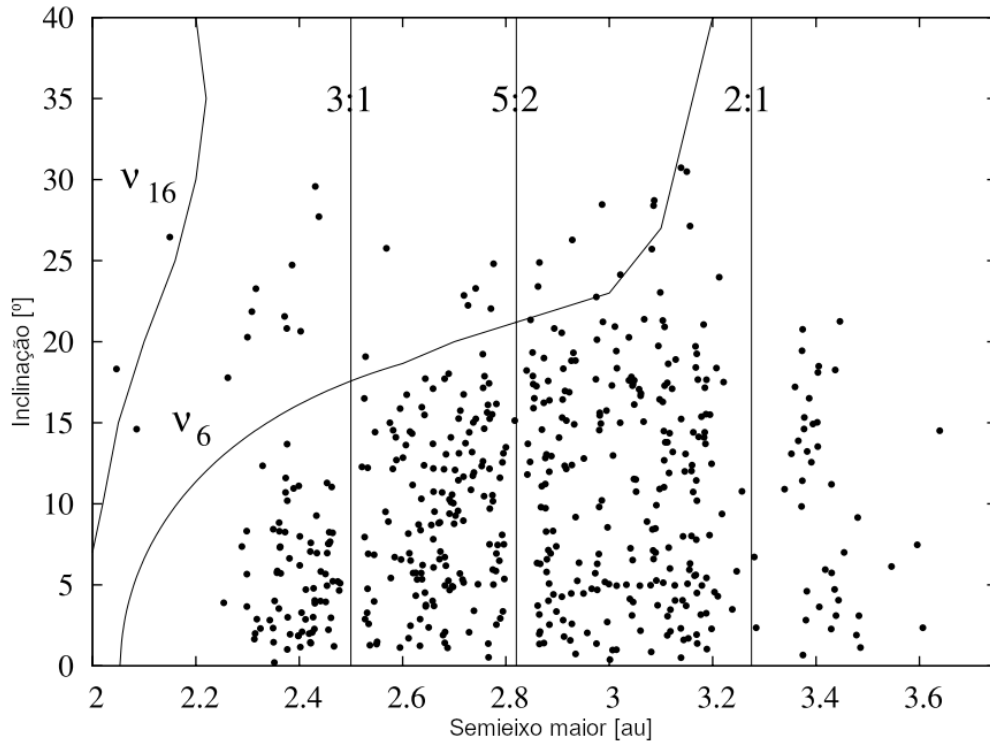
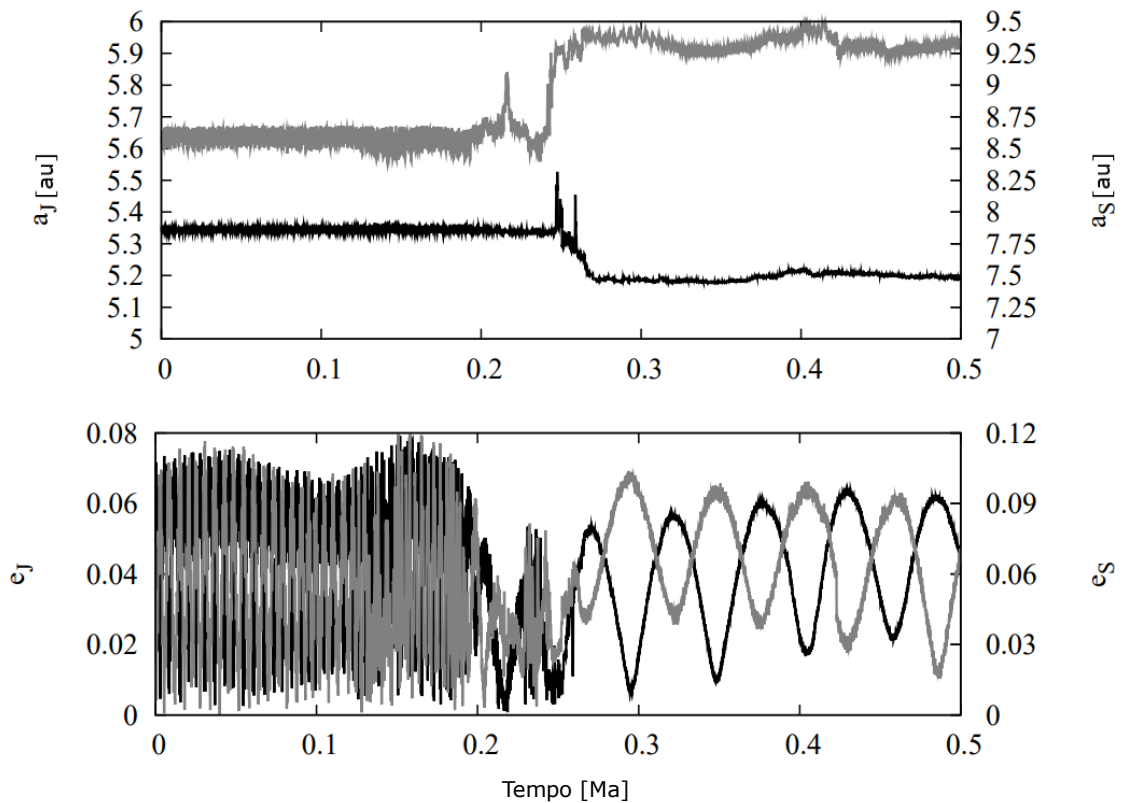


Figura 1.8: Quadro superior: distribuição atual das inclinações próprias dos asteroides do cinturão principal com diâmetros, $D \sim 50$ km. As linhas verticais são as MMRs 3:1, 5:2 e 2:1 entre os asteroides e Júpiter, ν_6 e ν_{16} são ressonâncias seculares. Quadro inferior: simulação realizada num cenário de migração suave entre Júpiter e Saturno quando estes cruzam a ressonância mútua 1:2 de modo suave. Fonte: Modificado pelo autor a partir de [Morbidelli *et al.* \(2010\)](#)

(a) Evolução das inclinações com o *jumping Jupiter*

(b) Evolução dos semieixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno

Figura 1.9: Quadro (a): simulação do salto de Júpiter, fazendo Júpiter e Saturno cruzarem a MMR 1:2 rapidamente. AS condições iniciais para as partículas são as mesmas que na migração suave. Quadro (b): painel superior, a evolução dos semieixos maiores de Júpiter (preto) e Saturno (cinza). No painel inferior, a evolução das excentricidades de Jupiter e Saturno. Em ambos painéis, na parte central, o momento do “salto de Júpiter”; Fonte: Modificado pelo autor a partir de [Morbidelli et al. \(2010\)](#).

Saturno a migrar para fora. Por outro lado, Júpiter e o gigante de gelo têm um encontro próximo fazendo com que o gigante de gelo seja ejetado para a parte externa do Sistema Solar, enquanto Júpiter dá um salto (*jumping-Jupiter*) para dentro do sistema e, desta forma, Júpiter e Saturno, cruzam a MMR 1:2 rapidamente. O que é de suma importância, neste novo cenário, é a possibilidade de descrever as estruturas que o modelo inicial explicava, como a captura dos satélites irregulares de Júpiter e o LHB, porém agora, também incluir a evolução dos terrestres e a estrutura orbital do cinturão de asteroides nas implicações do modelo. Esta variante foi um importante avanço no modelo de Nice, mas trouxe a reboque um problema: a perda de um dos gigantes.

1.2.4 *Jumping-Jupiter* e o quinto gigante

O cenário *jumping-Jupiter*, da forma como foi proposto anteriormente, traz um problema crônico em suas simulações: encontros entre o gigante de gelo e Júpiter, geralmente levam à ejeção do gigante do gelo. Para que esse gigante de gelo seja mantido no sistema, sua excentricidade deve ser amortecida pelo atrito dinâmico com o disco de planetesimais. A massa do disco, normalmente usada no modelo de Nice com o cenário *jumping-Jupiter*, em geral é insuficiente para esta retenção, fazendo com que este gigante de gelo escape do sistema cujas simulações começam com quatro planetas gigantes, ficando com apenas três ao final da instabilidade. A ejeção do gigante do gelo pode ser evitada se a massa do disco for maior, mas neste caso, a separação de Júpiter e Saturno geralmente cresce muito, fazendo-os migrar excessivamente, ou tornando suas excentricidades muito pequenas, impedindo os encontros próximos de ocorrerem.

Uma proposta de solução, dada por Nesvorný (2011) foi a de que o Sistema Solar começou com cinco planetas gigantes, sendo que o quinto planeta teria a massa de Netuno. O mecanismo de encontros próximos entre os gigantes é o mesmo descrito anteriormente, no modelo *jumping-Jupiter* original. Na Figura 1.10, acima, podemos ver o resultado de uma das simulações. Após o período de instabilidade e uma série de encontros próximos, o gigante de gelo é ejetado e, posteriormente, os quatro gigantes remanescentes, estabilizados pelo disco de planetesimais, migram suavemente até suas órbitas atuais. No processo de ejeção, a razão entre os períodos de Júpiter e Saturno, P_S/P_J , pula de $\sim 1,5$ para 2,4, passando rapidamente pela ressonância 1:2 (Figura 1.10, abaixo). Nesvorný verificou que as simulações iniciadas com cinco planetas gigantes tinham dez vezes mais chances de reproduzir as órbitas dos planetas externos. Posteriormente, Nesvorný e Morbidelli (2012) realizaram um estudo estatístico pormenorizado, com 10^4 simulações numéricas com centenas de condições iniciais, em sistemas com quatro, cinco e seis planetas gigantes. Os

autores corroboraram os resultados de Nesvorný (2011), sendo os melhores casos aqueles em que o planeta extra foi colocado em ressonância 3:2 ou 4:3 com Saturno e $M_{\text{disco}} = 20 M_{\oplus}$.

Os resultados no cenário *jumping-Jupiter* com cinco gigantes, mantêm concordância com os resultados positivos do modelo *jumping-Jupiter* original, com a vantagem de manter os quatro gigantes ao fim da instabilidade. Desde sua publicação, diversos trabalhos foram realizados neste cenário, (Brasil *et al.*, 2016, 2017; Brasser *et al.*, 2013; Chrenko *et al.*, 2015). É neste contexto que se insere esta tese, com a busca de novos vínculos e restrições que corroborem o modelo. Nosso projeto de pesquisa investiga dois problemas, em aberto, na compreensão da formação e evolução do Sistema Solar: as peculiaridades da órbita de Mercúrio, e a questão da origem da Lua. No próximo capítulo, apresentaremos cada um destes assuntos, destacando os problemas por eles levantados e as lacunas deixadas pelas teorias correntes.

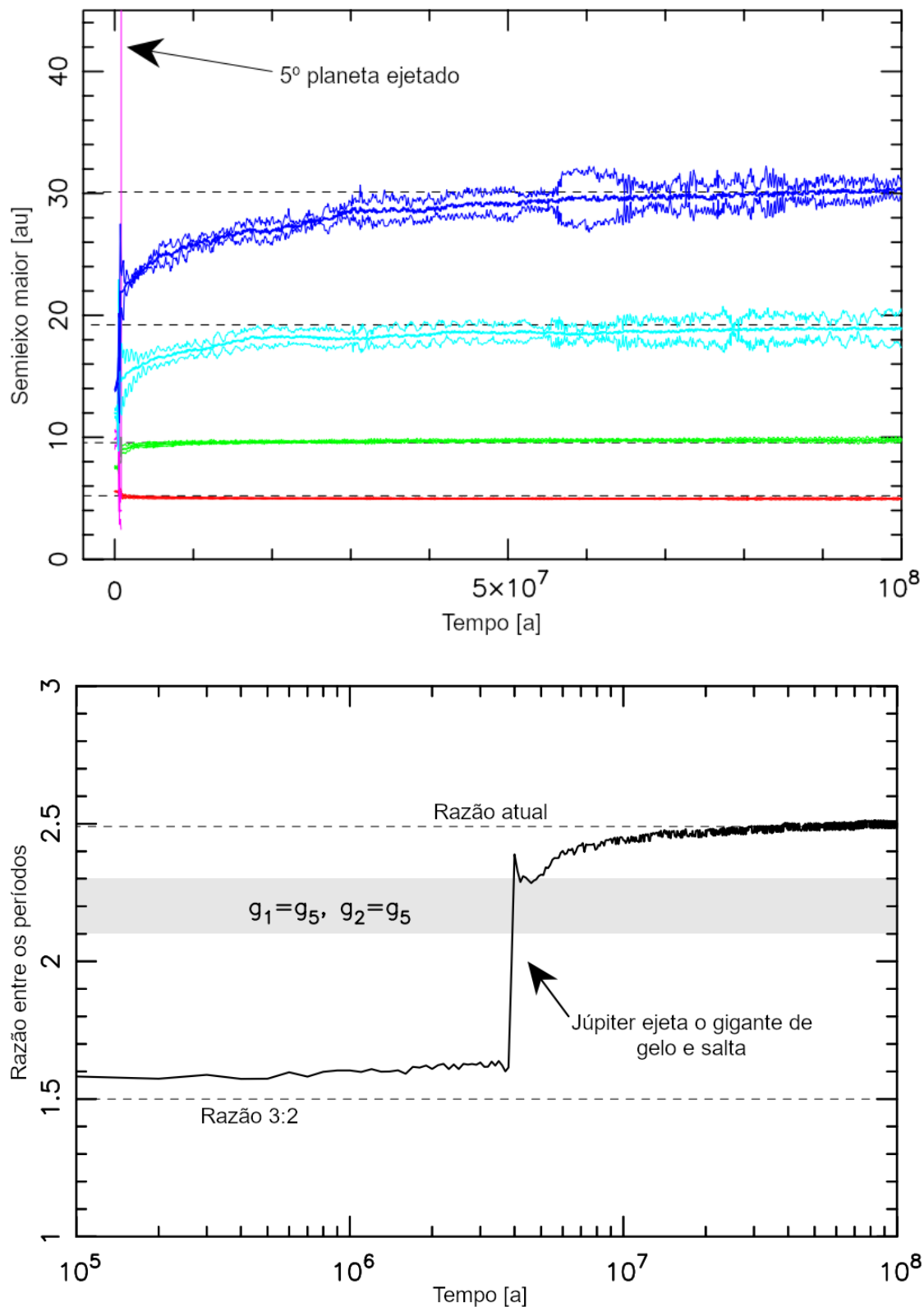


Figura 1.10: Quadro acima: simulação do salto de Júpiter, num sistema com cinco gigantes. Cada planeta é representado por três linhas da mesma cor, sendo q , a e Q o periélio, o semieixo maior e o afélio, respectivamente. O gigante de gelo (púrpura) é expulso durante a instabilidade em $8,2 \times 10^5$ a. As linhas tracejadas indicam os valores atuais dos semieixos maiores dos gigantes. No Quadro abaixo, vemos a evolução da razão entre os períodos de Júpiter e Saturno e a passagem rápida pela região 2,1–2,3 onde as ressonâncias $g_1 = g_5$ e $g_2 = g_5$ ocorrem. Fonte: Modificado pelo autor a partir de Nesvorný (2011)

Capítulo 2

Objetivos

2.1 A órbita de Mercúrio

O estudo das características da órbita de Mercúrio é uma peça importante do mosaico que representa a compreensão da origem e evolução do Sistema Solar. A órbita de Mercúrio tem características bem singulares, quando comparada à dos outros planetas do Sistema Solar. Tem uma alta excentricidade média, $e = 0,17$, e igualmente, uma alta inclinação média, $I = 7^\circ$, em relação ao plano invariável do sistema solar. Além disso, a longitude do periélio, ϖ , é muito afetada por efeitos relativísticos, onde $\delta\dot{\varpi} \sim 0,43'' \text{ a}^{-1}$. O planeta apresenta os termos de longo período mais caóticos do Sistema Solar, conforme simulado por [Laskar \(1994\)](#), e mostrado na [Figura 2.1](#), na qual vemos o resultado de integrações da excentricidade e inclinação dos planetas do Sistema Solar para um intervalo de 25 Ga (10 Ga para trás e 15 Ga para frente). Nesta figura, o comportamento de Mercúrio destaca-se sobremaneira, comparado aos outros corpos. As variações seculares, associadas à circulação das longitudes do periélio e do nodo ascendente, têm amplitudes típicas de $\Delta e \simeq \pm 0,08$ e $\Delta I \simeq \pm 3^\circ$, que não são suficientemente grandes para explicar os valores médios atuais, assumindo que os terrestres se formaram em órbitas quase coplanares e quase circulares. Portanto, estas variações seculares não são suficientes para explicar as características orbitais de Mercúrio.

Em uma outra proposta, [Ward *et al.* \(1976\)](#) sugeriram que os altos valores de e e I poderiam ser produzidos pela perturbação causada pelo formato oblato do Sol. O potencial gravitacional do Sol, escrito por meio dos harmônicos esféricos, tem no termo J_2 o valor mais importante pois este termo está relacionado ao achatamento polar. Um valor inicialmente alto do harmônico J_2 de segundo grau, causado por um Sol oblato em rotação rápida e uma subsequente diminuição da rotação, levaria o periélio e o nodo de Mercúrio à ressonâncias seculares com o periélio e o nodo de Vênus, respectivamente, que excitariam os modos próprios correspondentes da

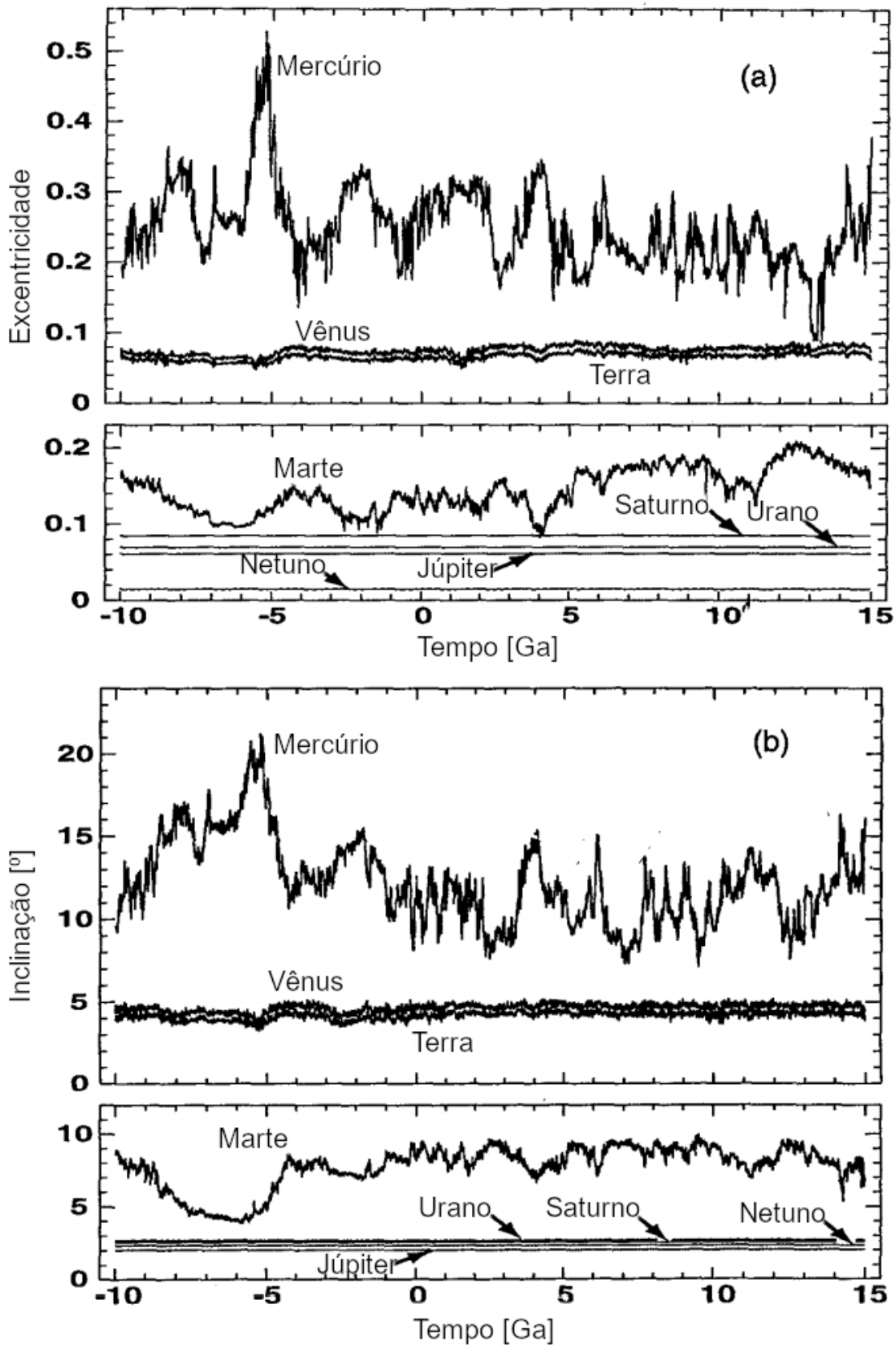


Figura 2.1: Integrações da excentricidade (acima) e inclinação (abaixo) dos planetas do Sistema Solar para em (10 Ga para trás e 15 Ga para frente). Marte é plotado junto com os gigantes, para manter a clareza da figura. Fonte: Modificado pelo autor a partir de [Laskar \(1994\)](#).

órbita de Mercúrio. No entanto, evidências observacionais recentes indicam que, quando os planetas terrestres estavam em seus estágios finais de formação, 30–200 Ma dependendo do modelo, a rotação do Sol seria apenas algumas vezes mais rápida que a rotação atual [Bouvier \(2013\)](#).

[Wisdom \(1980\)](#), já havia mostrado que em sistemas hamiltonianos, como na dinâmica planetária, a sobreposição de ressonâncias leva a instabilidades orbitais e, portanto, forte difusão caótica. De fato, Caos é quando um sistema determinístico exibe um comportamento aperiódico que depende sensivelmente das condições iniciais, impossibilitando assim a previsão a longo prazo ([Strogatz, 2014](#)). Então, em uma outra série de trabalhos, [Laskar \(1994, 2008\)](#), [Laskar e Gastineau \(2009\)](#) e [Boué et al. \(2012\)](#) mostraram que a evolução caótica da órbita de Mercúrio poderia levar a grandes valores de e e I . Entretanto, variações caóticas típicas não parecem capazes de fornecer a excitação necessária em e e I a partir de órbitas inicialmente circulares e coplanares. Em seus estudos, [Laskar e Gastineau \(2009\)](#) realizaram cerca de 2500 simulações e, em nenhuma delas, Mercúrio conseguiu atingir uma excentricidade menor que $\sim 0,05$ ao longo de 5 Ga de evolução. Portanto, mais uma vez, partindo de órbitas quase circulares e quase coplanares, não haveria conexão aparente entre órbitas caóticas e os valores atuais nesta escala de tempo. No entanto, esse mecanismo não pode ser totalmente abandonado porque não podemos descartar a possibilidade de que a órbita inicial de Mercúrio tenha alguma excentricidade.

Uma solução para o problema de Mercúrio deve ser capaz de reproduzir os valores dos elementos orbitais deste planeta, ao mesmo tempo que os dos outros planetas do Sistema Solar interno.

2.2 A origem da Lua

Um segundo e igualmente importante problema a ser desvendado na evolução do Sistema Solar é a formação da Lua. Se existe uma “receita” para a formação de um satélite natural ou se nossa Lua é um caso singular, ainda não sabemos. Os diversos sistemas de satélites têm particularidades que tornam impossível usar a mesma sequência de eventos para explicar suas origens. Mas é preciso compreender os mecanismos que propiciam o aparecimento de satélites para que o quadro final fique completo, e há vários mecanismos. Algumas destas propostas incluem a captura intacta, a captura disruptiva, a fissão e o impacto gigante ([Baldwin e Wilhelms, 1992](#); [Stevenson, 1987, 2014](#)). Todos estes processos podem explicar algum aspecto, na formação de uma lua, mas apresentam dificuldades intrínsecas. Na captura intacta, dois corpos formam um binário durante um encontro próximo. Entretanto, em "problema de dois corpos", isto é impossível. Se houver um terceiro corpo ou

uma forma eficiente de dissipação, a captura intacta pode ser possível. Na captura disruptiva, material é adicionado ao disco em volta do planeta, podendo a Lua surgir por acumulação. Este processo pode funcionar para pequenos corpos mas, para corpos maiores, temos problemas com o momento angular. Planetesimais fornecem pouco momento angular e, assim, as luas formadas por este processo poderiam espiralar e cair no planeta. A fissão é o processo no qual a aceleração, no equador do planeta, é maior que a autogravidade e, assim, material poderia sair ejetado do planeta formando uma lua. Mas aqui também temos problemas com o momento angular, pois no sistema Terra-Lua, o momento angular é menor, por um fator de dois, do que o necessário para validar esta hipótese. Por fim, no impacto gigante, uma colisão, em escala planetária, pode levar à formação de um disco de detritos, podendo dar início à formação de uma lua (Stevenson, 2014).

A teoria do grande impacto Este último mecanismo é, atualmente, o modelo mais amplamente aceito para explicar a formação da Lua. Em sua versão canônica, a Terra e nosso satélite são produtos de uma colisão entre um protoplaneta do tamanho de Marte e a prototerra (Hartmann e Davis, 1975). Além disso, os modelos que incluem impactos gigantes para a formação dos planetas terrestres têm se mostrado muito importantes (Agnor *et al.*, 1999; Canup, 2004b). Há dois grandes atrativos nesta teoria. O primeiro é fornecer uma maneira natural de explicar o Momento Angular atual do sistema Terra-Lua. O segundo é encontrar a razão para a Lua ser pobre em ferro, quando comparada à Terra. No início dos anos 2000, em dois importantes trabalhos, os autores encontraram interessantes restrições para o modelo do grande impacto (Canup, 2004a; Canup e Asphaug, 2001). Em especial, nas investigações de Canup (2004a), a autora identifica um conjunto de condições de impacto capazes de produzir satélites com tamanhos aproximados ao da Lua, com pouco ferro e um momento angular do sistema semelhante ao do sistema Terra-Lua.

O momento angular do sistema Terra-Lua Usando o método computacional SPH para modelar impactos para formação lunar, Canup (2004a) determinou vínculos dinâmicos entre as variáveis b , M_T , γ e v_{imp} , relevantes no processo. Estas variáveis estão relacionadas pelo momento angular fornecido pelo objeto *impactor*¹,

¹A palavra *impactor* não existe em português, bem como não há referências nos principais dicionários em inglês. Em português, o significado mais próximo é “impactante”, entretanto, sendo um adjetivo, não se aplica adequadamente ao contexto, a menos que seja usado como um nome composto. Como *impactor* tem surgido com frequência na literatura científica, e em particular nas publicações em Astronomia, optamos por usar a expressão *impactor* mantendo-a, entretanto, em itálico.

L_{imp} , pela equação

$$L_{\text{imp}} \approx 1,3L_{\oplus-M}b \left(\frac{M_{\text{T}}}{M_{\oplus}} \right)^{5/3} \left(\frac{\gamma}{0,1} \right) \left(\frac{v_{\text{imp}}}{v_{\text{esc}}} \right),$$

onde $L_{\oplus-M}$ é o momento angular do sistema Terra-Lua, (cujo valor atual é $0,12M_{\oplus}(GM_{\oplus}R)^{1/2}$, R o raio terrestre (Stevenson, 2014)), $b = \sin \xi$ é o parâmetro de impacto normalizado pelos raios do *impactor* e o alvo, ξ é o ângulo entre a superfície normal e a trajetória de impacto, M_{T} é a soma das massas do *impactor* e da prototerra, γ é fração da massa do *impactor* e v_{esc} e v_{imp} são as velocidades de escape da prototerra e do *impactor*, respectivamente. A autora buscou um conjunto de condições que produzissem resultados mais favoráveis, verificando que colisões oblíquas de baixas velocidades, ou seja, $v_{\text{imp}} \approx v_{\text{esc}}$, com $b > 0,5$ entre embriões planetários e $M_{\text{T}} \approx M_{\oplus}$, geram considerável quantidade de material em órbita ao redor do maior objeto. De fato, para uma orientação randômica do ângulo de impacto, o valor mais provável para o parâmetro de impacto é $b = 0,7$, sendo este o ideal para o impacto da formação da lua e 75 % de todas as colisões terão $b > 0,5$. Após a colisão, o material em órbita, equivalente a uma massa lunar, tem momento angular suficiente para orbitar além do limite de Roche. Nesta distância, a acreção ocorrerá, produzindo um satélite com a massa lunar atual, a uma distância entre 3–5 raios terrestres e deixando a Terra com um período de 4,6 h. Posteriormente, pela interação de maré, a Lua fica mais distante e o nosso planeta, com rotação mais lenta.

A assinatura isotópica Após as missões espaciais, foi possível a análise *in loco*, e em laboratório, de alguns dos representantes dos pequenos corpos e planetas dos Sistema Solar. Aliado ao que já se conhecia da composição dos meteoritos, passou a ser fundamental considerações mais aprofundadas da composição dos objetos e dos processos químicos relacionados à formação dos astros. Por outro lado, a simples comparação quantitativa da composição química, não fornece um entendimento completo dos acontecimentos que levaram a formação daquele corpo. No caso da comparação entre Terra e Lua, é necessário um padrão, pois não é suficiente a comparação direta dos elementos químicos encontrados em ambos. Por exemplo, a Terra e a Lua diferem substancialmente na quantidade de ferro metálico. Também não podemos usar as rochas crustais da Lua pois a crosta, nas partes altas, é um subproduto distinto de uma história inicial quente que permitiu que cristais ricos em minerais flutuassem perto da superfície (Stevenson, 2014). A análise da composição química direta, revela mais sobre os processos que ocorreram, quando os corpos se formaram, do que sobre o reservatório do material usado para produzi-los, tornando

fundamental a análise isotópica.

Um excelente cronômetro para a datação de núcleo planetário e formação da Lua é a relação háfnio-tungstênio (Hf-W). O decaimento do ^{182}Hf para ^{182}W tem uma meia vida de nove milhões de anos. Além disso, estes isótopos têm uma característica muito útil, para o estudo dos processos de formação da Terra e da Lua: o háfnio é litófilo e o tungstênio é siderófilo. Em sua fase de formação e diferenciação, a Terra apresentava isótopos de tungstênio e háfnio no manto. O tungstênio foi removido para o núcleo de ferro enquanto o háfnio permaneceu. Portanto, num corpo diferenciado, o manto apresenta uma alta razão Hf/W, quando comparado ao Sistema Solar como um todo. A razão Hf/W e os isótopos de tungstênio fornecem restrições para o tempo de formação dos núcleos e para estimativas do tempo da última grande colisão (Canup, 2004a). Quando comparado aos resultados de análises recentes em meteoritos condritos, o manto da Terra apresenta um excesso de ^{182}W , produzido pelo decaimento do ^{182}Hf , após a formação do núcleo, o que implica que a acreção e formação do núcleo terrestre ocorreu aproximadamente entre 10 e 30 milhões de anos. A Lua tem uma razão Hf/W semelhante, fornecendo uma estimativa para formação entre 25–30 milhões de anos. Portanto, em conjunto, ambas estimativas fornecem um intervalo de 10 a 50 milhões de anos para acreção planetária e o impacto gigante. Foi assumido por Canup (2004a) que, antes da simulação da colisão, os objetos estavam diferenciados em um núcleo de ferro e um manto de silicatos, tendo 30% de ferro por massa. O resultado mostra que o impacto também deve ser responsável pela pouca quantidade de ferro da Lua. O material em órbita é derivado, predominantemente, das partes externas do manto do *impactor* e o disco protolunar contém apenas uma porcentagem ínfima de ferro, oriundo do núcleo do *impactor*. Em um outro trabalho, Reufer *et al.* (2011) obtêm resultados semelhantes aos de Canup (2004a), em particular, restringindo a massa do *impactor* em $0,2 M_{\oplus}$, no melhor caso.

Valores similares da razão Hf/W entre a Terra e a Lua atuais, corroboram a teoria do grande impacto mas levantam uma questão: por que a Terra e a Lua têm assinaturas isotópicas idênticas? Medidas das razões isotópicas em outros elementos também têm mostrado semelhanças entre a Terra e Lua. Wiechert *et al.* (2001) determinaram as abundâncias de isótopos de oxigênio (^{16}O , ^{17}O e ^{18}O) em 31 amostras de material lunar das missões Apollo 11, 12, 15, 16 e 17. Todas as composições de isótopos de oxigênio são idênticas às terrestres. Em outro trabalho, Zhang *et al.* (2012) apresentaram medidas das razões entre isótopos de titânio, $^{50}\text{Ti}/^{47}\text{Ti}$, em amostras lunares, usando espectrometria de massa, e descobriram que a razão $^{50}\text{Ti}/^{47}\text{Ti}$ da Lua é idêntica à da Terra em cerca de quatro partes por milhão (Figura 2.2). Estes resultados só são consistentes com o modelo do grande impacto

se a prototerra e o *impactor* se formaram a partir de uma mistura idêntica de componentes. Para isto, estes corpos deveriam ter aproximadamente a mesma distância heliocêntrica.

A semelhança entre as assinaturas isotópicas é importante porque a análise destes isótopos nos revela informações acerca do reservatório de material. Como mencionado, devido à semelhança isotópica, o corpo *impactor* e a prototerra deveriam que ter ser formado aproximadamente a uma mesma distância heliocêntrica. Mas um corpo, com as dimensões de Marte, não pode ter se formado em uma região tão próxima da Terra. O perfil de densidade superficial de massa, dado pelos modelos de formação do disco protoplanetário do Sistema Solar (Volk e Gladman, 2015), e o modelo do *Grand Tack*, indicam que não haveria material suficiente nas proximidades da Terra para formar um planeta do tipo terrestre com as dimensões e massa de Marte, ao mesmo tempo em que nosso planeta estivesse em formação. Ou a Terra deveria ter uma massa menor, como no caso de duas meia Terras, por exemplo, ou um planeta, com as dimensões e órbita semelhantes à Marte e formado próximo deste, deveria, eventualmente, migrar para o interior do Sistema Solar, mas aí haveria o problema da semelhança isotópica a ser contornado.

2.3 Objetivos da tese

Conforme vimos, nas duas seções anteriores, no que diz respeito às peculiaridades da órbita de Mercúrio e aos eventos que levaram à formação lunar, um entendimento satisfatório ainda não foi alcançado. O objetivo desta tese é apresentar propostas para estes dois problemas no contexto do modelo de Nice, num cenário *jumping-Jupiter* com cinco gigantes e, desta forma, contribuir para melhorar as restrições e os vínculos no entendimento da formação e evolução do Sistema Solar. Na primeira parte, investigamos como a órbita de Mercúrio evolui num cenário da instabilidade do planetas gigantes. Os resultados e conclusões, publicados em Roig *et al.* (2016), vão ao encontro de outros trabalhos mostrando que o cenário *jumping-Jupiter* oferece uma melhor explicação para as características orbitais de Mercúrio. Na segunda parte, investigamos como este cenário de instabilidade também contribui para ampliar as chances de uma formação lunar a partir de grandes impactos. Os resultados, cuja publicação já está submetida, mostram que o cenário de instabilidade amplia as chances de colisão entre os planetas terrestres, comparado a um cenário sem instabilidade. Além disso, o impacto de duas meiaterras é mais favorável que o de uma Terra e um planeta tipo Marte, neste contexto.

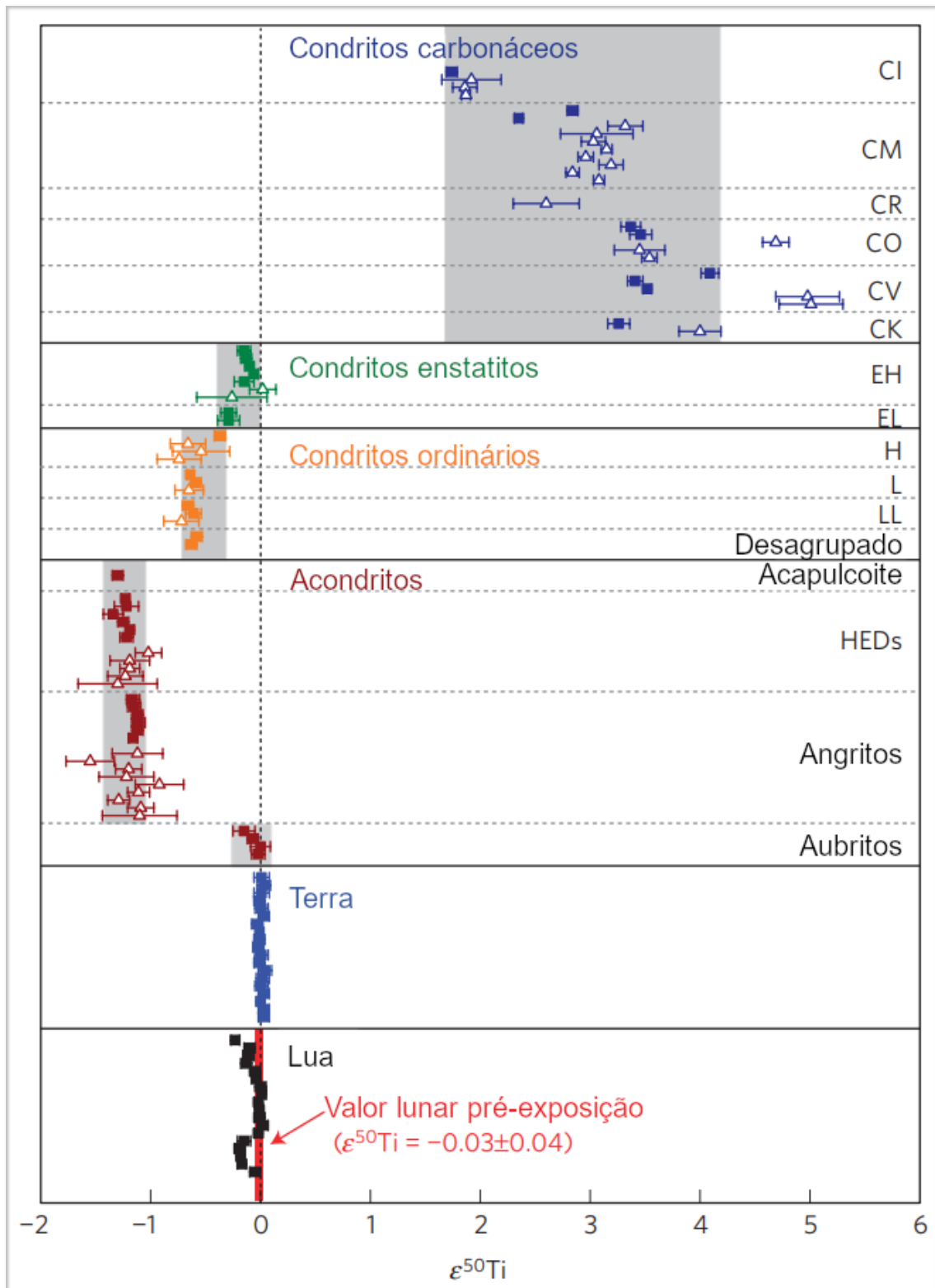


Figura 2.2: Relação entre $^{50}\text{Ti}/^{47}\text{Ti}$ de uma amostra lunar e rutile, onde $\epsilon^{50}\text{Ti} = [(^{50}\text{Ti}/^{47}\text{Ti})_{\text{sample}} / (^{50}\text{Ti}/^{47}\text{Ti})_{\text{rutile}} - 1] \times 10^4$. Fonte: Modificado pelo autor a partir de Zhang *et al.* (2012)

Capítulo 3

Métodos

Ambos os estudos, Órbita de Mercúrio e Formação da Lua, foram realizados no contexto do mesmo cenário, sendo os métodos usados nestas pesquisas semelhantes para as duas aplicações, à exceção dos parâmetros dos planetas terrestres. Realizamos uma série de simulações numéricas da evolução dos planetas do Sistema Solar durante a fase de instabilidade no cenário *jumping-Jupiter* usando resultados prévios de [Nesvorný e Morbidelli \(2012\)](#), em cujo trabalho os autores realizaram aproximadamente 10 mil integrações numéricas da instabilidade do Sistema Solar. No trabalho de [Nesvorný e Morbidelli \(2012\)](#), as integrações têm como início o momento em que os planetas gigantes já estavam totalmente formados e o gás nebular disperso, etapa esta em que se supõe que os planetas gigantes tivessem órbitas compactas em ressonâncias mútuas ([Pierens et al., 2014](#)). Um disco de planetesimais é colocado além do gigante de gelo mais externo e a evolução dinâmica dos planetas e planetesimais ocorre num tempo de integração de 100 Ma, usando o integrador de N-corpos SyMBA ([Duncan et al., 1998](#)). Com o decorrer da simulação, os resultados correspondentes a cada 1 a (um ano) são armazenados em um arquivo. É deste arquivo que lemos as evoluções dos gigantes, que servem, então, de “pano de fundo” para os dois estudos aqui apresentados.

Em nossas simulações, o sistema dos planetas externos é, inicialmente, constituído de Júpiter, Saturno e três gigantes de gelo. Os valores osculadores iniciais do semieixo maior, excentricidade e inclinação, ou seja, os valores dos elementos numa órbita kepleriana nesta posição, caso não houvesse a perturbação, são apresentados na Tabela 3.1, em que as inclinações são mensuradas a partir do plano invariável. Estes valores colocam Júpiter e Saturno numa ressonância 3:2.

A evolução temporal dos gigantes As evoluções dos gigantes são reproduzidas lendo-se, do arquivo de [Nesvorný e Morbidelli \(2012\)](#), as posições e velocidades armazenadas dos planetas, e interpolando-as para valores inferiores a um ano. A

Tabela 3.1: Elementos orbitais iniciais e massas dos planetas gigantes, Júpiter, Saturno e três gigantes de gelo (gg). Os valores das inclinações são tomados a partir do plano invariável. Fonte: Elaboração própria, 2019

Planeta	Massa [M_{Jup}]	a [au]	e	I [$^{\circ}$]
Júpiter	1,00000	5,469	0,003	0,05
Saturno	0,29943	7,457	0,011	0,02
gg 1	0,05307	10,108	0,017	0,11
gg 2	0,05307	16,080	0,006	0,07
gg 3	0,05411	22,172	0,002	0,05

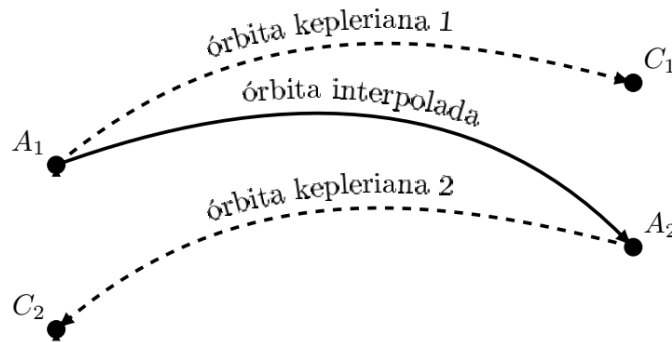


Figura 3.1: Diagrama esquemático do método usado para interpolar as posições dos gigantes em intervalos inferiores a um ano. A_1 e A_2 são as posições armazenadas num arquivo e C_1 e C_2 são as posições calculadas para um ano, considerando órbitas keplerianas ideais, para frente e para trás, respectivamente. Fonte: Elaboração própria, 2018

interpolação, que segue o método usado em [Nesvorný *et al.* \(2013\)](#), é feita em coordenadas cartesianas. Na figura 3.1 podemos resumir o esquema de interpolação. Primeiro, lemos a posição A_1 do planeta a partir do arquivo. Desta posição, calculamos a órbita kepleriana 1 para a frente, num intervalo de um ano, até a posição C_1 . Depois, é lemos a posição armazenada A_2 e calculamos a órbita kepleriana 2 para trás também num ano, até a posição C_2 . Por fim, obtemos a trajetória por uma média ponderada dessas duas trajetórias keplerianas em que mais ou menos peso é dado à trajetória para trás ou para frente, à medida que o tempo se aproxima do final do intervalo de um ano. Verificamos que esse método de interpolação produz erros insignificantes, quando comparados aos outros métodos de interpolação. Os casos particulares analisados aqui produzem interações com o gigante do gelo ejetado que faz com que os outros planetas gigantes experimentem alguns saltos radiais. O salto líquido de Júpiter para o interior do Sistema é de $\sim 0,3$ au, e a instabilidade ocorre em cerca de seis milhões de anos após o início das simulações.

Como o cenário da evolução dos gigantes é o mesmo, nos dois estudos, os procedimentos apresentados acima também o são. As diferenças estão nas condições iniciais dos terrestres e dos integradores usados.

Tabela 3.2: Elementos orbitais iniciais e massas dos planetas terrestres, Mercúrio, Vênus, Terra e Marte. Os valores das inclinações são tomados a partir do plano invariável. Fonte: Elaboração própria, 2019

Planeta	Massa [M_{Jup}]	a [au]	e	I [°]
Mercúrio	0,00017	0,387	0,001	0,01
Vênus	0,00256	0,723	0,001	0,01
Terra	0,00318	1,000	0,001	0,01
Marte	0,00034	1,524	0,001	0,01

3.1 Métodos aplicados ao caso da órbita de Mercúrio

Para o estudo do problema da órbita de Mercúrio, os planetas terrestres estão inicialmente localizados nas distâncias médias atuais do Sol e, assim como os gigantes, em órbitas quase circulares e coplanares. Embora esse possa não ter sido o caso real, porque as órbitas dos primeiros planetas terrestres podem ter sido um pouco excitadas, adotamos essa suposição porque queremos isolar os efeitos da evolução no cenário *jumping-Jupiter* dos efeitos relacionados a condições iniciais específicas. Os valores orbitais adotados para os terrestres são mostrados na Tabela 3.2. Os elementos orbitais restantes, a longitude do nodo Ω , a longitude do periélio ϖ e a longitude média λ , são escolhidos aleatoriamente entre 0° e 360° . Para cada caso de migração dos planetas gigantes, geramos 100 conjuntos diferentes de condições iniciais para os planetas terrestres com valores diferentes de Ω , ϖ e λ .

Para esta etapa do estudo, as simulações foram realizadas usando uma versão modificada do integrador simplético SWIFT_MVS (Levison e Duncan, 2013), que interpola as posições planetárias armazenadas dos planetas gigantes no tempo desejado, conforme esquema apresentado anteriormente, e propaga os planetas terrestres, levando em consideração suas perturbações mútuas e as perturbações dos planetas gigantes. Nesta abordagem, os planetas terrestres não perturbam os gigantes. Correções relativísticas da órbita de Mercúrio são introduzidas por um termo adicional de aceleração, usando o formalismo parametrizado pós-newtoniano (PPN, do inglês *parameterized post-Newtonian*), como em Quinn *et al.* (1991). O formalismo PPN expressa equações da gravidade de Einstein em termos de desvios de baixa ordem da lei da gravitação universal, nos quais os parâmetros dependem da teoria em questão. O termo de aceleração adicional é dado por

$$\frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} = \frac{GM_\odot}{r_i^3} \vec{r}_i \left(2(\beta_{\text{ppn}} + \gamma_{\text{ppn}}) \frac{GM_\odot}{c^2 r_i} - \gamma_{\text{ppn}} \frac{v_i^2}{c^2} \right) + (2 + 2\gamma_{\text{ppn}}) \frac{GM_\odot}{c^2 r_i^3} \vec{v}_i (\vec{r}_i \cdot \vec{v}_i)$$

onde G é a constante de gravitação universal, c é a velocidade da luz, M_\odot é a

massa solar, r e v são as posições e velocidades heliocêntricas dos planetas, e γ_{ppn} e β_{ppn} são os parâmetros pós-newtonianos em que, na Teoria da Relatividade Geral, $\gamma_{\text{ppn}} = \beta_{\text{ppn}} = 1$ (Misner *et al.*, 1973; Quinn *et al.*, 1991). O passo de integração é de 0,01 a, para um tempo total de 10 Ma para cada simulação. Em alguns casos de instabilidade, realizamos simulações por períodos muito mais longos, até 100 Ma, que não alteraram nossos principais resultados e conclusões.

3.2 Métodos aplicados ao caso da formação da Lua

Os estudos referentes à formação da Lua foram feitos executando-se 120 simulações para diferentes configurações do Sistema Solar num intervalo de tempo de 110 milhões de anos. Criamos três grupos com diferentes arranjos do sistema solar interno em dois cenários distintos: um com e outro sem a instabilidade dos gigantes no cenário *jumping-Jupiter*. O esquema das simulações é apresentado na Tabela 3.3.

Para um dado grupo, são fornecidas as mesmas condições iniciais, com e sem instabilidade. Em cada grupo, são criadas 20 condições iniciais do Sistema Solar, com cinco planetas terrestres e cinco planetas gigantes, integrados por um tempo de 110 milhões de anos divididos em duas fases.

Nas simulações com a instabilidade dos gigantes, nos primeiros 10 milhões de anos, os sistemas evoluem no cenário de *jumping-Jupiter*, e a instabilidade ocorre entre 5,71 e 5,74 Ma. Após essa fase, outros 100 milhões de anos sem a instabilidade dos gigantes são simulados para todos os grupos, com o objetivo de acompanhar a evolução dos planetas terrestres e detectar eventuais colisões e ejeções. Portanto, as condições iniciais da fase 2 são retiradas do final da fase 1.

Nas simulações dos grupos sem a instabilidade dos gigantes, as condições iniciais são as mesmas usadas nos grupos das simulações com instabilidade, mas a evolução ocorre sem a migração dos gigantes nas duas fases.

Os três grupos são:

- **halfearth**: Sistema Solar com duas meia-terras, no lugar da atual Terra. Cada meia-terra tem a metade da massa da Terra atual e os semieixos maiores, 0,95 au and 1,05 au, para halfearth 1 e halfearth 2, respectivamente. Os outros planetas terrestres tem massas e semieixos maiores iguais aos atuais (Tabela 3.4).
- **mars1.1**: Sistema Solar com um planeta Marte adicional com semieixo maior 1,1 au. Os outros planetas terrestres têm massas e semieixos maiores iguais aos atuais (Tabela 3.5).

Tabela 3.3: Tabela do esquema de simulação. Fonte: Elaboração própria, 2019

Grupos	n° simulações	fase 1 [10 Ma]	fase 2 [100 Ma]
halfearth	20	sem	
mars1.1	20	instabilidade	
mars1.2	20	dos gigantes	sem
halfearth	20	com	instabilidade
mars1.1	20	instabilidade	dos gigantes
mars1.2	20	dos gigantes	

Tabela 3.4: Condições iniciais para os planetas internos do grupo halfearth. Fonte: Elaboração própria, 2019

Planeta	Massa [M_{Jup}]	a [au]	e	I [$^\circ$]
Mercúrio	0,00017	0,387	0,001	0,01
Vênus	0,00256	0,723	0,001	0,01
Meia-terra 1	0,00159	0,950	0,001	0,01
Meia-terra 2	0,00159	1,050	0,001	0,01
Marte	0,00038	1,524	0,001	0,01

- **mars1.2:** Similar ao caso mars1.1, entretanto, o Marte extra tem semieixo maior 1,2 au (Tabela 3.6).

No estudo da formação da Lua utilizamos o integrador SyMBA, modificado para realizar as interpolações das posições e velocidades, como descrito anteriormente. Entretanto, diferentemente da investigação da órbita de Mercúrio, aqui estamos interessados em encontros próximos e colisões entre os terrestres, e o SyMBA é mais adequado para esta finalidade.

Tabela 3.5: Condições iniciais para os planetas internos do grupo mars1.1. Fonte: Elaboração própria, 2019

Planeta	Massa [M_{Jup}]	a [au]	e	I [$^\circ$]
Mercúrio	0,00017	0,387	0,001	0,01
Vênus	0,00256	0,723	0,001	0,01
Terra	0,00318	1,000	0,001	0,01
Marte extra	0,00034	1,100	0,001	0,01
Marte	0,00034	1,524	0,001	0,01

Tabela 3.6: Condições iniciais para os planetas internos do grupo mars1.2. Fonte: Elaboração própria, 2019

Planeta	Massa [M_{Jup}]	a [au]	e	I [$^{\circ}$]
Mercúrio	0,00017	0,387	0,001	0,01
Vênus	0,00256	0,723	0,001	0,01
Terra	0,00318	1,000	0,001	0,01
Marte extra	0,00034	1,200	0,001	0,01
Marte	0,00034	1,524	0,001	0,01

Capítulo 4

Resultados e análises para a órbita de Mercúrio

Como vimos na introdução, Mercúrio apresenta peculiaridades em sua órbita que ainda não haviam sido devidamente reproduzidas, principalmente quando se deseja manter concordância com os elementos orbitais dos demais planetas. Em nosso trabalho, as evoluções de instabilidade produzem órbitas finais dos planetas gigantes semelhantes às órbitas atuais. Em particular, os encontros planetários são capazes de excitar corretamente o modo próprio na excentricidade de Júpiter até seu valor presente. Todas as evoluções também satisfazem restrições semelhantes, definidas em [Nesvorný e Morbidelli \(2012\)](#), para os planetas exteriores. O salto de Júpiter, durante os encontros planetários, também cumpre as restrições impostas pelos planetas terrestres, uma vez que impede a forte interação com ressonâncias seculares que desestabilizariam o sistema dos planetas internos ([Brasser *et al.*, 2009](#); [Walsh e Morbidelli, 2011](#)).

A Figura 4.1 mostra os resultados de nossas simulações para um caso específico da instabilidade *jumping-Jupiter*, apresentando os valores de excentricidades e inclinações finais para os planetas terrestres, com correção relativística (cor azul), e sem correção relativística (cor vermelha). A excentricidade de Mercúrio alcançou valores médios finais de $\sim 0,2$, que são muito próximos do valor atual de 0,17. Outros casos de instabilidade produzem resultados semelhantes, mas o da Figura 4.1 proporciona melhores ajustes à órbita de Mercúrio mantendo os ajustes dos outros planetas terrestres.

Esta configuração, com melhores resultados, também foi testada com sucesso em estudos das várias populações de pequenos corpos, e estes estudos são importantes para o modelo, valendo a pena fazer um parêntese para citá-los aqui. [Nesvorný *et al.* \(2013\)](#) testaram a possibilidade de os troianos de Júpiter terem sido capturados durante a instabilidade dinâmica inicial entre os planetas externos. A captura

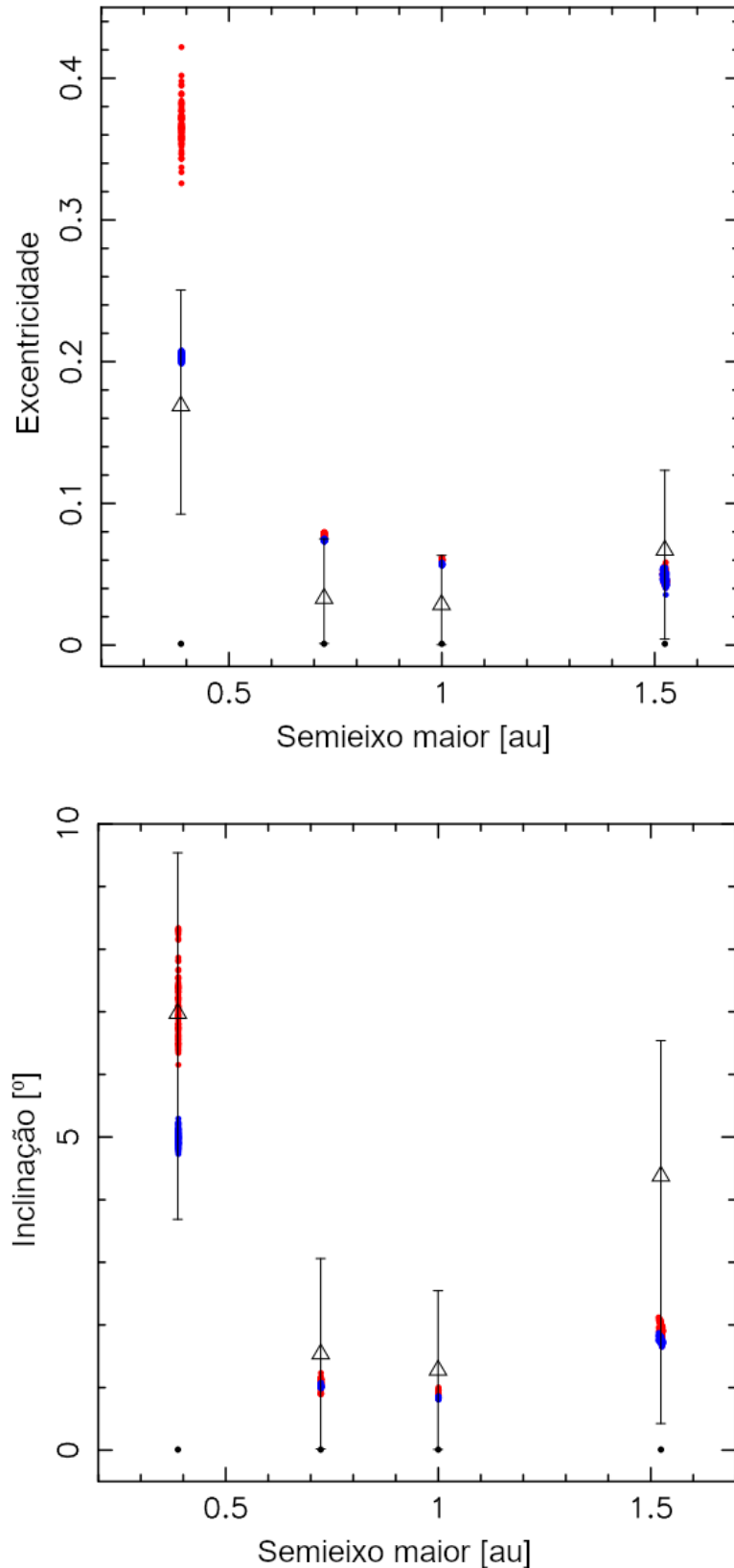


Figura 4.1: Órbitas finais dos planetas terrestres em um dos casos simulados. Os pontos vermelhos são os valores médios finais de 400 partículas fictícias, sendo 100 por planeta, na ausência de correção relativística sobre a órbita de Mercúrio. Os pontos azuis são partículas nas mesmas condições das anteriores, porém com correções relativísticas. Os valores dos elementos são a média dos últimos 1 Ma. As condições iniciais são representadas pelos pontos pretos, na parte inferior, $e \simeq 0$, $I \simeq 0$. Os triângulos abertos representam os valores médios atuais dos elementos orbitais e as barras de erro são as suas variações seculares dos últimos 5 Ma. Fonte: Modificada pelo autor a partir de [Roig *et al.* \(2016\)](#)

ocorre quando a órbita de Júpiter e, conseqüentemente, seus pontos de Lagrange, deslocam-se em uma região povoada por planetesimais. As simulações reproduzem a distribuição orbital dos troianos e sua massa total. Além disso, a massa do disco, obtida a partir do trabalho, $m_{\text{disco}} \sim 14\text{--}28 M_{\oplus}$, é consistente com a massa deduzida a partir de simulações dinâmicas recentes da instabilidade planetária. Em outro trabalho, Nesvorný *et al.* (2014) investigaram a possibilidade dos satélites irregulares terem sido capturados durante a fase de instabilidade, mostrando que a distribuição orbital dos corpos capturados fornece uma boa correspondência com a distribuição observada de satélites irregulares em Júpiter. Deienno *et al.* (2014) estudaram a permanência dos satélites galileanos, sob o efeito dos encontros planetários. Os autores encontraram um caso, cujo número de encontros próximos era relativamente pequeno, onde as órbitas dos satélites galileanos não foram significativamente afetadas. Em 2015, Nesvorný (Nesvorný, 2015) investigou uma particularidade do Cinturão de Kuiper, o chamado “*Kernel*” (*Kuiper Belt kernel*), uma concentração de órbitas com semieixos maiores $a \simeq 44$ au, excentricidades $e \sim 0,05$ e inclinações $I < 5^\circ$. O autor mostrou que o *Kernel* do Cinturão de Kuiper pode ser explicado se a migração suave de Netuno foi interrompida por uma mudança descontínua do semieixo maior de Netuno, quando o planeta alcançou 28 au, oferecendo uma boa correspondência com as propriedades orbitais do *Kernel*. E Roig e Nesvorný (2015), investigaram a evolução de um cinturão primordial de asteroides, obtendo como resultado a indicação de que nem os Hildas primordiais, nem os Troianos, sobrevivem à instabilidade. Isto corrobora a ideia de que essas populações devem ter sido implantadas a partir de outras fontes.

Um dos resultados interessantes do nosso trabalho é que, em todos os casos de instabilidade considerados, a excentricidade e a inclinação de Mercúrio sempre ficam menos excitadas quando os efeitos relativísticos são levados em consideração, quando comparados aos casos em que esses efeitos são ignorados. Isso acontece porque os efeitos relativísticos aceleram a frequência de precessão g_1 do periélio de Mercúrio. Valores mais rápidos de g_1 fazem com que as ressonâncias com a frequência do periélio de Júpiter, g_5 , tornem-se menos intensas, reduzindo suas larguras efetivas, e isso leva a excentricidades finais menos excitadas. A princípio, as correções relativísticas não introduzem qualquer desvio direto na frequência de regressão s_1 do nodo de Mercúrio, mas produzem um efeito indireto que também leva a inclinações menos excitadas.

A excitação da excentricidade de Mercúrio é impulsionada pela rápida varredura da ressonância secular linear $g_1 - g_5$, em concordância com estudos anteriores, como em Brassier *et al.* (2009). Isto é ilustrado na Figura 4.2 para uma das simulações com correções relativísticas mostradas na Figura 4.1. O aumento da excentricidade de

Mercúrio é acompanhado pela libração do ângulo $\varpi_1 - \varpi_5$ durante um curto período de tempo. O valor de g_5 mostra variações significativas antes da instabilidade (Figura 4.2 (c)), mas após o salto de Júpiter (Figura 4.2 (d)), estabiliza e aproxima do valor de g_1 , levando o sistema a uma captura de ressonância temporária. Lembramos que a captura permanente não ocorre nesse contexto porque o limiar adiabático está quebrado como consequência da evolução descontínua dos planetas gigantes.

A Figura 4.3 (a) mostra a evolução da inclinação de Mercúrio na mesma simulação da Figura 4.2, juntamente com a evolução dos ângulos $\Omega_1 - \Omega_7$ e $\Omega_1 - \Omega_2$, onde o índice 2 refere-se a Vênus e 7 a Urano (Figuras 4.3 (b) e (c)). Descobrimos que a inclinação sofre dois processos diferentes de excitação, ambos relacionados à ressonâncias seculares envolvendo a frequência da longitude do nodo de Mercúrio, s_1 . O primeiro está relacionado a uma captura temporária na ressonância secular $s_1 - s_2$ com o nodo de Vênus antes da instabilidade. O ângulo ressonante correspondente, $\Omega_1 - \Omega_2$, libra em torno de 0° e a inclinação é levemente excitada em $\sim 2^\circ$. O principal evento de excitação ocorre imediatamente após a instabilidade e está relacionado a uma captura temporária na ressonância secular $s_1 - s_7$ com o nodo de Urano. O ângulo ressonante correspondente, $\Omega_1 - \Omega_7$, libra em torno de 180° e a inclinação é fortemente excitada até $\sim 9^\circ$, muito semelhante ao valor atual de 7° . A evolução das frequências seculares s_1 e s_7 é mostrada na Figura 4.3 (d), juntamente com a evolução do semieixo maior de Urano (Figura 4.3 (e)). Podemos ver que o salto de Urano de ~ 11 para ~ 17 au aproxima o valor de s_7 para o de s_1 , mais uma vez, levando o sistema a uma captura de ressonância temporária. É possível que a excitação da inclinação de Mercúrio realmente surja do efeito indireto do modo s_7 na órbita de Vênus, que tem um importante acoplamento secular com Mercúrio (Batygin *et al.*, 2015), ou Júpiter, ao invés do efeito direto de o modo s_7 na órbita de Mercúrio. Não podemos confirmar isto porque o movimento durante, e imediatamente após, a instabilidade, é extremamente irregular, e uma análise de Fourier da série temporal é inútil para avaliar o papel dos diferentes modos de oscilação. Vale ressaltar, entretanto, que durante esse último evento de excitação, o sistema permanece capturado na ressonância $s_1 - s_2$, levando a um acoplamento nodal entre Mercúrio, Vênus e Urano.

Os modelos de instabilidade analisados aqui também fornecem bons ajustes para os outros planetas terrestres. As excentricidades e inclinações de Vênus, Terra e Marte são muito bem reproduzidas. Os valores médios finais sempre estão dentro do intervalo de variações seculares. Em alguns modelos, a excentricidade de Vênus e da Terra é um pouco mais excitada do que o necessário, mas nunca acima dos máximos seculares correspondentes. A inclinação média de Marte é geralmente subestimada em cerca de 2° a 3° , mas nunca abaixo do mínimo secular correspondente.

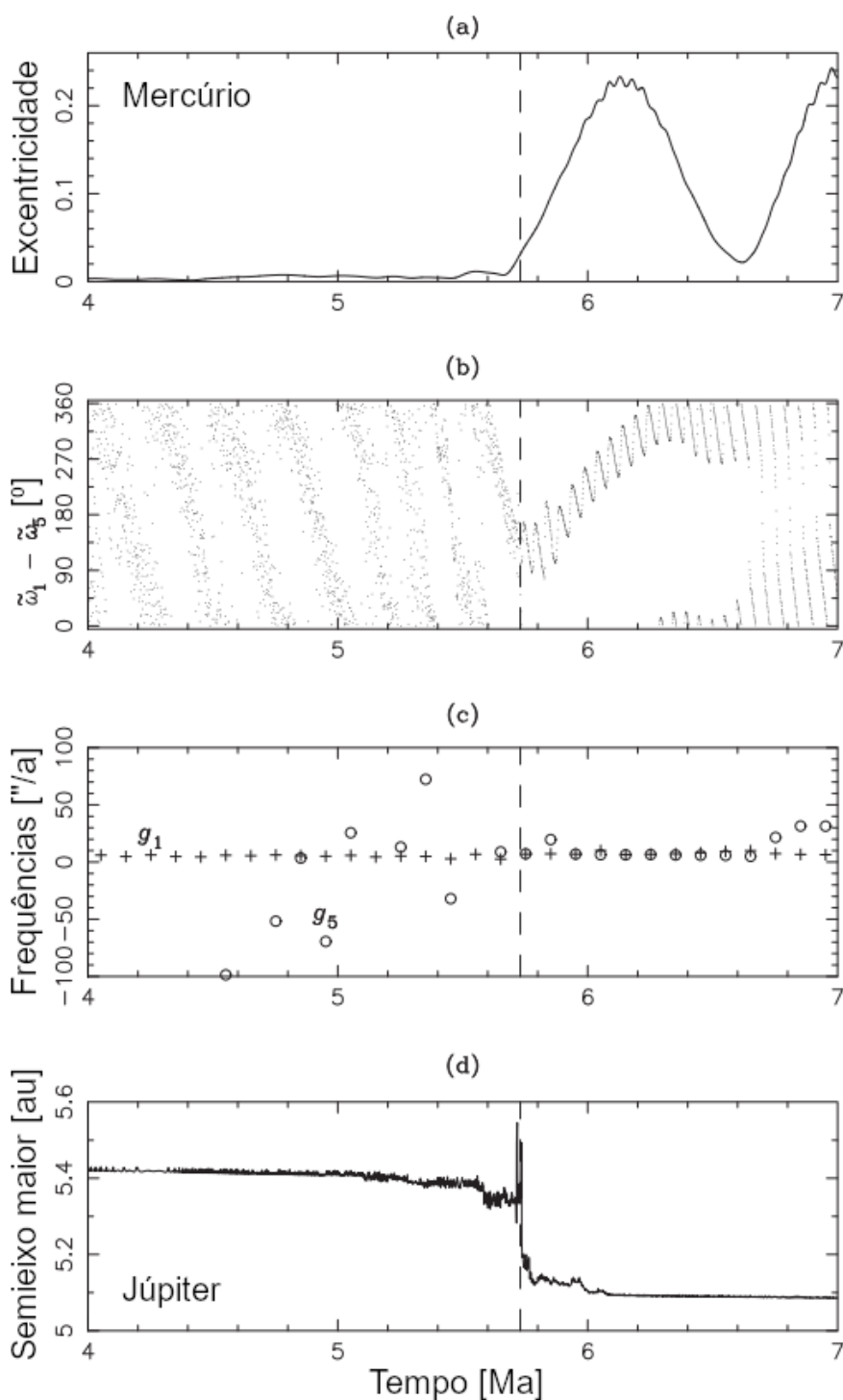


Figura 4.2: Variação no tempo de: (a) excentricidade de Mercúrio; (b) o ângulo secular $\varpi_1 - \varpi_5$; (c) as frequências seculares do periélio de Mercúrio (cruzes) e Júpiter (círculos); e (d) o semieixo maior de Júpiter. A instabilidade *jumping-Jupiter* ocorre entre 5,71 Ma e 5,74 Ma (linha tracejada vertical). A excitação da excentricidade de Mercúrio até $\sim 0,2$ está relacionada a uma captura temporária na ressonância secular linear $g_1 - g_5$ entre o periélio de Mercúrio e Júpiter. No painel (c), as frequências seculares foram computadas numericamente a partir da série temporal ϖ correspondente, em janelas de 0,1 Ma de largura. Fonte: Modificado pelo autor a partir [Roig et al. \(2016\)](#)

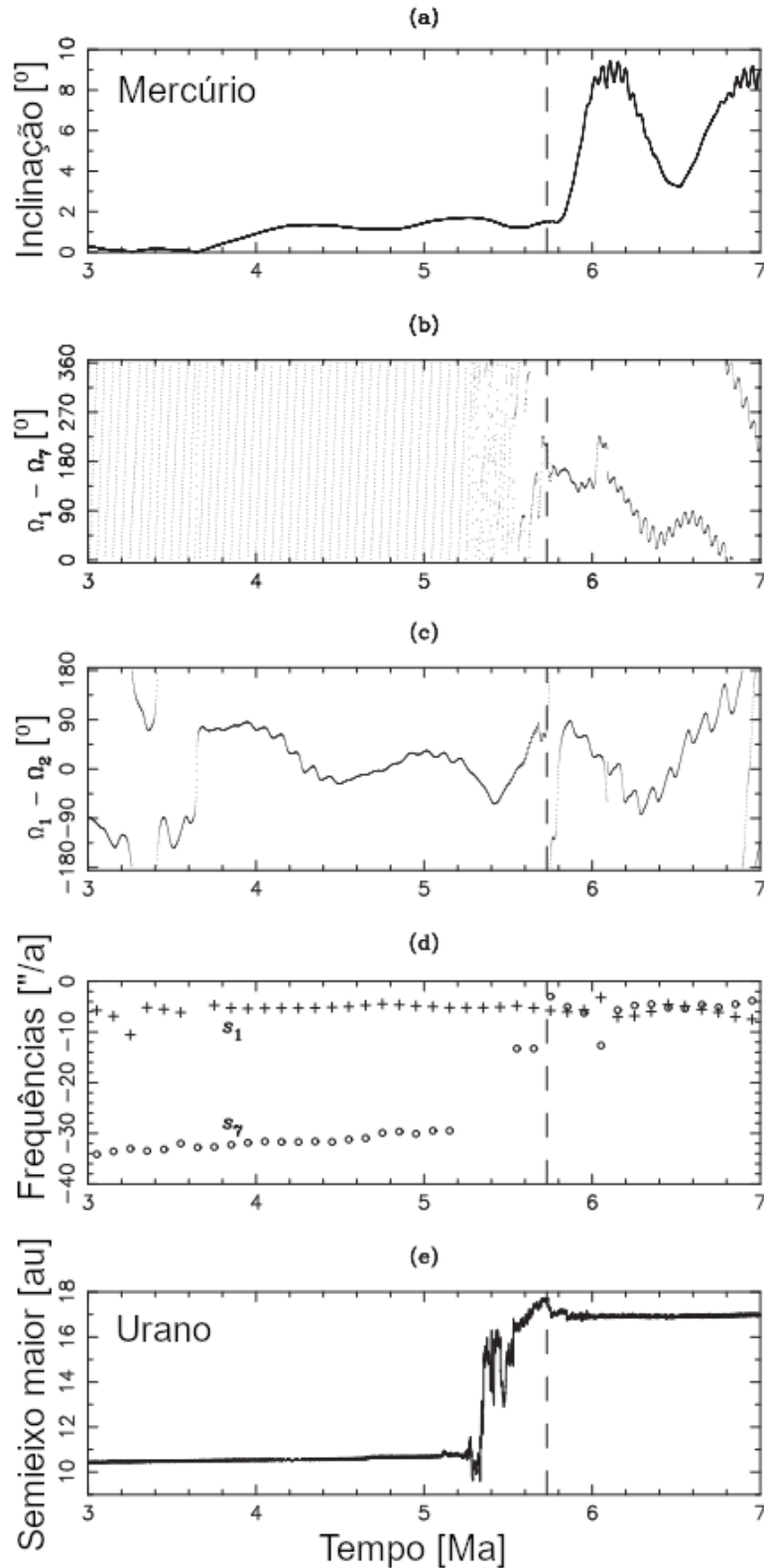


Figura 4.3: Variação no tempo de: (a) inclinação de Mercúrio; (b) o ângulo secular $\Omega_1 - \Omega_7$; (c) o ângulo secular $\Omega_1 - \Omega_2$; (d) as frequências seculares dos nós de Mercúrio (cruzes) e Urano (círculos); e (e) o semieixo maior de Urano. A instabilidade *jumping-Jupiter* é indicada pela linha tracejada vertical. A excitação da inclinação de Mercúrio até $\sim 9^\circ$ e está relacionada a uma captura temporária na ressonância secular linear $s_1 - s_7$ entre os nós de Mercúrio e Urano. Antes da instabilidade, uma ligeira excitação de até $\sim 2^\circ$ está relacionada a uma ressonância secular com o nodo de Vênus. No painel (d), as frequências seculares foram computadas numericamente a partir da série temporal Ω correspondente, em janelas de 0,1 Ma de largura. Fonte: Modificado pelo autor a partir de Roig *et al.* (2016)

Também testamos as configurações finais usando a análise de Fourier para verificar se a arquitetura secular dos planetas foi reproduzida corretamente. Isso foi realizado através de uma breve integração numérica do estado final dos planetas, sem migração. Descobrimos que todas as frequências seculares próprias são reproduzidas corretamente. Os modos próprios e_{11} e I_{11} são as principais contribuições para a excentricidade e a inclinação de Mercúrio, respectivamente, como no atual sistema solar. Os outros planetas exibem o mesmo comportamento, como esperado, embora alguns modos próprios tenham amplitudes ligeiramente diferentes que diferem das atuais em menos de 30% na maioria dos casos e até um fator de dois no pior caso.

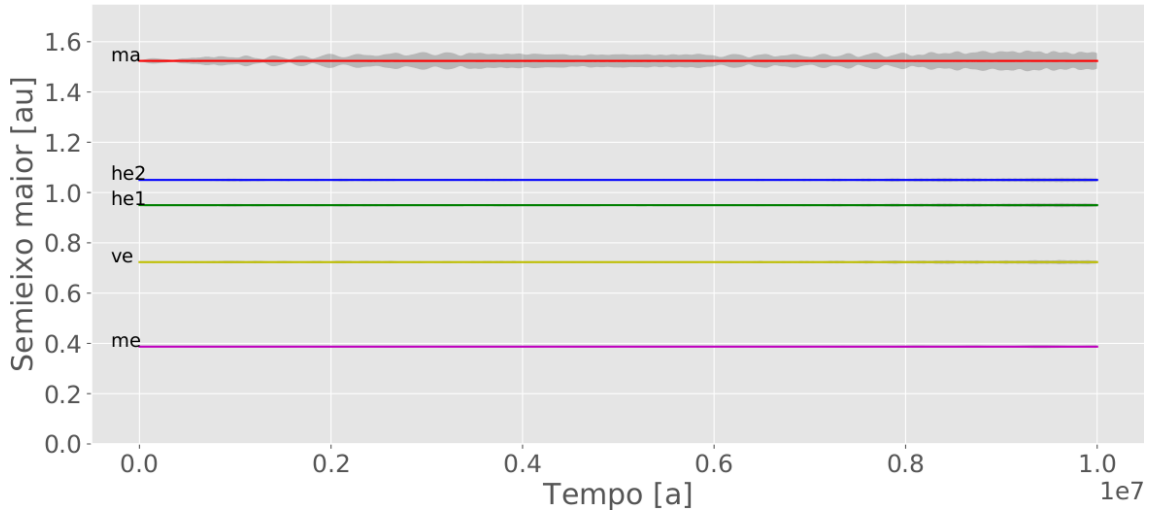
Capítulo 5

Resultados e análises para a formação da Lua

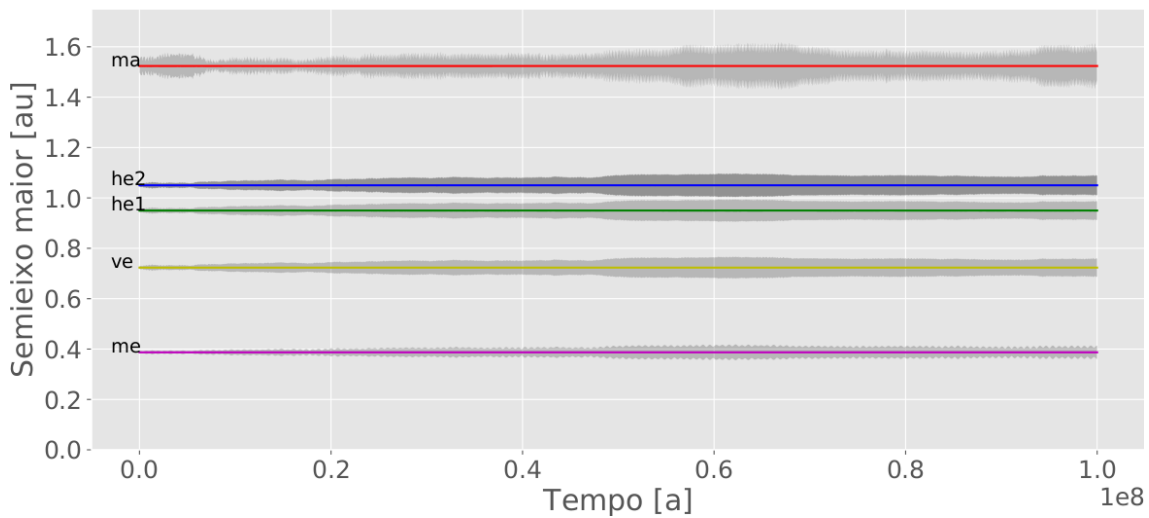
Como vimos nas seções anteriores, o modelo do grande impacto, para a formação da Lua, ainda tem questões em aberto. Simular o cenário de instabilidade provocada pela migração dos gigantes, introduzindo um par de protoplanetas cuja colisão pode levar à formação do sistema Terra-Lua, tem potencial para trazer importantes contribuições na compreensão da dinâmica da Terra e nosso satélite, reforçando, inclusive, a própria teoria. Nossos resultados vão ao encontro dessa expectativa uma vez que mostram a importância da instabilidade dos gigantes para aumentar as chances de colisão, inclusive entre meias-terras.

Nas 60 simulações, sem instabilidade, não houve colisões ou ejeções de qualquer tipo. Em 110 milhões de anos para todos os casos, o comportamento é semelhante à simulação `halfearth_00001` mostrada na Figura 5.1 para a primeira e a segunda fase, respectivamente. A não ocorrência de colisões nesses grupos indica a importância do período de instabilidade para os encontros próximos que moldarão o Sistema Solar no futuro. Comparando os resultados com todas as colisões e ejeções somadas, em cenários com e sem instabilidade, vemos que a migração planetária favorece as colisões. Todas as colisões e ejeções só ocorreram nas simulações no cenário de migração e instabilidade dos gigantes (Tabela 5.1).

Grupo `halfearth` A tabela 5.2 apresenta os resultados das 20 simulações para o grupo `halfearth`, separando a primeira da segunda fase. Houve 10 colisões entre as meias-terras, com seis casos de sucesso. A fase 1 foi marcada pelo início da instabilidade dos planetas gigantes em torno de 5 Ma, repercutindo na evolução do semieixo maior dos terrestres, como mostra a Figura 5.2, que apresenta a evolução da simulação `halfearth_00003` nos primeiros 10 milhões de anos. A partir do início da instabilidade, os periélios e afélios das duas meias-terras começam a se cruzar pro-



(a) Fase 1: 10 milhões de anos.



(b) Fase 2: 100 milhões de anos.

Figura 5.1: Evolução das fases 1 e 2 da simulação `halfearth_00001` do grupo `halfearth`, sem a instabilidade dos gigantes. Na figura são plotadas o semieixo maior dos planetas internos, com cores e siglas diferentes, Mercúrio (magenta - me), Vênus (amarelo - ve), `halfearth 1` (verde - he1), `halfearth 2` (azul - he2) e Marte (vermelho - ma). Este esquema de cores e siglas será usado nas outras imagens do tipo. As regiões cinzas são a área entre o periélio e o afélio do planeta. Em (a) são simulados os primeiros 10 milhões de anos, fase 1, sem a instabilidade dos gigantes. Em (b) são simulados 100 milhões de anos, fase 2, também sem a instabilidade. As condições iniciais da fase 2 são tomadas do final da fase 1. Fonte: elaboração própria, 2019

Tabela 5.1: Resumo dos resultados finais das colisões e ejeções nos cenários com e sem a instabilidade dos gigantes. A coluna “Meia-terra” refere-se a soma das colisões entre as meias-terras em cada simulação. O mesmo para a coluna “Marte-Terra”, que computa as colisões entre o Marte extra e a prototerra. A coluna “Outras colisões” contabiliza as colisões totais, excetuando as duas anteriores. “Todas colisões” e “Todas ejeções”, soma o total de colisões e ejeções, respectivamente. E “Casos de sucesso” é a soma de todas as colisões entre meiaterras ou Marte-Terra que deram origem a um só corpo, porém mantendo o restante do sistema interno estável e com os valores do semieixo maior próximo aos valores atuais. Fonte: elaboração própria, 2019

Simulação	Meia-terra	Marte-Terra	Outras colisões	Todas colisões	Todas ejeções	Casos de sucesso
halfearth sem instabilidade	0	0	0	0	0	0
halfearth com instabilidade	10	1	12	23	0	6
mars1.1 sem instabilidade	0	0	0	0	0	0
mars1.1 com instabilidade	0	1	4	5	2	1
mars1.2 sem instabilidade	0	0	0	0	0	0
mars1.2 com instabilidade	0	4	20	24	9	2

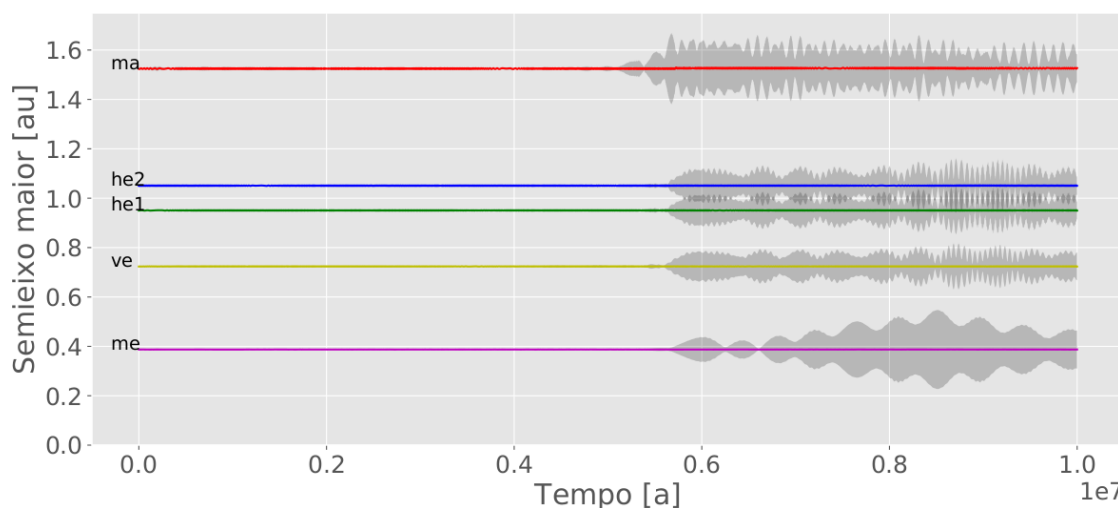


Figura 5.2: Simulação halfearth_00003 com instabilidade na fase 1. O esquema de cores e siglas é o mesmo da Figura 5.1. A instabilidade dos planetas gigantes começa em torno de 5 Ma, afetando evolução do semieixo maior dos terrestres. Fonte: elaboração própria, 2019

piciando encontros próximos. Na fase 2, houve um encontro próximo e subsequente colisão e fusão das duas meias-terras (Figura 5.3). Podemos observar no detalhe da Figura 5.3 o cruzamento das órbitas das meias-terras em diversos momentos até o impacto. Após a colisão, o planeta resultante ficou com a massa e semieixo maior igual ao da Terra atual. Como o semieixo maior dos outros terrestres permaneceu próximo dos valores atuais, a simulação halfearth_00003 foi considerada um caso de sucesso. Os outros cinco casos de sucesso, simulações 6, 9, 12, 13 e 16 têm desenvolvimentos semelhantes, embora as fusões entre as meias-terras tenham ocorrido em momentos diferentes.

As excentricidades e inclinações finais do grupo halfearth são mostradas nas Figuras 5.4 e 5.5. Esses valores, marcados com um “X”, foram obtidos pela média dos últimos 1 milhão de anos na fase 2, com cada planeta tendo uma cor diferente

Tabela 5.2: Resultados para a simulação halfearth dentro do cenário da instabilidade *jumping-Jupiter*. A coluna “ N^o ” indica o número da simulação. “Colisões totais” é a soma das colisões incluindo as colisões entre meias-terras. “Colisões meia-terra” são exclusivamente as colisões entre meias-terras. “Ejeções” apresenta as ejeções que ocorrem em cada simulação. “Casos de sucesso” são aquelas simulações em que as colisões são exclusivamente entre meias-terras, não ocorrem outras colisões ou ejeções e o restante dos planetas internos mantém os semieixos maiores estáveis e próximos aos atuais. Todas as colunas aparecem divididas entre as fase 1 (10 Ma) e fase (100 Ma). Fonte: elaboração própria, 2019

N^o	Colisões totais		Colisões meia-terra		Ejeções		Casos de sucesso
	Fase 1	Fase 2	Fase 1	Fase 2	Fase 1	Fase 2	
1	-	-	-	-	-	-	-
2	-	2	-	1	-	-	-
3	-	1	-	1	-	-	X
4	-	2	-	1	-	-	-
5	-	2	-	1	-	-	-
6	-	1	-	1	-	-	X
7	-	-	-	-	-	-	-
8	-	1	-	-	-	-	-
9	-	1	-	1	-	-	X
10	-	2	-	-	-	-	-
11	-	2	-	-	-	-	-
12	-	1	-	1	-	-	X
13	-	1	-	1	-	-	X
14	-	2	-	-	-	-	-
15	-	2	-	1	-	-	-
16	-	1	-	1	-	-	X
17	-	-	-	-	-	-	-
18	-	-	-	-	-	-	-
19	-	-	-	-	-	-	-
20	-	2	-	-	-	-	-
Total	-	23	-	10	-	-	6

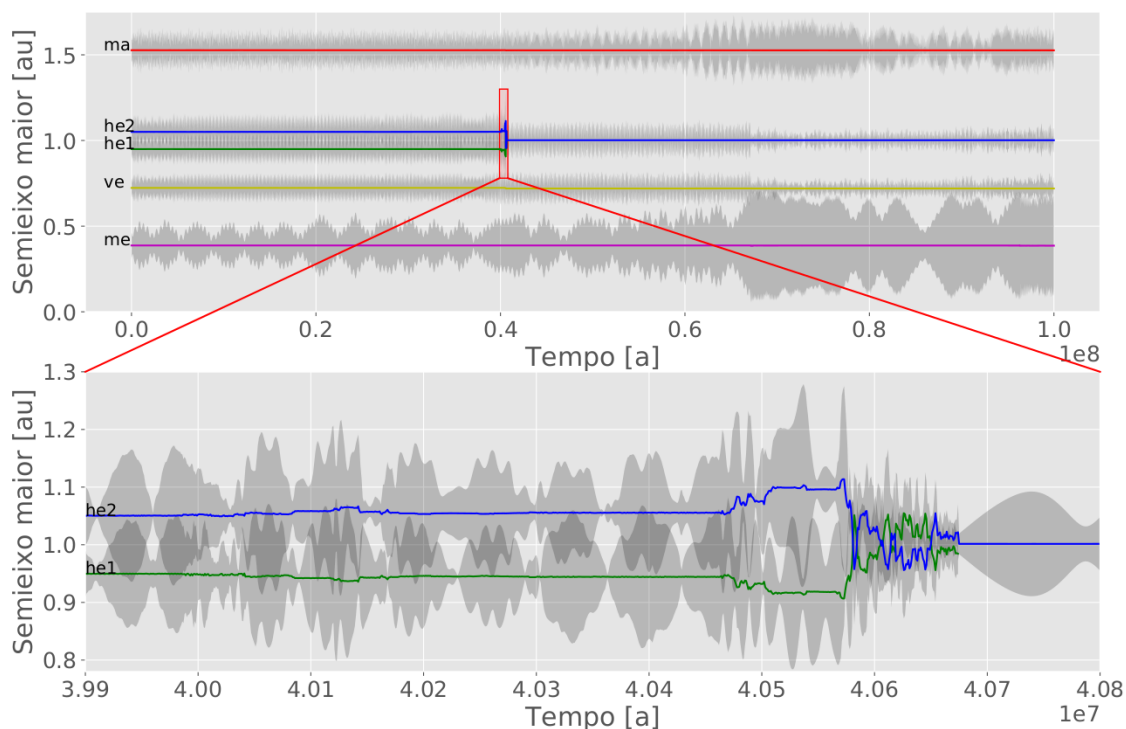


Figura 5.3: Simulação halfearth_00003 na fase 2. O esquema de cores e siglas é o mesmo da Figura 5.1. Em detalhe, o encontro próximo consolidação entre as duas meia-terras. Fonte: elaboração própria, 2019

e os números indicando a simulação dentro do grupo. No caso do grupo halfearth, nas simulações em que não houve fusão entre as meia-terras, ambas aparecem com o mesmo número, em verde e azul. Círculos são os valores iniciais das simulações. Os triângulos representam os valores atuais de excentricidade e as barras de erro são os menores e maiores valores das variações seculares obtidas nos últimos cinco milhões de anos.

A não inclusão de efeitos relativísticos é uma das causas de alta excitação de Mercúrio, tanto na excentricidade, quanto indiretamente na inclinação. Conforme já visto no estudo da órbita de Mercúrio, a relatividade geral acelera a frequência da precessão g_1 do periélio de Mercúrio, o que torna as ressonâncias com o periélio de Júpiter, g_5 , menos fortes, levando a excentricidades finais menos excitadas. Além disso, indiretamente, a correção relativística introduziria efeitos na frequência do nodo de Mercúrio s_1 , também contribuindo para valores finais de inclinação menos excitados. Esse não foi o caso aqui. No trabalho sobre a formação da Lua, reproduzir as excentricidades e inclinações de Mercúrio não era o foco e, como os efeitos relativísticos não afetam significativamente outros planetas terrestres, não foi necessário modificar o integrador para inserir correções relativísticas.

Grupo mars1.1 A tabela 5.3 apresenta os resultados do grupo mars1.1 no cenário de instabilidade. Embora a distância entre o Marte extra e a prototerra seja a mesma

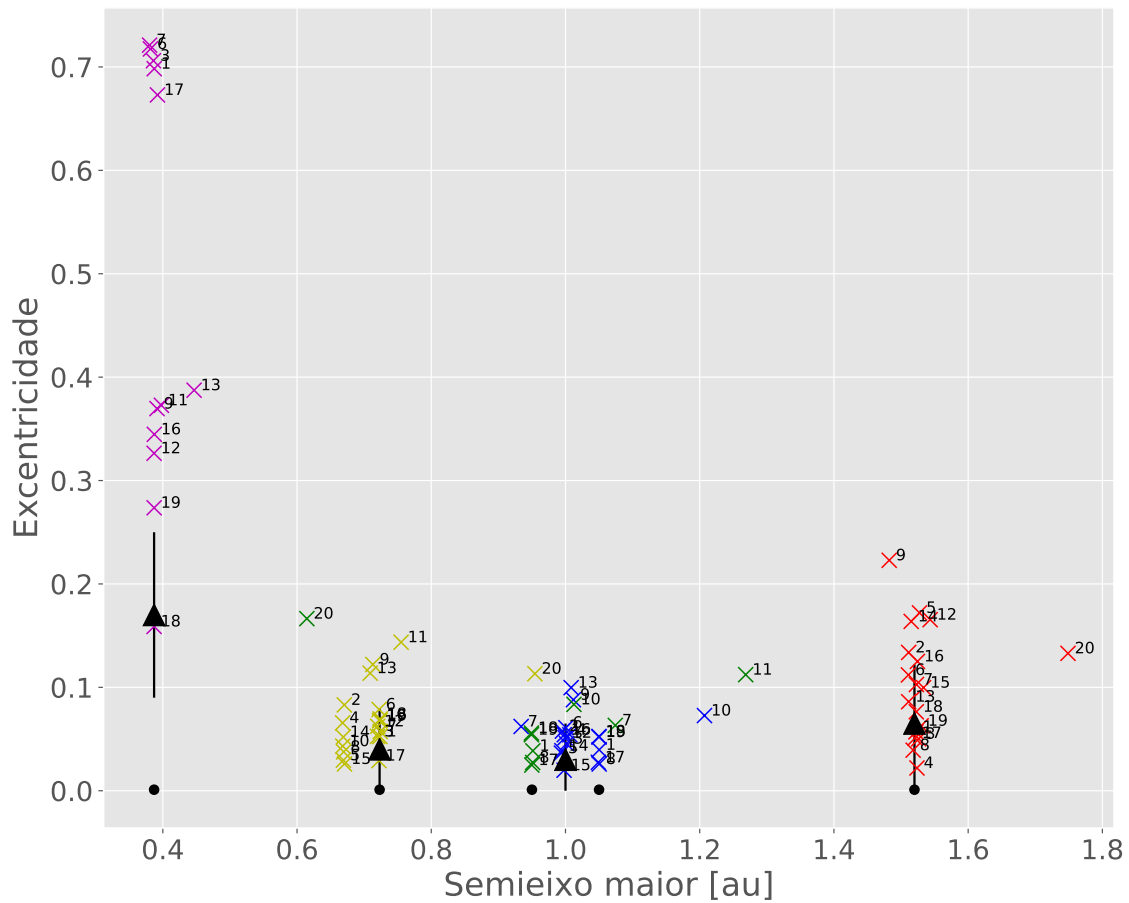


Figura 5.4: Excentricidades finais do grupo halfearth. Os valores das excentricidades, marcados com um “X”, foram obtidos pela média dos últimos 1 milhão de anos na fase 2. Cada planeta tem uma cor diferente e os números indicam a simulação dentro do grupo. O esquema de cores e siglas é o mesmo da Figura 5.1. No caso grupo halfearth, nas simulações em que não houve fusão entre as meia-terras, ambas aparecem com o mesmo número, em verde e azul. Os Círculos são os valores iniciais das simulações. Os triângulos representam os valores atuais de excentricidade. As barras de erro são os menores e maiores valores das variações seculares obtidas nos últimos cinco milhões de anos. Fonte: elaboração própria, 2019

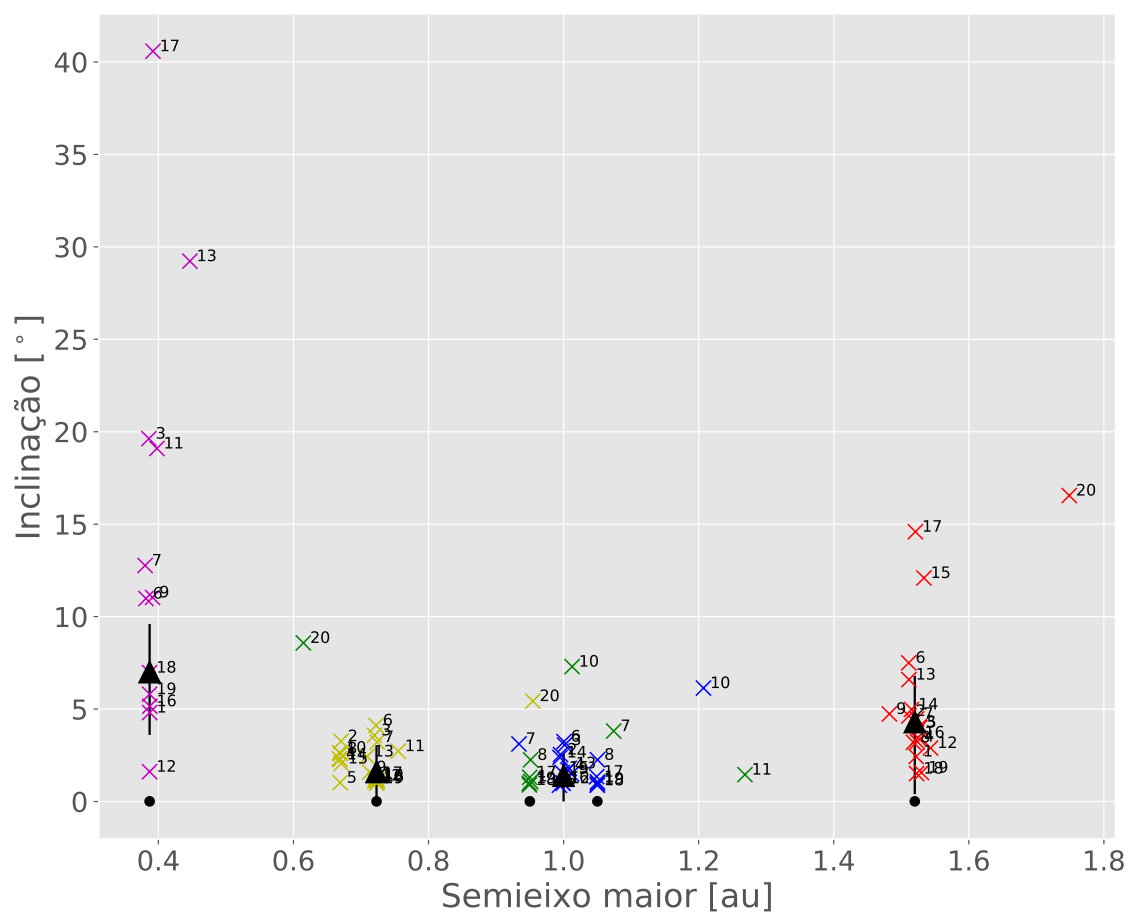


Figura 5.5: Inclinações finais dos planetas terrestres do grupo halfearth. Os valores das inclinações estão marcados com um “X”. O esquema é o mesmo da figura 5.4 Fonte: elaboração própria, 2019

Tabela 5.3: Resultados da simulação mars1.1 com instabilidade. Neste grupo ocorreu um caso de sucesso, simulação 14, havendo inclusive, pouca instabilidade no sistema interno. Fonte: elaboração própria, 2019

Nº	Colisões totais		Colisões Marte-Terra		Ejeções		Casos de sucesso
	Fase 1	Fase 2	Fase 1	Fase 2	Fase 1	Fase 2	
1	-	-	-	-	-	-	-
2	-	1	-	-	-	2	-
3	-	-	-	-	-	-	-
4	-	1	-	-	-	-	-
5	-	-	-	-	-	-	-
6	-	-	-	-	-	-	-
7	-	-	-	-	-	-	-
8	-	-	-	-	-	-	-
9	-	-	-	-	-	-	-
10	-	-	-	-	-	-	-
11	-	-	-	-	-	-	-
12	-	-	-	-	-	-	-
13	-	-	-	-	-	-	-
14	-	1	-	1	-	-	X
15	-	-	-	-	-	-	-
16	-	2	-	-	-	-	-
17	-	-	-	-	-	-	-
18	-	-	-	-	-	-	-
19	-	-	-	-	-	-	-
20	-	-	-	-	-	-	-
Total	-	5	-	1	-	2	1

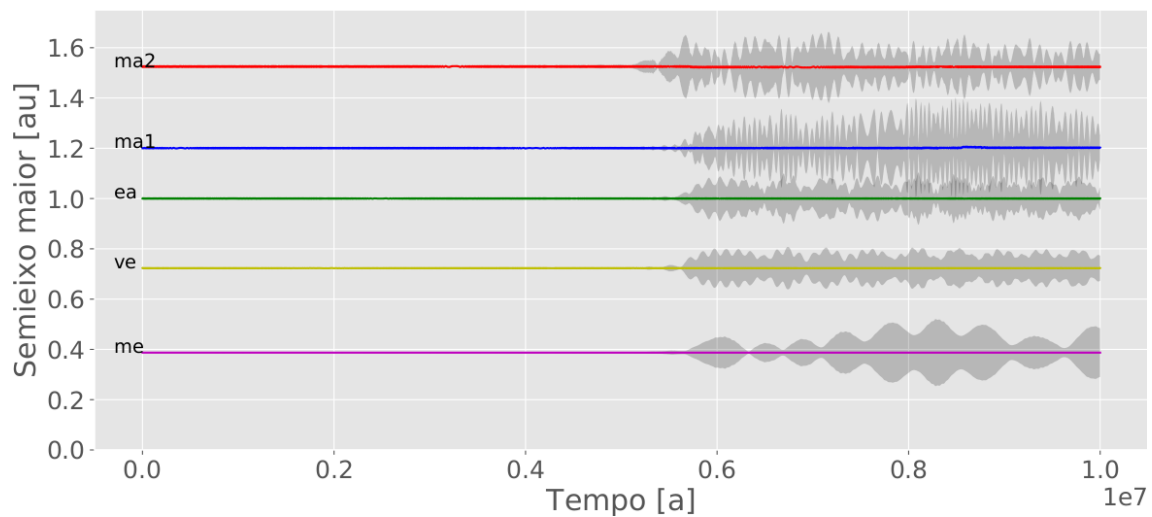
que entre as duas meias-terras no grupo halfearth, 0,1 au, houve apenas uma colisão entre o Marte adicional e a prototerra, sendo esta um caso de sucesso. Neste grupo, houve quatro colisões entre outros planetas e duas ejeções. Os valores finais de excentricidade e inclinação para o grupo mars1.1 mostram boa concordância com os valores atuais. Este resultado mostra a importância da instabilidade dos gigantes em fazer com que os elementos orbitais atinjam seus valores atuais.

Grupo mars1.2 O grupo mars1.2 foi o que apresentou a maior instabilidade, com 24 colisões e 9 ejeções, com quatro colisões entre o Marte extra e a prototerra, sendo dois casos de sucesso do grupo (Tabela 5.4). A Figura 5.6 mostra o caso de sucesso desse grupo, mars_00007. O semieixo maior da Terra permaneceu próximo a valor atual, após a colisão. Como nos grupos anteriores, a instabilidade dos gigantes ocorre em aproximadamente cinco milhões de anos e a colisão entre o Marte extra e a prototerra 15 milhões de anos após o início da fase 2. Pode-se observar, pelas regiões cinzas, que os periélios e afélios dos dois astros se cruzam algumas vezes antes do impacto.

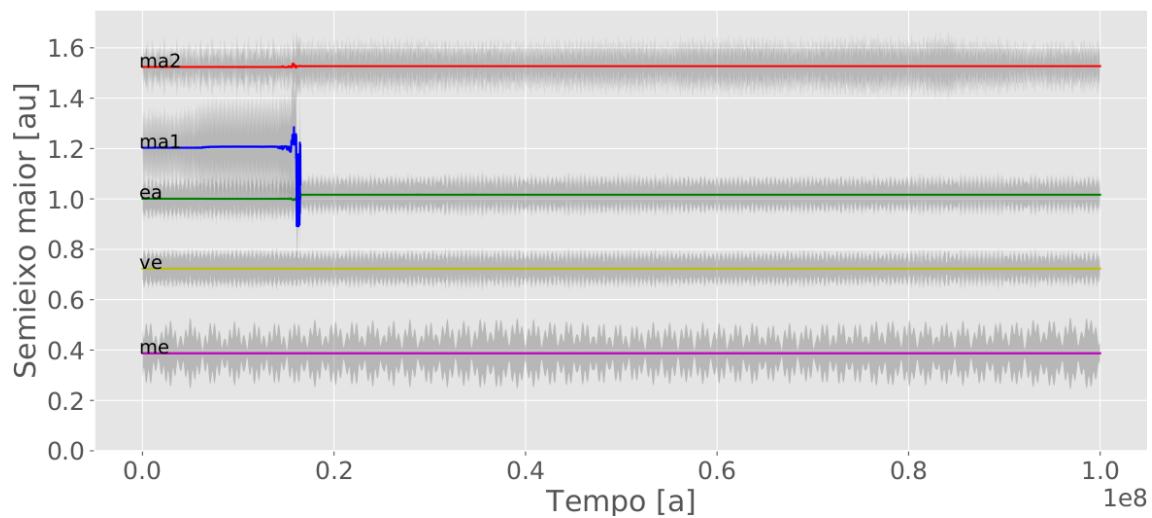
As figuras 5.7 e 5.8, respectivamente, mostram Mercúrio com excentricidades e

Tabela 5.4: Resultados da simulação mars1.2 com instabilidade. Ocorreram quatro colisões entre a Terra e Marte, com dois casos de sucesso deste grupo. O grupo se mostrou muito instável, com 24 colisões totais e nove ejeções. Este grupo também apresentou ejeções na fase 1. Fonte: elaboração própria, 2019

N ^o	Colisões totais		Colisões Marte-Terra		Ejeções		Casos de sucesso
	Fase 1	Fase 2	Fase 1	Fase 2	Fase 1	Fase 2	
1	-	2	-	-	-	-	-
2	-	3	-	-	-	-	-
3	-	2	-	-	-	1	-
4	-	2	-	-	-	-	-
5	-	2	-	-	-	-	-
6	-	-	-	-	3	-	-
7	-	1	-	1	-	-	X
8	-	-	-	-	-	-	-
9	-	-	-	-	4	-	-
10	-	1	-	-	-	-	-
11	-	2	-	1	-	-	-
12	-	1	-	1	-	-	X
13	-	1	-	-	-	-	-
14	-	-	-	-	-	-	-
15	-	2	-	-	-	1	-
16	-	1	-	-	-	-	-
17	-	1	-	-	-	-	-
18	-	1	-	-	-	-	-
19	-	1	-	-	-	-	-
20	-	1	-	1	-	-	-
Total	-	24	-	4	7	2	2



(a) Fase 1: 10 milhões de anos.



(b) Fase 2: 100 milhões de anos.

Figura 5.6: Evolução da fase 1 e 2 da simulação mars_00007 do grupo mars1.2 com instabilidade. Os planetas internos são Mercúrio (magenta - me), Vênus, (amarelo - ve), Terra (verde - ea), Marte extra (azul - ma1) e Marte (vermelho - ma2). Os demais elementos gráficos são semelhantes ao descrito na Figura 5.1. Fonte: elaboração própria, 2019

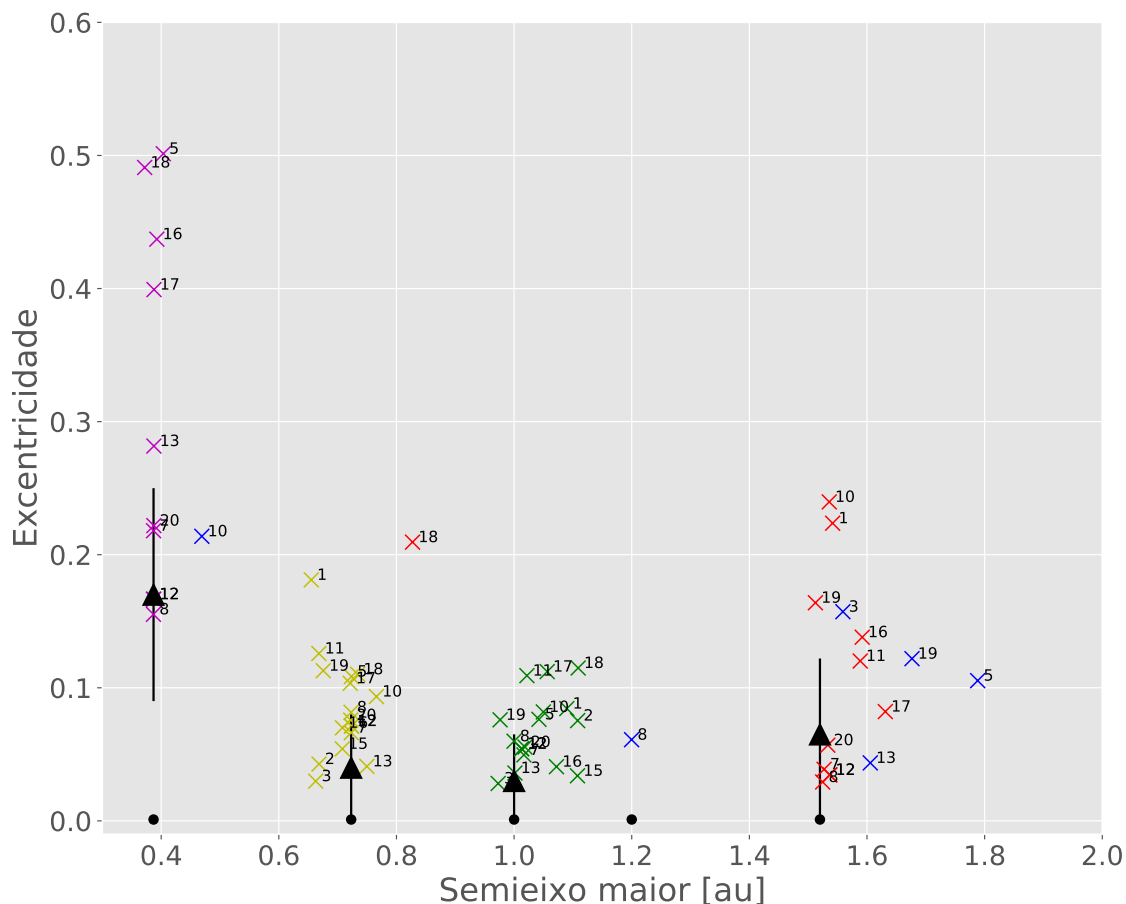


Figura 5.7: Excentricidades finais do grupo mars1.2. Fonte: elaboração própria, 2019

inclinações menos excitadas. Em particular, o caso de sucesso deste grupo (simulação 7 na Figura 5.6) mostrou boa concordância com os valores atuais de e e i . No entanto, Mercúrio não aparece no resultado de algumas simulações porque o planeta colidiu com Vênus, ou um remanescente de Vênus, em mais da metade dos casos. Os valores das excentricidades e inclinações médias finais dos outros terrestres aparecem um pouco mais dispersos que no caso halfearth. Há valores, como na simulação 5, que indicam a grande instabilidade deste grupo, ocorrendo muita variação no semieixo maior.

Raio de Hill Devemos levar em consideração que as condições iniciais para os pares de corpos poderiam privilegiar um arranjo em detrimento do outro, facilitando as colisões e, eventualmente, os casos de sucesso. Em particular, é necessário verificar se uma configuração do semieixo maior poderia dispor um dos corpos dentro do raio de Hill do outro. Para isto, calculamos os raios de Hill de cada arranjo e suas somas e médias. Tomando a expressão para o raio de Hill

$$r_H = a(1 - e)\sqrt[3]{\frac{m}{3M}}$$

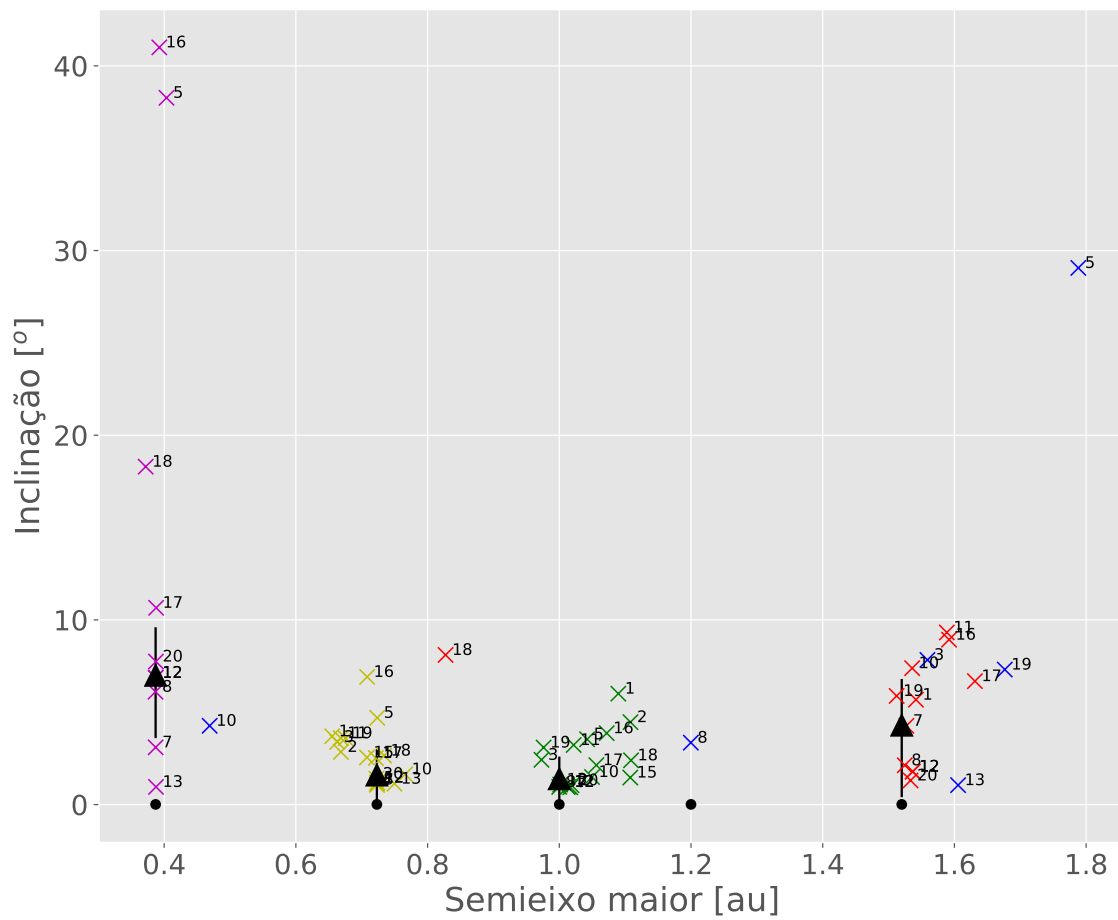


Figura 5.8: Inclinações finais do grupo mars1.2. Fonte: elaboração própria, 2019

Tabela 5.5: Resultados dos cálculos do raios de Hill para os grupos simulados

Grupos	Corpos	Raio de Hill [au]	Soma [au]	Média [au]
Halfearth	Meia Terra 1	0.0075732162	0.0159436130	0.0079718065
	Meia Terra 2	0.0083703968		
Mars1.1	Marte extra 1	0.0052314239	0.0152760221	0.0076380111
	Terra	0.0100445983		
Mars1.2	Marte extra 2	0.0057070079	0.0157516061	0.0078758031
	Terra	0.0100445983		

em que a é o semieixo maior, e é a excentricidade, m é a massa do corpo secundário e M é a massa do corpo central, no caso, o Sol; e fazendo $e \approx 0$, uma vez que em nossas simulações as órbitas iniciais são frias, temos

$$r_H = a \sqrt[3]{\frac{m}{3M}}$$

Usando os valores de massas e raios, descritos na Tabela 3.4, efetuamos os cálculos com a expressão acima obtendo os valores apresentados na Tabela 5.5. Os raios de Hill para os pares de planetas nos três grupos mostram que os valores individuais, bem como a soma ou a média, são inferiores às distâncias entre os pares de corpos e, portanto, nenhum arranjo favorece as colisões.

Capítulo 6

Conclusões

Vimos, ao longo desta tese, que o cenário *jumping-Jupiter* tem-se revelado profícuo em reproduzir diversas estruturas dinâmicas do Sistema Solar atual. Ademais, a inclusão de um quinto gigante de gelo, permite-nos dar um passo adiante, mantendo os quatro gigantes ao final do processo. Investigar dois fenômenos distintos, num mesmo cenário, é importante para averiguar a versatilidade e o poder de abrangência do modelo, além de fornecer vários parâmetros testáveis. A compreensão destes problemas fornece importantes vínculos para o correto entendimento da evolução do Sistema Solar. Adicionalmente, também pode fornecer uma melhor interpretação dos muitos sistema extrassolares recentemente descobertos.

Podemos concluir, a partir de nossos resultados, que a instabilidade no cenário *jumping-Jupiter*, com cinco gigantes de gelo, pode reproduzir os valores atualmente elevados de excentricidade e inclinação de Mercúrio, mesmo no caso extremo em que se supõe que este planeta se formou em uma órbita circular e coplanar. Testamos diferentes modelos de instabilidade e alguns deles produzem órbitas finais que se encaixam muito bem à órbita atual de Mercúrio, mantendo também um bom ajuste aos demais planetas, em termos de elementos orbitais e arquitetura secular. Descobrimos que a excitação na excentricidade de Mercúrio é impulsionada pelo modo de oscilação da frequência periélica de Júpiter, g_5 , enquanto a excitação na inclinação é impulsionada pelo modo de oscilação da frequência do nodo de Urano, s_7 . Também descobrimos que a correção relativística da frequência do periélio de Mercúrio, g_1 , deve ser incluída no modelo para evitar excitação excessiva da excentricidade e inclinação de Mercúrio. A evolução neste cenário fornece um modelo mais robusto do que a evolução caótica conservadora, uma vez que não apenas explica a transição de Mercúrio da órbita quase circular e coplanar para o estado atual, mas também cumpre várias outras restrições impostas pelas muitas populações de objetos do sistema solar.

Os resultados que obtivemos com o estudo do contexto em que a Lua se formou,

permitem-nos concluir que uma colisão entre duas meias-terras é uma alternativa plausível para explicar a formação da Lua, sendo até 2,5 vezes maior que as colisões envolvendo um Marte extra a 1,2 au, evidenciado na comparação das quantidades de colisões e ejeções entre os grupos, apresentado na Figura 6.1. Um cálculo dos raios de Hill dos corpos, para os três grupos, mostra que as distâncias e massas escolhidas não favorecem as colisões de um arranjo em relação a outro, pois os valores dos raios de Hill para os três grupos são próximos entre si e inferiores às distâncias de separação. Além disso, mesmo tendo na massa, na distância do *impactor* e no ângulo de impacto, parâmetros muito variáveis, podemos destacar que a instabilidade do sistema externo, no cenário *jumping-Jupiter* com cinco gigantes de gelo, tem um papel importante na dinâmica do sistema interno, facilitando encontros próximos entre as meias-terras ou uma prototerra e Marte extra. Isto também fica bem evidente quando comparamos os grupos mars1.1 e mars1.2. Embora as distâncias entre os marte extras e a prototerra sejam as mesmas, 1 au, mars1.1 apresentou menor instabilidade que mars1.2, evidenciando a extrema dependência com a fase de instabilidade dos gigantes. Mesmo assim, a instabilidade, conforme modelada aqui, não é eficaz na promoção de colisões que levam ao atual sistema Terra-Lua, que são os casos de sucesso apresentados. Nas 60 simulações com instabilidade, apenas 15,0% resultaram em casos de sucesso, enquanto que 61,7% foram simulações que resultaram em colisões espúrias que não levaram a sistemas realísticos. Ainda tivemos 23,3% de sistemas que não resultaram em nenhum tipo de colisão ou ejeção, que também não é realístico, pois possuem um corpo a mais no sistema interno (Figura 6.2). Também podemos conjecturar que, com base na quantidade de colisões espúrias, mesmo que tivéssemos inserido a migração suave, logo após a fase de instabilidade, é improvável que isso alterasse os resultados, uma vez que todas as colisões têm seu cerne no período de instabilidade.

Expectativas e projetos futuros Há diversos trabalhos em vista, dentro deste mesmo contexto. Alguns são frutos de desdobramentos não explorados, ao longo do doutorado, como por exemplo a existência, no passado do Sistema Solar, de planetas do tipo “vulcanos” ou superterras. E outros trabalhos, resultados de indagações oriundas das análises aqui presentes, como a possibilidade de que Vênus pudesse ter tido uma lua. Também temos interesse em explorar a evolução de sistemas com órbitas compactas, como os investigados por Volk e Gladman (2015), porém, ante um cenário *jumping-Jupiter*.

Esperamos ter contribuído para consolidar a migração planetária como, efetivamente, um novo paradigma para a compreensão da evolução do Sistema Solar. Numa última incursão pelo campo da epistemologia, e um pequeno jogo com as

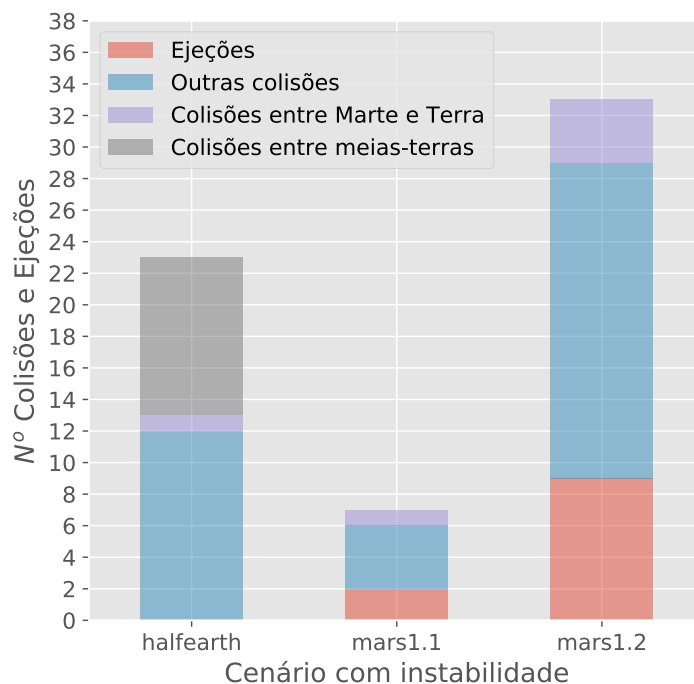


Figura 6.1: Comparação entre as quantidade de colisões e ejeções em todos os grupos nas simulações com instabilidade.

60 condições iniciais com instabilidade

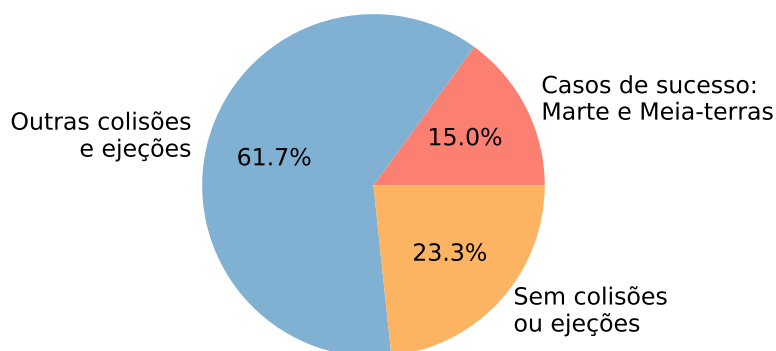


Figura 6.2: Percentual de casos de sucesso nas 60 simulações com instabilidade. Nas 60 simulações com instabilidade, apenas 9 resultaram em casos de sucesso, enquanto que 37 foram simulações que resultaram em colisões espúrias que não levaram sistemas realísticos. Ainda tivemos 14 sistemas que não resultaram em nenhum tipo de colisão ou ejeção, que também não é realístico, pois possuem um corpo a mais no sistema interno.

palavras, se o conceito de dialética, de fato, aplica-se à pesquisa científica, esperamos que nossa “tese” venha a fazer parte de uma grande “síntese” que nos ajudará a entender nosso sistema.

Referências Bibliográficas

- AGNOR, C. B.; CANUP, R. M.; LEVISON, H. F., 1999, “On the Character and Consequences of Large Impacts in the Late Stage of Terrestrial Planet Formation”, *Icarus*, v. 142, n. 1, pp. 219–237. doi: [10.1006/icar.1999.6201](https://doi.org/10.1006/icar.1999.6201).
- ATAIEE, S.; BARUTEAU, C.; ALIBERT, Y.; BENZ, W., 2018, “How much does turbulence change the pebble isolation mass for planet formation?” *Astron. Astrophys.*, 615:A110. doi: [10.1051/0004-6361/201732026](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732026). arXiv: [1804.00924](https://arxiv.org/abs/1804.00924).
- BALDWIN, R. B.; WILHELMS, D. E., 1992, “Historical review of a long-overlooked paper by R. A. Daly concerning the origin and early history of the Moon”, *J. Geophys. Res.*, v. 97, n. E3, pp. 3837–3843. doi: [10.1029/92JE00031](https://doi.org/10.1029/92JE00031).
- BATYGIN, K.; LAUGHLIN, G., 2015, “Jupiter’s decisive role in the inner Solar System’s early evolution”, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, v. 112, n. 14, pp. 4214–4217. ISSN: 0027-8424. doi: [10.1073/pnas.1423252112](https://doi.org/10.1073/pnas.1423252112). Disponível em: www.pnas.org/cgi/doi/10.1073/pnas.1423252112http://www.pnas.org/lookup/doi/10.1073/pnas.1423252112.
- BATYGIN, K.; MORBIDELLI, A.; HOLMAN, M. J., 2015, “Chaotic Disintegration of the Inner Solar System”, *Astrophys. J.*, 799(2):120. doi: [10.1088/0004-637X/799/2/120](https://doi.org/10.1088/0004-637X/799/2/120). arXiv: [1411.5066](https://arxiv.org/abs/1411.5066).
- BAUMANN, T.; BITSCH, B., 2020, “Influence of migration models and thermal torque on planetary growth in the pebble accretion scenario”, *Astron. Astrophys.*, 637:A11. doi: [10.1051/0004-6361/202037579](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202037579). arXiv: [2004.00874](https://arxiv.org/abs/2004.00874).
- BITSCH, B.; MORBIDELLI, A.; JOHANSEN, A.; LEGA, E.; LAMBRECHTS, M.; et al., 2018, “Pebble-isolation mass: Scaling law and implications for the formation of super-Earths and gas giants”, *Astron. Astrophys.*, 612: A30. doi: [10.1051/0004-6361/201731931](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731931). arXiv: [1801.02341](https://arxiv.org/abs/1801.02341).

- BOUÉ, G.; LASKAR, J.; FARAGO, F., 2012, “A simple model of the chaotic eccentricity of Mercury”, *Astron. Astrophys.*, 548:A43. doi: [10.1051/0004-6361/201219991](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219991). arXiv: [1210.5221](https://arxiv.org/abs/1210.5221).
- BOUVIER, J., 2013, “Observational studies of stellar rotation”. Em: *EAS Publications Series*, P. Hennebelle; C. Charbonnel (eds.), v. 62, *EAS Publications Series*, pp. 143–168. doi: [10.1051/eas/1362005](https://doi.org/10.1051/eas/1362005). arXiv: [1307.2891](https://arxiv.org/abs/1307.2891).
- BRASIL, P. I. O.; ROIG, F.; NESVORNÝ, D.; CARRUBA, V.; ALJBAAE, S.; et al., 2016, “Dynamical dispersal of primordial asteroid families”, *Icarus*, v. 266, pp. 142–151. doi: [10.1016/j.icarus.2015.11.015](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.11.015).
- BRASIL, P. I. O.; ROIG, F.; NESVORNÝ, D.; CARRUBA, V., 2017, “Scattering V-type asteroids during the giant planet instability: a step for Jupiter, a leap for basalt”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 468, n. 1, pp. 1236–1244. doi: [10.1093/mnras/stx529](https://doi.org/10.1093/mnras/stx529). arXiv: [1703.00474](https://arxiv.org/abs/1703.00474).
- BRASSER, R.; WALSH, K. J.; NESVORNÝ, D., 2013, “Constraining the primordial orbits of the terrestrial planets”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 433, n. 4, pp. 3417–3427. doi: [10.1093/mnras/stt986](https://doi.org/10.1093/mnras/stt986). arXiv: [1306.0975](https://arxiv.org/abs/1306.0975).
- BRASSER, R.; MORBIDELLI, A.; GOMES, R.; TSIGANIS, K.; LEVISON, H. F., 2009, “Constructing the secular architecture of the solar system II: The terrestrial planets”, *Astronomy & Astrophysics*, v. 1052, pp. 1041–1052. ISSN: 0004-6361. doi: [10.1051/0004-6361/200912878](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912878). arXiv: [0909.1891](https://arxiv.org/abs/0909.1891). Disponível em: <http://arxiv.org/abs/0909.1891>.
- BROGAN, C. L.; PÉREZ, L. M.; HUNTER, T. R.; DENT, W. R. F.; HALES, A. S.; et al., 2015, “THE 2014 ALMA LONG BASELINE CAMPAIGN: FIRST RESULTS FROM HIGH ANGULAR RESOLUTION OBSERVATIONS TOWARD THE HL TAU REGION”, *The Astrophysical Journal*, v. 808, n. 1, pp. L3. ISSN: 2041-8213. doi: [10.1088/2041-8205/808/1/L3](https://doi.org/10.1088/2041-8205/808/1/L3). Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/808/1/L3http://stacks.iop.org/2041-8205/808/i=1/a=L3?key=crossref.0cdb0b64a903e132363c375ddb3d53d2>.
- BROUWERS, M. G.; ORMEL, C. W., 2020, “How planets grow by pebble accretion. II. Analytical calculations on the evolution of polluted envelopes”, *Astron. Astrophys.*, 634:A15. doi: [10.1051/0004-6361/201936480](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936480). arXiv: [1908.02742](https://arxiv.org/abs/1908.02742).

- CAMERON, A. G. W., 1963, "Formation of the solar nebula", *Icarus*, v. 1, n. 1-6, pp. 339-342. doi: [10.1016/0019-1035\(62\)90033-7](https://doi.org/10.1016/0019-1035(62)90033-7).
- CAMERON, A. G. W., 1968, "Dissipation of the Primordial Solar Nebula." *The Astronomical Journal Supplement*, v. 73, pp. 6.
- CAMERON, A. G. W., 1969, "Physical Conditions in the Primitive Solar Nebula". Em: *Meteorite Research, Proceedings of a Symposium held in Vienna, Austria, August 7-13, 1968, Dordrecht: Reidel, 1969, edited by Peter M. Millman. Astrophysics and Space Science Library, Vol. 12, p.7*, P. M. Millman (ed.), v. 12, *Astrophysics and Space Science Library*, p. 7. doi: [10.1007/978-94-010-3411-1_2](https://doi.org/10.1007/978-94-010-3411-1_2).
- CAMERON, A. G. W., 1973, "The Early Evolution of the Solar System". Em: *Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids, Proceedings of IAU Colloq. 13, held in Albany, NY, 14-17 June 1971. Edited by Curtis L. Hemenway, Peter M. Millman, and Allan F. Cook. National Aeronautics and Space Administration SP 319, 1973., p.347*, C. L. Hemenway; P. M. Millman; A. F. Cook (eds.), v. 319, p. 347.
- CAMERON, A. G. W., 1978, "The primitive solar accretion disk and the formation of the planets." Em: *In: The origin of the solar system. (A79-13026 03-91) Chichester, Sussex, England and New York, Wiley-Interscience, 1978, p. 49-74. NASA-supported research.*, S. F. Dermott (ed.), pp. 49-74.
- CANUP, R. M., 2004a, "Simulations of a late lunar-forming impact", *Icarus*, v. 168, n. 2, pp. 433-456. doi: [10.1016/j.icarus.2003.09.028](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2003.09.028).
- CANUP, R. M., 2004b, "Origin of Terrestrial Planets and the Earth-Moon System", *Physics Today*, v. 57, n. 4, pp. 56-62. doi: [10.1063/1.1752423](https://doi.org/10.1063/1.1752423).
- CANUP, R. M.; ASPHAUG, E., 2001, "Origin of the Moon in a giant impact near the end of the Earth's formation", *Nature*, v. 412, n. 6848, pp. 708-712.
- CARVANO, J. M.; HASSELMANN, P. H.; LAZZARO, D.; MOTHÉ-DINIZ, T., 2010, "SDSS-based taxonomic classification and orbital distribution of main belt asteroids", *Astron. Astrophys.*, 510:A43. doi: [10.1051/0004-6361/200913322](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913322).
- CHAMBERS, J.; WETHERILL, G., 1998, "Making the Terrestrial Planets: N-Body Integrations of Planetary Embryos in Three Dimensions", *Icarus*, v. 136, n. 2, pp. 304-327. ISSN: 00191035. doi: [10.1006/icar.1998.6007](https://doi.org/10.1006/icar.1998.6007). Disponível em: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/>

- S0019103598960079<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103598960079>>.
- CHRENKO, O.; BROŽ, M.; NESVORNÝ, D.; TSIGANIS, K.; SKOULIDOU, D. K., 2015, “The origin of long-lived asteroids in the 2:1 mean-motion resonance with Jupiter”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 451, n. 3, pp. 2399–2416. doi: [10.1093/mnras/stv1109](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1109). arXiv: [1505.04329](https://arxiv.org/abs/1505.04329).
- DEIENNO, R.; NESVORNÝ, D.; VOKROUHLICKÝ, D.; YOKOYAMA, T., 2014, “Orbital Perturbations of the Galilean Satellites during Planetary Encounters”, *Astron. J.*, 148(2):25. doi: [10.1088/0004-6256/148/2/25](https://doi.org/10.1088/0004-6256/148/2/25). arXiv: [1405.1880](https://arxiv.org/abs/1405.1880).
- DEMEMO, F. E.; CARRY, B., 2014, “Solar System evolution from compositional mapping of the asteroid belt”, *Nature*, v. 505, n. 7485, pp. 629–634. doi: [10.1038/nature12908](https://doi.org/10.1038/nature12908). arXiv: [1408.2787](https://arxiv.org/abs/1408.2787).
- DUNCAN, M. J.; LEVISON, H. F.; LEE, M. H., 1998, “A Multiple Time Step Symplectic Algorithm for Integrating Close Encounters”, *Astron. J.*, v. 116, n. 4, pp. 2067–2077. doi: [10.1086/300541](https://doi.org/10.1086/300541).
- ESO, 2014. “Imagem ALMA do disco protoplanetário em torno de HL Tauri”. Disponível em: <<https://www.eso.org/public/brazil/images/eso1436a/>>. Acesso em: 14 Maio 2020.
- FERNÁNDEZ, J.; IP, W.-H., 1984, “Some dynamical aspects of the accretion of Uranus and Neptune: The exchange of orbital angular momentum with planetesimals”, *Icarus*, v. 58, n. 1, pp. 109–120. ISSN: 00191035. doi: [10.1016/0019-1035\(84\)90101-5](https://doi.org/10.1016/0019-1035(84)90101-5). Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0019103584901015>>.
- GOMES, R.; LEVISON, H. F.; TSIGANIS, K.; MORBIDELLI, A., 2005, “Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets.” *Nature*. ISSN: 0028-0836. doi: [10.1038/nature03676](https://doi.org/10.1038/nature03676).
- GOMES, R. S., 2003, “The origin of the Kuiper Belt high-inclination population”, *Icarus*, v. 161, n. 2, pp. 404–418. doi: [10.1016/S0019-1035\(02\)00056-8](https://doi.org/10.1016/S0019-1035(02)00056-8).
- GOMES, R. S.; MORBIDELLI, A.; LEVISON, H. F., 2004, “Planetary migration in a planetesimal disk: why did Neptune stop at 30 AU?” *Icarus*, v. 170, n. 2, pp. 492–507. doi: [10.1016/j.icarus.2004.03.011](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2004.03.011).

- HAHN, J. M.; MALHOTRA, R., 1999, “Orbital Evolution of Planets Embedded in a Planetesimal Disk”, *Astron. J.*, v. 117, n. 6, pp. 3041–3053. doi: [10.1086/300891](https://doi.org/10.1086/300891). arXiv: [astro-ph/9902370](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9902370).
- HARTMANN, W. K.; DAVIS, D. R., 1975, “Satellite-Sized Planetesimals and Lunar Origin”, *Icarus*, v. 24, n. 4, pp. 504–515. doi: [10.1016/0019-1035\(75\)90070-6](https://doi.org/10.1016/0019-1035(75)90070-6).
- IZIDORO, A.; RAYMOND, S. N.; MORBIDELLI, A. R.; HERSANT, F.; PIERRENS, A., 2015, “Gas Giant Planets as Dynamical Barriers to Inward-Migrating Super-Earths”, *Astrophys. J. Lett.*, 800(2):L22. doi: [10.1088/2041-8205/800/2/L22](https://doi.org/10.1088/2041-8205/800/2/L22). arXiv: [1501.06308](https://arxiv.org/abs/1501.06308).
- KERR, R. A., 2011, “Planetary Two-Step Reshaped Solar System, Saved Earth?” *Science*, v. 332, n. 6035, pp. 1255–1255. ISSN: 0036-8075. doi: [10.1126/science.332.6035.1255](https://doi.org/10.1126/science.332.6035.1255). Disponível em: <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.332.6035.1255>. Acesso em: 01 Março 2020.
- LAMBRECHTS, M.; JOHANSEN, A., 2012, “Rapid growth of gas-giant cores by pebble accretion”, *Astron. Astrophys.*, 544:A32. doi: [10.1051/0004-6361/201219127](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219127). arXiv: [1205.3030](https://arxiv.org/abs/1205.3030).
- LAMBRECHTS, M.; JOHANSEN, A., 2014, “Forming the cores of giant planets from the radial pebble flux in protoplanetary discs”, *Astron. Astrophys.*, 572:A107. doi: [10.1051/0004-6361/201424343](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424343). arXiv: [1408.6094](https://arxiv.org/abs/1408.6094).
- LAMBRECHTS, M.; MORBIDELLI, A.; JACOBSON, S. A.; JOHANSEN, A.; BITSCH, B.; et al., 2019, “Formation of planetary systems by pebble accretion and migration. How the radial pebble flux determines a terrestrial-planet or super-Earth growth mode”, *Astron. Astrophys.*, 627:A83. doi: [10.1051/0004-6361/201834229](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834229). arXiv: [1902.08694](https://arxiv.org/abs/1902.08694).
- LASKAR, J., 1988, “Secular evolution of the solar system over 10 million years”, *Astron. Astrophys.*, v. 198, n. 1-2, pp. 341–362.
- LASKAR, J., 1994, “Large-scale chaos in the solar system.” *Astron. Astrophys.*, v. 287, pp. L9–L12.
- LASKAR, J., 2008, “Chaotic diffusion in the Solar System”, *Icarus*, v. 196, n. 1, pp. 1–15. doi: [10.1016/j.icarus.2008.02.017](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2008.02.017). arXiv: [0802.3371](https://arxiv.org/abs/0802.3371).

- LASKAR, J.; GASTINEAU, M., 2009, “Existence of collisional trajectories of Mercury, Mars and Venus with the Earth”, *Nature*, v. 459, n. 7248, pp. 817–819. doi: [10.1038/nature08096](https://doi.org/10.1038/nature08096).
- LEVISON, H. F.; DUNCAN, M. J., 2013. “SWIFT: A solar system integration software package”. Mar.
- LEVISON, H. F.; MORBIDELLI, A.; VAN LAERHOVEN, C.; GOMES, R.; TSIKANIS, K., 2008, “Origin of the structure of the Kuiper belt during a dynamical instability in the orbits of Uranus and Neptune”, *Icarus*, v. 196, n. 1, pp. 258–273. doi: [10.1016/j.icarus.2007.11.035](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2007.11.035). arXiv: [0712.0553](https://arxiv.org/abs/0712.0553).
- LEVISON, H. F.; KRETKE, K. A.; DUNCAN, M. J., 2015, “Growing the gas-giant planets by the gradual accumulation of pebbles”, *Nature*, v. 524, n. 7565, pp. 322–324. doi: [10.1038/nature14675](https://doi.org/10.1038/nature14675). arXiv: [1510.02094](https://arxiv.org/abs/1510.02094).
- MASSET, F.; SNELLGROVE, M., 2001, “Reversing type II migration: resonance trapping of a lighter giant protoplanet”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 320, n. 4, pp. L55–L59. doi: [10.1046/j.1365-8711.2001.04159.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04159.x). arXiv: [astro-ph/0003421](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0003421).
- MASSET, F. S., 2001, “On the Co-orbital Corotation Torque in a Viscous Disk and Its Impact on Planetary Migration”, *Astrophys. J.*, v. 558, n. 1, pp. 453–462. doi: [10.1086/322446](https://doi.org/10.1086/322446). arXiv: [astro-ph/0205209](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0205209).
- MAYOR, M.; QUELOZ, D., 1995, “A Jupiter-mass companion to a solar-type star”, *Nature*, v. 378, n. 6555, pp. 355–359. doi: [10.1038/378355a0](https://doi.org/10.1038/378355a0).
- MINTON, D. A.; MALHOTRA, R., 2009, “A record of planet migration in the main asteroid belt.” *Nature*, v. 457, n. 7233, pp. 1109–1111. ISSN: 0004-637X. doi: [10.1038/nature07778](https://doi.org/10.1038/nature07778). arXiv: [1102.3131](https://arxiv.org/abs/1102.3131). Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature07778>>.
- MISNER, C. W.; THORNE, K. S.; WHEELER, J. A., 1973, *Gravitation*.
- MORBIDELLI, A.; LEVISON, H. F.; TSIKANIS, K.; GOMES, R., 2005, “Chaotic capture of Jupiter’s Trojan asteroids in the early Solar System”, *Nature*, v. 435, n. 7041, pp. 462–465. ISSN: 0028-0836. doi: [10.1038/nature03540](https://doi.org/10.1038/nature03540). Disponível em: <<http://www.nature.com/articles/nature03540>>.
- MORBIDELLI, A.; CRIDA, A., 2007, “The dynamics of Jupiter and Saturn in the gaseous protoplanetary disk”, *Icarus*, v. 191, n. 1, pp. 158–171. doi: [10.1016/j.icarus.2007.04.001](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2007.04.001).

- MORBIDELLI, A.; TSIGANIS, K.; CRIDA, A.; LEVISON, H. F.; GOMES, R., 2007, “Dynamics of the Giant Planets of the Solar System in the Gaseous Protoplanetary Disk and Their Relationship to the Current Orbital Architecture”, *The Astronomical Journal*, v. 134, n. 5, pp. 1790–1798. ISSN: 0004-6256. doi: [10.1086/521705](https://doi.org/10.1086/521705). arXiv: [0706.1713](https://arxiv.org/abs/0706.1713). Disponível em: <http://stacks.iop.org/1538-3881/134/i=5/a=1790>.
- MORBIDELLI, A.; BRASSER, R.; GOMES, R.; LEVISON, H. F.; TSIGANIS, K., 2010, “Evidence From the Asteroid Belt for a Violent Past Evolution of Jupiter’S Orbit”, *The Astronomical Journal*, v. 140, n. 5, pp. 1391–1401. ISSN: 0004-6256. doi: [10.1088/0004-6256/140/5/1391](https://doi.org/10.1088/0004-6256/140/5/1391). arXiv: [1009.1521](https://arxiv.org/abs/1009.1521). Disponível em: <http://iopscience.iop.org/1538-3881/140/5/1391/article/>.
- MORBIDELLI, A.; WALSH, K. J.; O’BRIEN, D. P.; MINTON, D. A.; BOTTKÉ, W. F., 2015, “The Dynamical Evolution of the Asteroid Belt”. Em: *Asteroids IV*, University of Arizona Press, pp. 493–507. doi: [10.2458/azu_uapress_9780816532131-ch026](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816532131-ch026). arXiv: [1501.06204](https://arxiv.org/abs/1501.06204). Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015aste.book..493Mhttp://arxiv.org/abs/1501.06204http://muse.jhu.edu/chapter/1705182>.
- MOTHÉ-DINIZ, T.; CARVANO, J. M. Á.; LAZZARO, D., 2003, “Distribution of taxonomic classes in the main belt of asteroids”, *Icarus*, v. 162, n. 1, pp. 10–21. doi: [10.1016/S0019-1035\(02\)00066-0](https://doi.org/10.1016/S0019-1035(02)00066-0).
- NESVORNÝ, D., 2015, “Jumping Neptune Can Explain the Kuiper Belt Kernel”, *Astron. J.*, 150(3):68. doi: [10.1088/0004-6256/150/3/68](https://doi.org/10.1088/0004-6256/150/3/68). arXiv: [1506.06019](https://arxiv.org/abs/1506.06019).
- NESVORNÝ, D., 2011, “YOUNG SOLAR SYSTEM’S FIFTH GIANT PLANET?” *The Astrophysical Journal*, v. 742, n. 2, pp. L22. ISSN: 2041-8205. doi: [10.1088/2041-8205/742/2/L22](https://doi.org/10.1088/2041-8205/742/2/L22). Disponível em: <http://stacks.iop.org/2041-8205/742/i=2/a=L22?key=crossref.81ad2195402c79e4f97af5351ac287b7>.
- NESVORNÝ, D.; VOKROUHLICKÝ, D.; MORBIDELLI, A., 2007, “Capture of Irregular Satellites during Planetary Encounters”, *Astron. J.*, v. 133, n. 5, pp. 1962–1976. doi: [10.1086/512850](https://doi.org/10.1086/512850).
- NESVORNÝ, D.; VOKROUHLICKÝ, D.; MORBIDELLI, A., 2013, “Capture of Trojans By Jumping Jupiter”, *The Astrophysical Journal*, v. 768,

- n. 1, pp. 45. ISSN: 0004-637X. doi: [10.1088/0004-637X/768/1/45](https://doi.org/10.1088/0004-637X/768/1/45). Disponível em: <http://stacks.iop.org/0004-637X/768/i=1/a=45?key=crossref.7a4023f968b6038a8b053d2face878a5>.
- NESVORNÝ, D.; VOKROUHLICKÝ, D.; DEIENNO, R., 2014, “Capture of Irregular Satellites At Jupiter”, *The Astrophysical Journal*, v. 784, n. 1, pp. 22. ISSN: 0004-637X. doi: [10.1088/0004-637X/784/1/22](https://doi.org/10.1088/0004-637X/784/1/22). Disponível em: <http://stacks.iop.org/0004-637X/784/i=1/a=22?key=crossref.888467d5b848ca19a0c4c37ae58a6326>.
- NESVORNÝ, D.; MORBIDELLI, A., 2012, “Statistical Study of the Early Solar System’S Instability With Four, Five, and Six Giant Planets”, *The Astronomical Journal*, v. 144, n. 4, pp. 117. ISSN: 0004-6256. doi: [10.1088/0004-6256/144/4/117](https://doi.org/10.1088/0004-6256/144/4/117). arXiv: 1208.2957. Disponível em: [http://stacks.iop.org/1538-3881/144/i=4/a=117?key=crossref.73afa500abeb77905372d0c407f0278b\\$\\delimit器\"067A848\\$npapers3://publication/doi/10.1088/0004-6256/144/4/117](http://stacks.iop.org/1538-3881/144/i=4/a=117?key=crossref.73afa500abeb77905372d0c407f0278b$\\delimit器\).
- PIERENS, A.; RAYMOND, S. N.; NESVORNÝ, D.; MORBIDELLI, A., 2014, “Outward Migration of Jupiter and Saturn in 3:2 or 2:1 Resonance in Radiative Disks: Implications for the Grand Tack and Nice Models”, *The Astrophysical Journal*, v. 795, n. 1, pp. L11. ISSN: 2041-8213. doi: [10.1088/2041-8205/795/1/L11](https://doi.org/10.1088/2041-8205/795/1/L11). arXiv: [1410.0543](https://arxiv.org/abs/1410.0543). Disponível em: <http://arxiv.org/abs/1410.0543>.
- POLLACK, J. B.; HUBICKY, O.; BODENHEIMER, P.; LISSAUER, J. J.; PODOLAK, M.; et al., 1996, “Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas”, *Icarus*, v. 124, n. 1, pp. 62–85. ISSN: 00191035. doi: [10.1006/icar.1996.0190](https://doi.org/10.1006/icar.1996.0190). Disponível em: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103596901906>.
- QUINN, T. R.; TREMAINE, S.; DUNCAN, M., 1991, “A three million year integration of the earth’s orbit”, *The Astronomical Journal*, v. 101, n. 12, pp. 2287. ISSN: 00046256. doi: [10.1086/115850](https://doi.org/10.1086/115850). arXiv: [arXiv:1011.1669v3](https://arxiv.org/abs/1011.1669v3). Disponível em: <http://ebooks.cambridge.org/ref/id/CB09781107415324A009http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/25246403http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid=PMC4249520http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/bib{ }query?1991AJ....101.2287Q>.

- REUFER, A.; MEIER, M. M. M.; BENZ, W.; WIELER, R., 2011, “Obtaining Higher Target Material Proportions in the Giant Impact by Changing Impact Parameters and Impactor Composition”. Em: *Lunar and Planetary Science Conference*, Lunar and Planetary Science Conference, p. 1136.
- ROIG, F.; NESVORNÝ, D., 2015, “The Evolution of Asteroids in the Jumping-Jupiter Migration Model”, *Astron. J.*, 150(6):186. doi: [10.1088/0004-6256/150/6/186](https://doi.org/10.1088/0004-6256/150/6/186). arXiv: [1509.06105](https://arxiv.org/abs/1509.06105).
- ROIG, F.; NESVORNÝ, D.; DESOUZA, S. R., 2016, “Jumping Jupiter Can Explain Mercury’s Orbit”, *Astrophys. J. Lett.*, 820(2):L30. doi: [10.3847/2041-8205/820/2/L30](https://doi.org/10.3847/2041-8205/820/2/L30). arXiv: [1603.02502](https://arxiv.org/abs/1603.02502).
- SAFRONOV, V. S., 1960a, “On the gravitational instability in flattened systems with axial symmetry and non-uniform rotation”, *Annales d’Astrophysique*, v. 23, pp. 979.
- SAFRONOV, V. S., 1960b, “Gravitational Instability in Flat Rotating Systems with Axial Symmetry”, *Soviet Physics Doklady*, v. 5, pp. 13.
- SAFRONOV, V. S., 1962, “On the Dispersion of Velocities in Rotating Systems Gravitating Bodies with Inelastic Collisions”, *Problems of Cosmogony*, v. 8, pp. 198.
- STEVENSON, D. J., 1987, “Origin of the Moon-The Collision Hypothesis”, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, v. 15, pp. 271. doi: [10.1146/annurev.ea.15.050187.001415](https://doi.org/10.1146/annurev.ea.15.050187.001415).
- STEVENSON, D. J., 2014, “Making the Moon”, *Physics Today*, v. 67, n. 11, pp. 32–38. ISSN: 0031-9228. doi: [10.1063/PT.3.2583](https://doi.org/10.1063/PT.3.2583). Disponível em: <http://physicstoday.scitation.org/doi/10.1063/PT.3.2583>.
- STROGATZ, S., 2014, *Nonlinear Dynamics and Chaos: With Applications to Physics, Biology, Chemistry, and Engineering*. Studies in Nonlinearity. Avalon Publishing. ISBN: 9780813349114. Disponível em: <https://books.google.com.br/books?id=JDQGAwAAQBAJ>.
- TSIGANIS, K.; GOMES, R.; MORBIDELLI, A.; LEVISON, H. F., 2005, “Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System.” *Nature*, v. 435, n. 7041, pp. 459–461. ISSN: 0028-0836. doi: [10.1038/nature03539](https://doi.org/10.1038/nature03539).
- VOLK, K.; GLADMAN, B., 2015, “Consolidating and Crushing Exoplanets: Did It Happen Here?” *Astrophys. J. Lett.*, 806(2):L26. doi: [10.1088/2041-8205/806/2/L26](https://doi.org/10.1088/2041-8205/806/2/L26). arXiv: [1502.06558](https://arxiv.org/abs/1502.06558).

- WALSH, K. J.; MORBIDELLI, A., 2011, “The effect of an early planetesimal-driven migration of the giant planets on terrestrial planet formation”, *Astron. Astrophys.*, 526:A126. doi: [10.1051/0004-6361/201015277](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015277). arXiv: [1101.3776](https://arxiv.org/abs/1101.3776).
- WALSH, K. J.; MORBIDELLI, A.; RAYMOND, S. N.; O'BRIEN, D. P.; MANDELL, A. M., 2011, “A low mass for Mars from Jupiter's early gas-driven migration”, *Nature*, v. 475, n. 7355, pp. 206–209. ISSN: 0028-0836. doi: [10.1038/nature10201](https://doi.org/10.1038/nature10201). Disponível em: <https://www.nature.com/nature/journal/v475/n7355/pdf/nature10201.pdf><http://www.nature.com/articles/nature10201>.
- WALSH, K. J.; MORBIDELLI, A.; RAYMOND, S. N.; O'BRIEN, D. P.; MANDELL, A. M., 2012, “Populating the asteroid belt from two parent source regions due to the migration of giant planets-“The Grand Tack””, *Meteoritics & Planetary Science*, v. 47, n. 12, pp. 1941–1947. ISSN: 10869379. doi: [10.1111/j.1945-5100.2012.01418.x](https://doi.org/10.1111/j.1945-5100.2012.01418.x). Disponível em: <http://doi.wiley.com/10.1111/j.1945-5100.2012.01418.x>.
- WARD, W. R., 1997, “Protoplanet Migration by Nebula Tides”, *Icarus*, v. 126, n. 2, pp. 261–281. doi: [10.1006/icar.1996.5647](https://doi.org/10.1006/icar.1996.5647).
- WARD, W. R.; COLOMBO, G.; FRANKLIN, F., 1976, “Secular resonance, solar spin down, and the orbit of Mercury”, *Icarus*, v. 28, n. 4, pp. 441–452. ISSN: 00191035. doi: [10.1016/0019-1035\(76\)90117-2](https://doi.org/10.1016/0019-1035(76)90117-2). Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103576901172><http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0019103576901172><https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0019103576901172>.
- WEISSMAN, P.; MORBIDELLI, A.; DAVIDSSON, B.; BLUM, J., 2020, “Origin and Evolution of Cometary Nuclei”, *Space Sci. Rev.*, 216(1):6. doi: [10.1007/s11214-019-0625-7](https://doi.org/10.1007/s11214-019-0625-7).
- WETHERILL, G., 1991, “Why Isn't Mars as Big as Earth?” Em: *Lunar and Planetary Science Conference*, v. 22, *Lunar and Planetary Science Conference*, p. 1495.
- WIECHERT, U.; HALLIDAY, A. N.; LEE, D. C.; SNYDER, G. A.; TAYLOR, L. A.; et al., 2001, “Oxygen Isotopes and the Moon-Forming Giant Impact”, *Science*, v. 294, n. 5541, pp. 345–348. doi: [10.1126/science.1063037](https://doi.org/10.1126/science.1063037).

- WISDOM, J., 1980, “The resonance overlap criterion and the onset of stochastic behavior in the restricted three-body problem”, *Astron. J.*, v. 85, pp. 1122–1133. doi: [10.1086/112778](https://doi.org/10.1086/112778).
- ZHANG, J.; DAUPHAS, N.; DAVIS, A. M.; LEYA, I.; FEDKIN, A., 2012, “The proto-Earth as a significant source of lunar material”, *Nature Geoscience*, v. 5, n. 4, pp. 251–255. doi: [10.1038/ngeo1429](https://doi.org/10.1038/ngeo1429).

Apêndice A

Artigo

Jumping Jupiter can explain Mercury's orbit



JUMPING JUPITER CAN EXPLAIN MERCURY'S ORBIT

FERNANDO ROIG¹, DAVID NESVORNÝ², AND SANDRO RICARDO DESOUSA¹¹ Observatorio Nacional, Rua Gal. Jose Cristino 77, Rio de Janeiro, RJ 20921-400, Brazil; froig@on.br, sandroricardo@on.br² Southwest Research Institute, 1050 Walnut Street, Suite 300, Boulder, CO 80302, USA; davidn@boulder.swri.edu

Received 2016 February 4; accepted 2016 March 9; published 2016 March 24

ABSTRACT

The orbit of Mercury has large values of eccentricity and inclination that cannot be easily explained if this planet formed on a circular and coplanar orbit. Here, we study the evolution of Mercury's orbit during the instability related to the migration of the giant planets in the framework of the jumping-Jupiter model. We found that some instability models are able to produce the correct values of Mercury's eccentricity and inclination, provided that relativistic effects are included in the precession of Mercury's perihelion. The orbital excitation is driven by the fast change of the normal oscillation modes of the system corresponding to the perihelion precession of Jupiter (for the eccentricity) and the nodal regression of Uranus (for the inclination).

Key words: planets and satellites: dynamical evolution and stability – planets and satellites: terrestrial planets

1. INTRODUCTION

The orbit of Mercury is the most peculiar among the solar system planets. It has the largest mean eccentricity and inclination ($e = 0.17$ and $I = 7^\circ$ with respect to the invariable plane), its perihelion longitude ϖ is significantly affected by relativistic effects ($\delta\dot{\varpi} \sim 0''.43 \text{ yr}^{-1}$), and its orbit displays the most chaotic long-term dynamics (Laskar 1994). Secular variations have typical amplitudes of $\Delta e \simeq \pm 0.08$ and $\Delta I \simeq \pm 3^\circ$ that are not large enough to explain the current mean values of e and I assuming that Mercury, as well as the other terrestrial planets, ended the formation process on nearly circular and coplanar orbits.

Ward et al. (1976) proposed that the high e , I of Mercury could be produced by the oblateness perturbation of the Sun. An initially large value of the second-degree harmonic J_2 caused by a rapidly rotating Sun and its subsequent spin down would drive the perihelion and node of Mercury into secular resonances with the perihelion and node of Venus, respectively, that would excite the corresponding proper modes of Mercury's orbit. However, recent observational evidence indicate that, by the time the terrestrial planets are in their final stages of formation ($\sim 30\text{--}200$ Myr depending on the model), the Sun's rotation would be only a few times faster than the current rotation (Bouvier 2013). Moreover, contraction of the star along the pre-main-sequence track occurs on the Kelvin–Helmholtz timescale (~ 30 Myr for the Sun), implying that the J_2 term would be already small when the terrestrial planets are formed.

Laskar (2008), Laskar & Gastineau (2009), and Boué et al. (2012) showed that the chaotic evolution of the orbit of Mercury may lead to large changes of e , I over the age of the solar system. According to Laskar (2008), the probability of changing Mercury's eccentricity by more than 0.1 over 5 Gyr of evolution is less than 20%. The probability of changing the inclination by more than 5° over the same timescale is even smaller, less than 10%. Therefore, typically the chaotic variations of Mercury's orbit do not appear to be able to provide the required excitation in e and I from initially circular and coplanar orbits. In particular, Laskar & Gastineau (2009) performed about 2500 simulations and in none of them was Mercury able to reach an eccentricity smaller than ~ 0.05 over 5 Gyr of evolution, implying that there would be no apparent

connection between initially circular orbits and chaotic diffusion over Gyr timescales. Nevertheless, this mechanism cannot be totally ruled out because we cannot discard the possibility that the initial orbit of Mercury had some eccentricity.

Here, we investigate the possibility that the high eccentricity and inclination of Mercury originated during the instability related to the migration of the giant planets, in the framework of the so-called “jumping-Jupiter” model. The giant planets in the solar system did not form on their current orbits but suffered two types of migration. The first one was gas-driven migration (Masset & Snellgrove 2001), which acted on planets during the earliest stages when the nebular gas disk was still present in the system. The present paradigm of this type of migration is provided by the Grand Tack model (Walsh et al. 2011). The second one was planetesimal-driven migration (Fernandez & Ip 1984), caused by the gravitational interaction of the giant planets with the disk of planetesimals that remained beyond the orbit of Neptune, once the gas has totally dissipated. Its current paradigm is given by the Nice model (Tsiganis et al. 2005). According to the standard scenario, the terrestrial planets started their formation during the gas nebula phase and are completely formed after ~ 100 Myr (e.g., Chambers & Wetherill 1998). Therefore, the orbital architecture of the inner planets provides important constraints on both migration models. For example, the terrestrial planet system is extremely sensitive to the secular evolution of the giant planets (Brasser et al. 2009, 2013; Agnor & Lin 2012; Kaib & Chambers 2016), and in particular, a slow and smooth migration of the outer planets would destabilize the orbits of the inner planets.

We focus here on a variant of the Nice model, known as the jumping-Jupiter model (Morbidelli et al. 2009). The present version of this model assumes that the system of giant planets was initially constituted of five bodies: Jupiter, Saturn, and three ice giants. During the planetesimal-driven migration, the system temporarily develops an instability phase involving mutual close encounters between planets, which ends up with the ejection of one of the ice giants after an encounter with Jupiter (Nesvorný 2011). This makes Jupiter jump inward - while Saturn jumps outward, and the period ratio between Jupiter and Saturn changes nearly instantaneously from an

Table 1
Initial Orbital Elements and Masses of the Planets

Planet	Mass (M_{Jup})	a (au)	e	I ($^\circ$)
Mercury	0.00017	0.387	0.001	0.01
Venus	0.00256	0.723	0.001	0.01
Earth	0.00318	1.000	0.001	0.01
Mars	0.00034	1.524	0.001	0.01
Jupiter	1.00000	5.469	0.003	0.05
Saturn	0.29943	7.457	0.011	0.02
Ice #1	0.05307	10.108	0.017	0.11
Ice #2	0.05307	16.080	0.006	0.07
Ice #3	0.05411	22.172	0.002	0.05

initial value of ~ 1.5 to the current ~ 2.5 . This model has several advantages (Nesvorný & Morbidelli 2012) over the models of smooth planetesimal-driven migration and has had a great success in reproducing the dynamical properties of several minor bodies populations (Nesvorný et al. 2013, 2014; Deienno et al. 2014; Morbidelli et al. 2015; Nesvorný 2015; Roig & Nesvorný 2015; Brasil et al. 2016).

The role of the giant-planet evolution on the formation of the terrestrial planets has been addressed in several recent works (Levison & Agnor 2003; Walsh & Morbidelli 2011; Lykawka & Ito 2013; Jacobson & Morbidelli 2014; Izidoro et al. 2015). Most of these studies focus on forming the terrestrial planets with the right mass and at the right distance from the Sun, but give less attention to their orbital eccentricities and inclinations. In some cases, Mercury is not even taken into account in the models. Although the field is under continuous improvement (for a review, see Raymond et al. 2014), the formation of terrestrial planets is still a poorly understood process, and the current models do not constrain well the final orbits. Nevertheless, we know that circularization and alignment of the orbital planes should be expected as a result of dynamical friction during the accretion of the planetary embryos in a disk of planetesimals (Kokubo 2005; O'Brien et al. 2006; Morishima et al. 2008). We also know that the terrestrial planets are not expected to suffer any migration process during or after their formation (Minton & Levison 2014).

In this Letter, we present results on the evolution of the terrestrial planets in the jumping-Jupiter model, with particular focus on Mercury's orbit. Our main assumption is that the terrestrial planets were completely formed on nearly circular and coplanar orbits before the occurrence of the giant-planet instability. The terrestrial orbits lie initially on the invariable plane of the giant planets. Our goal is to measure the effects of the instability on the orbit of Mercury and to assess the main mechanisms that are responsible for those effects. In the following sections, we describe the methods (Section 2), present the results (Section 3), and give our conclusions (Section 4).

2. METHODS

We have performed a series of numerical simulations of the evolution of the solar system planets during the jumping-Jupiter instability. The system of giant planets is initially constituted of Jupiter, Saturn, and three ice giant planets, located in a compact resonant configuration that is the supposed outcome of the previous migration evolution in the gas disk (e.g., Pierens et al. 2014). The initial osculating values of semimajor axis a , eccentricity e , and inclination I are shown

in Table 1. These values, in particular, put Jupiter and Saturn initially in a mutual 3:2 mean motion resonance.

The giant planets migrate following different evolutions previously simulated by Nesvorný & Morbidelli (2012). In those simulations, the giant planets interact with a disk of massive planetesimals, initially distributed beyond the orbit of the outermost giant. By considering different parameters for this planetesimal disk, Nesvorný & Morbidelli (2012) obtained the different evolutions and stored in a file the corresponding outcome every 1 year. In our simulations, these evolutions have been reproduced simply by reading the stored positions and velocities of the planets and by interpolating them as explained in Nesvorný et al. (2013). The particular cases analyzed here produce interactions with the ejected ice giant that make the other giant planets experience a few radial jumps. The net inward jump of Jupiter is ~ 0.3 au, and the instability happens about ~ 6 Myr after the start of the simulations.

In our simulations, the terrestrial planets are initially located at their present mean distances from the Sun, but in almost circular and coplanar orbits. Although this might have not been the actual case, because the early terrestrial planets orbits might have been somewhat excited, we adopt this assumption because we want to isolate the effects of the jumping-Jupiter evolution from the effects related to specific initial conditions. The adopted orbital values are shown in Table 1. The remaining orbital elements, namely, longitude of node Ω , longitude of perihelion ϖ , and mean longitude λ have been chosen at random between 0° and 360° . For each migration case of the giant planets, we generated 100 different sets of initial conditions for the terrestrial planets with different values of Ω , ϖ , and λ .

The simulations have been carried out using a hybrid version of the SWIFT_MVS symplectic integrator that interpolates the stored planetary positions of the giant planets to the desired time step and propagates the terrestrial planets, taking into account their mutual perturbations and the perturbations from the giant planets. In this approach, the terrestrial planets do not perturb the giant ones. Relativistic corrections to Mercury's orbit have been introduced by an additional acceleration term as in Quinn et al. (1991). The integration time step was 0.01 years, and the total time span of each simulation was 10 Myr. For a few instability cases, we have performed simulations over much longer time spans (up to 100 Myr) that do not change our main results and conclusions.

It is worth recalling that all the instability evolutions considered here produce final orbits of the giant planets that are similar to the real orbits. In particular, the planetary encounters are able to correctly excite the proper mode in Jupiter's eccentricity to its present value. All the evolutions also satisfy similar constraints defined in Nesvorný & Morbidelli (2012) for the outer planets. The discontinuous evolution of Jupiter's orbit during planetary encounters also fulfills the constraint imposed by the terrestrial planets since it prevents the strong interaction with secular resonances that would destabilize the system of inner planets (Brasser et al. 2009; Walsh & Morbidelli 2011).

3. RESULTS

Figure 1 shows the results of our simulations for one specific case of the jumping-Jupiter instability. Other instability cases produce similar results, although those of Figure 1 provide best fits to Mercury's orbit without degrading the fits to the other

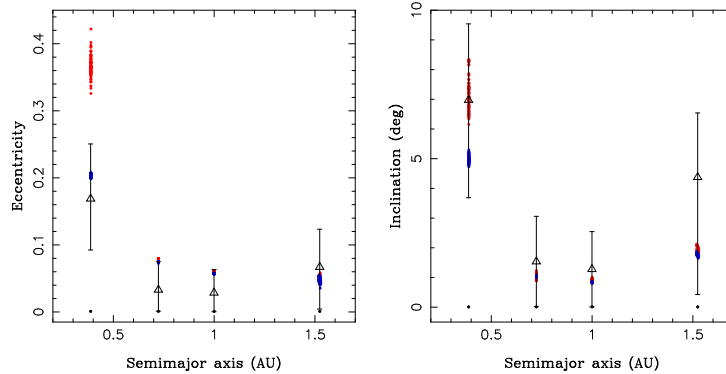


Figure 1. Terrestrial planet orbits in an example of jumping-Jupiter evolution. Red dots are the final mean values of 400 fictitious orbits (100 orbits per planet), when no relativistic correction is applied to Mercury’s orbit. Blue dots are similar results, but applying the relativistic correction. The final values are averages over the last 1 Myr of evolution. The initial conditions of the fictitious orbits are represented by the small black dots at $e \simeq 0$, $I \simeq 0$. Open triangles give the current mean values of the orbital elements, and error bars give their secular variations (maximum and minimum excursions of the elements) over 5 Myr.

terrestrial planets. Moreover, the specific instability case considered in Figure 1 has also been successfully tested against the constraints of the various minor body populations (Nesvorný et al. 2013, 2014; Deienno et al. 2014; Nesvorný 2015; Roig & Nesvorný 2015). In the runs including the relativistic corrections (blue dots in Figure 1), Mercury’s eccentricity reached final mean values of ~ 0.2 that are very close to the present value of 0.17.

It is worth noting that in all the instability cases considered in this study, we found that Mercury’s eccentricity and inclination always become less excited when relativistic effects are taken into account than when these effects are ignored (cf. blue dots versus red dots in Figure 1). This happens because general relativity speeds up the precession frequency g_1 of Mercury’s perihelion. Faster values of g_1 make resonances with the perihelion frequency of Jupiter, g_5 , to become less strong by reducing their effective widths, and this leads to less excited final eccentricities. In principle, the relativistic corrections do not introduce any direct drift on the regression frequency s_1 of Mercury’s node, but they produce an indirect effect that also leads to less excited inclinations. A similar result, but in a different context, has been pointed out by Laskar (2008), who found that including relativistic effects in the long-term dynamics simulations of the solar system planets led to a more bounded chaotic evolution of the orbit of Mercury over Gyr timescales.

We verified that the excitation of Mercury’s eccentricity is driven by the fast sweeping of the linear secular resonance $g_1 - g_5$, in agreement with previous studies (e.g., Brassier et al. 2009). This is illustrated in Figure 2 for one of the simulations with relativistic corrections shown in Figure 1. The raise of Mercury’s e is accompanied by the libration of the angle $\varpi_1 - \varpi_5$ over a short period of time. The value of g_5 shows significant variations before the instability (Figure 2(c)), but after Jupiter jumps (Figure 2(d)), it stabilizes and approaches the value of g_1 , driving the system into a temporary resonance capture. We recall that permanent capture does not happen in this context because the adiabatic threshold is broken as a consequence of the discontinuous evolution of the giant planets.

Figure 3(a) shows the evolution of the inclination of Mercury in the same simulation of Figure 2, together with

the evolution of the angles $\Omega_1 - \Omega_7$ and $\Omega_1 - \Omega_2$, where the index $_2$ refers to Venus and $_7$ to Uranus (Figures 3(b) and (c)). We find that the inclination suffers two different excitation processes, both related to secular resonances involving the frequency of Mercury’s longitude of node, s_1 . The first one is related to a temporary capture in the $s_1 - s_2$ secular resonance with Venus’s node before the instability. The corresponding resonant angle, $\Omega_1 - \Omega_2$, librates around 0° and the inclination is slightly excited by $\sim 2^\circ$. The main excitation event occurs immediately after the instability and is related to a temporary capture in the $s_1 - s_7$ secular resonance with Uranus’s node. The corresponding resonant angle, $\Omega_1 - \Omega_7$, librates around 180° , and the inclination is strongly excited up to $\sim 9^\circ$, very similar to the present value of 7° . The evolution of the secular frequencies s_1 and s_7 is shown in Figure 3(d), together with the evolution of Uranus semimajor axis (Figure 3(e)). We can see that the jump of Uranus from ~ 11 to ~ 17 au approaches the value of s_7 to that of s_1 , once again driving the system into a temporary resonance capture. It is possible that the excitation of Mercury’s inclination actually arises from the indirect effect of the s_7 mode in the orbit of Venus (which has an important secular coupling with Mercury; Batygin et al. 2015) or Jupiter, rather than from the direct effect of the s_7 mode in the orbit of Mercury. Unfortunately, we cannot confirm this because the motion during and immediately after the instability is extremely irregular, and a Fourier analysis of the time series is useless to assess the role of the different oscillation modes. It is worth noting, however, that during this last excitation event, the system remains captured in the $s_1 - s_2$ resonance, leading to a nodal coupling between Mercury, Venus, and Uranus.

In general, the instability models analyzed here also provide reasonably good fits to the other terrestrial planets. The eccentricities and inclinations of Venus and Earth are very well reproduced, as well as the eccentricity of Mars. Final mean values always lie within the range of secular variations. In a few models, the eccentricity of Venus and Earth are slightly more excited than required, but never above the corresponding secular maxima. The mean inclination of Mars is usually underestimated by some $2^\circ - 3^\circ$, but never below the corresponding secular minimum.

We have also tested the final configurations using Fourier analysis to verify if the secular architecture of the planets was

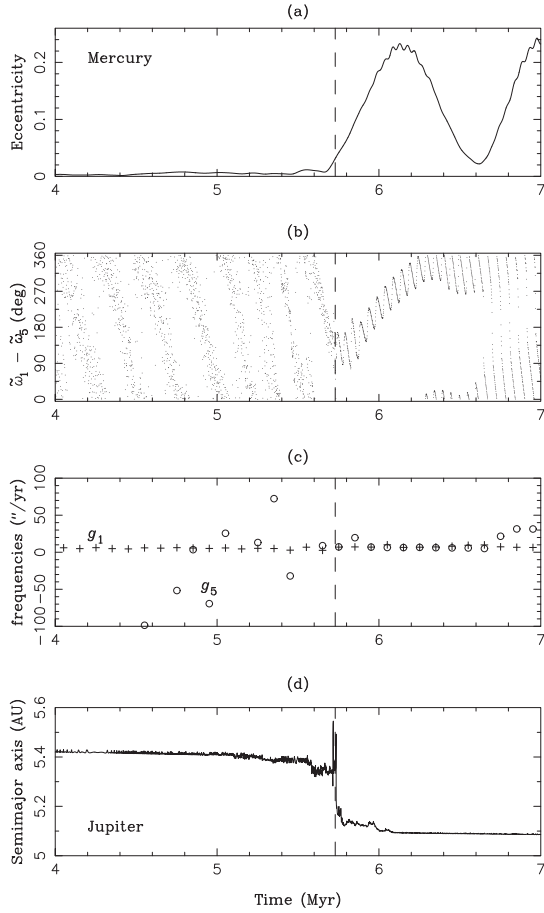


Figure 2. Evolution of: (a) the eccentricity of Mercury; (b) the secular angle $\varpi_1 - \varpi_5$; (c) the secular frequencies of the perihelion of Mercury (crosses) and Jupiter (circles); and (d) the semimajor axis of Jupiter. The jumping-Jupiter instability occurs between 5.71 and 5.74 Myr (vertical dashed line). The excitation of Mercury's eccentricity up to ~ 0.2 is related to a temporary trapping in the linear secular resonance $g_1 - g_5$ between the perihelia of Mercury and Jupiter. In panel (c), the secular frequencies have been numerically computed from the corresponding ϖ time series, over windows of 0.1 Myr in width.

correctly reproduced. This has been carried out through a short numerical integration of the final state of the planets, with no migration. We found that all the secular proper frequencies are correctly reproduced. Mercury's eccentricity and inclination are mainly contributed by the e_{11} and I_{11} modes (i.e., the proper modes), respectively, as it is in the present solar system. The other planets display the same behavior, as expected, although some proper modes have slightly different amplitudes that differ from the current ones by less than 30% in most cases and up to a factor of two in the worst case.

4. CONCLUSIONS

Our results allow us to conclude that the jumping-Jupiter instability can produce the presently large values of eccentricity and inclination of Mercury, even in the extreme case when it is assumed that this planet formed in a circular and coplanar orbit.

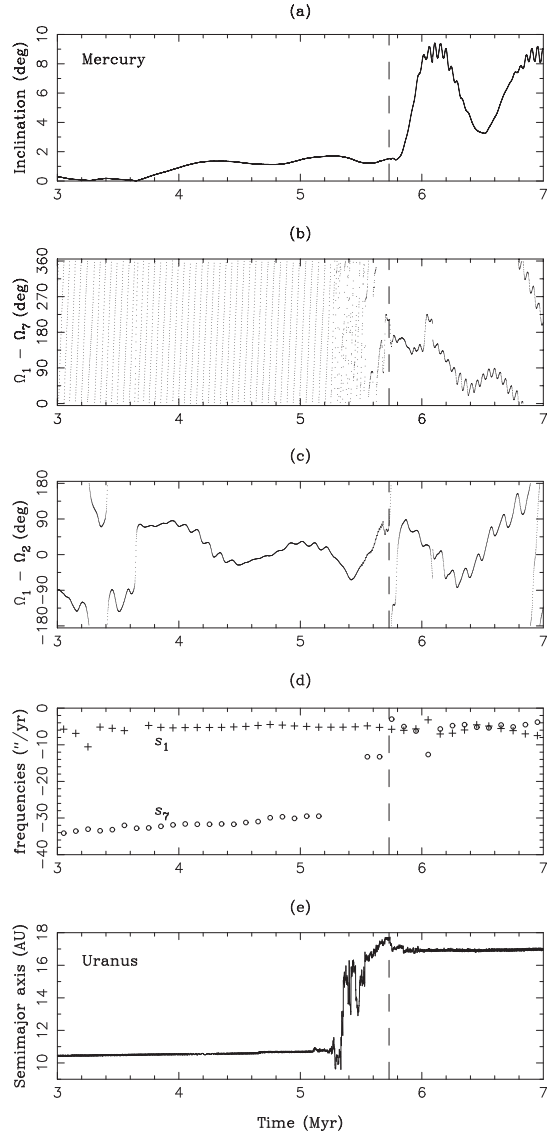


Figure 3. Evolution of: (a) the inclination of Mercury; (b) the secular angle $\Omega_1 - \Omega_7$; (c) the secular angle $\Omega_1 - \Omega_2$; (d) the secular frequencies of the nodes of Mercury (crosses) and Uranus (circles); and (e) the semimajor axis of Uranus. The jumping-Jupiter instability is indicated by the vertical dashed line. The excitation of Mercury's inclination up to $\sim 9^\circ$ is related to a temporary trapping in the linear secular resonance $s_1 - s_7$ between the nodes of Mercury and Uranus. Before the instability, a slight excitation up to 2° is related to a secular resonance with the node of Venus. In panel (d), the secular frequencies have been numerically computed from the corresponding Ω time series, over windows of 0.1 Myr in width.

We tested different instability models and some of them produce final orbits that fit very well to the current orbit of Mercury, while also keeping a good fit to the remaining planets, in terms of both orbital elements and secular architecture. We found that the excitation in Mercury's eccentricity is driven by the oscillation mode of the perihelion

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL LETTERS, 820:L30 (5pp), 2016 April 1

ROIG, NESVORNÝ, & DESOUZA

frequency of Jupiter, g_5 , while the excitation in inclination is driven by oscillation mode of the node frequency of Uranus, s_7 . We also found that the relativistic correction of the perihelion frequency of Mercury, g_1 , has to be included in the model in order to avoid excessive excitation of Mercury's eccentricity and inclination. The jumping-Jupiter evolution provides a more robust model than conservative chaotic evolution since it not only explains the transition of Mercury from nearly circular and coplanar orbit to the present state, but also fulfills several other constraints imposed by the many populations of solar system objects.

We wish to thank an anonymous referee for helpful comments and criticism. This work has been supported by the Brazilian National Research Council (CNPq) through fellowship 312292/2013-9 and grant 401905/2013-6 within the Science Without Borders Program, and by NASA's Emerging Worlds program. Simulations have made use of the cluster of the Department of Astronomy of the National Observatory of Rio de Janeiro, acquired through CAPES grant 23038.007093/2012-13.

REFERENCES

- Agnor, C. B., & Lin, D. N. C. 2012, *ApJ*, 745, 143
- Batygin, K., Morbidelli, A., & Holman, M. J. 2015, *ApJ*, 799, 120
- Boué, G., Laskar, J., & Farago, F. 2012, *A&A*, 548, A43
- Bouvier, J. 2013, in EAS Publications Ser. 62, Role and Mechanisms of Angular Momentum Transport During the Formation and Early Evolution of Stars, ed. P. Hennebelle, & C. Charbonnel (Les Ulis: EDP Sciences), 143
- Brasil, P. I. O., Roig, F., Nesvorný, D., et al. 2016, *Icar*, 266, 142
- Brasser, R., Morbidelli, A., Gomes, R., Tsiganis, K., & Levison, H. F. 2009, *A&A*, 507, 1053
- Brasser, R., Walsh, K. J., & Nesvorný, D. 2013, *MNRAS*, 433, 3417
- Chambers, J. E., & Wetherill, G. W. 1998, *Icar*, 136, 304
- Deienno, R., Nesvorný, D., Vokrouhlický, D., & Yokoyama, T. 2014, *AJ*, 148, 25
- Fernandez, J. A., & Ip, W.-H. 1984, *Icar*, 58, 109
- Izidoro, A., Raymond, S. N., Morbidelli, A., & Winter, O. C. 2015, *MNRAS*, 453, 3619
- Jacobson, S. A., & Morbidelli, A. 2014, *RSPTA*, 372, 30174
- Kaib, N. A., & Chambers, J. E. 2016, *MNRAS*, 455, 3561
- Kokubo, E. 2005, in IAU Coll. 197, Dynamics of Populations of Planetary Systems, ed. Z. Knežević, & A. Milani (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 41
- Laskar, J. 1994, *A&A*, 287, L9
- Laskar, J. 2008, *Icar*, 196, 1
- Laskar, J., & Gastineau, M. 2009, *Natur*, 459, 817
- Levison, H. F., & Agnor, C. 2003, *AJ*, 125, 2692
- Lykawka, P. S., & Ito, T. 2013, *ApJ*, 773, 65
- Masset, F., & Snellgrove, M. 2001, *MNRAS*, 320, L55
- Minton, D. A., & Levison, H. F. 2014, *Icar*, 232, 118
- Morbidelli, A., Brasser, R., Tsiganis, K., Gomes, R., & Levison, H. F. 2009, *A&A*, 507, 1041
- Morbidelli, A., Walsh, K. J., O'Brien, D. P., Minton, D. A., & Bottke, W. F. 2015, arXiv:1501.06204
- Morishima, R., Schmidt, M. W., Stadel, J., & Moore, B. 2008, *ApJ*, 685, 1247
- Nesvorný, D. 2011, *ApJL*, 742, L22
- Nesvorný, D. 2015, *AJ*, 150, 68
- Nesvorný, D., & Morbidelli, A. 2012, *AJ*, 144, 117
- Nesvorný, D., Vokrouhlický, D., & Deienno, R. 2014, *ApJ*, 784, 22
- Nesvorný, D., Vokrouhlický, D., & Morbidelli, A. 2013, *ApJ*, 768, 45
- O'Brien, D. P., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2006, *Icar*, 184, 39
- Pierens, A., Raymond, S. N., Nesvorný, D., & Morbidelli, A. 2014, *ApJL*, 795, L11
- Quinn, T. R., Tremaine, S., & Duncan, M. 1991, *AJ*, 101, 2287
- Raymond, S. N., Kokubo, E., Morbidelli, A., Morishima, R., & Walsh, K. J. 2014, in Protostars and Planets VI, ed. H. Beuther et al. (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 595
- Roig, F., & Nesvorný, D. 2015, *AJ*, 150, 186
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2005, *Natur*, 435, 459
- Walsh, K. J., & Morbidelli, A. 2011, *A&A*, 526, A126
- Walsh, K. J., Morbidelli, A., Raymond, S. N., O'Brien, D. P., & Mandell, A. M. 2011, *Natur*, 475, 206
- Ward, W. R., Colombo, G., & Franklin, F. A. 1976, *Icar*, 28, 441

Apêndice B

Artigo

Can a jumping-Jupiter trigger the Moon-forming impact?



Can a jumping-Jupiter trigger the Moon-forming impact?

Journal:	<i>Monthly Notices of the Royal Astronomical Society</i>
Manuscript ID	Draft
Manuscript type:	Main Journal
Date Submitted by the Author:	n/a
Complete List of Authors:	DeSouza, Sandro; Observatorio Nacional, Roig, Fernando; Observatorio Nacional, Astronomy; Nesvorny, David; Southwest Research Institute, Department of Space Studies
Keywords:	Earth < Planetary Systems, Moon < Planetary Systems, planets and satellites: formation < Planetary Systems, planets and satellites: terrestrial planets < Planetary Systems, planets and satellites: dynamical evolution and stability < Planetary Systems

SCHOLARONE™
Manuscripts

Can a jumping-Jupiter trigger the Moon-forming impact?

Sandro R. DeSouza,¹★ Fernando Roig,¹† David Nesvorny²

¹*Observatório Nacional, ON, Rio de Janeiro, 20921-400, RJ, Brasil*

²*Southwest Research Institute, SWRI, Boulder, CO 80302, USA*

Accepted XXX. Received YYY; in original form ZZZ

ABSTRACT

We investigate the possibility that the Giant Impact, that is thought to be responsible for the formation of the Earth-Moon system, was triggered by an early dynamical instability of the giant planets. We consider the framework of the Nice model and the jumping Jupiter instability, and tested different configurations of the primordial system of terrestrial planets that include a fifth terrestrial proto-planet. We find that the instability/migration of the giant planets can trigger collisions among the terrestrial planets, and 15% of the simulations lead to a collision with the proto-Earth which resulted in a final configuration of the terrestrial system that reproduce its present architecture. In all the simulations, there is a delay of more than ~ 20 My between the time of the instability and the Moon-forming impact. This supports the occurrence of an early instability (< 10 My after dissipation of the gas in the proto-planetary disk), compatible with the time of the Giant Impact (30-60 My) inferred from cosmochemical constraints.

Key words: Earth – Moon – planets and satellites: formation – planets and satellites: terrestrial planets – planets and satellites: dynamical evolution and stability

1 INTRODUCTION

The standard model of terrestrial planets formation can be divided into three stages: 1) the formation of planetesimals from dust grains near the midplane of the proto-planetary nebula by streaming instability (e.g. Morbidelli et al. 2009a); 2) the runaway growth of embryos, in which small proto-planets form in circular and coplanar orbits; 3) the aggregation of the embryos that collide due to

★ E-mail: sandroricardo@on.br

† E-mail: froig@on.br

2 *S. R. DeSouza et al.*

their perturbations on the neighbors, thus forming the terrestrial planets (e.g. [Chambers & Wetherill 1998](#)). In this context of planetary formation, it is widely accepted that the Moon formed from the impact of a Mars-sized proto-planet on the proto-Earth, that would have occurred during the third stage. In this Giant Impact model, the Moon accretes from the material ejected by the collision. Isotopic dating of Earth core formation indicates that this event happened 30 to 60 My after the gas dispersal in the proto-planetary disk, some 4.5 billion years ago (see [Canup 2014](#), for a review).

The analysis of isotopic abundances in the lunar rocks provides strong constraints on the Giant Impact model. In the standard model, with a Mars-size impactor, it is expected that the chemical signatures of the Moon reproduce to some degree those of the impactor. Measurements of isotopic ratios of different elements have shown that Mars is different from the Earth, implying a significant gradient of isotopic abundances between 1.0 and 1.5 au. However, the Earth and the Moon are almost identical in terms of isotopic abundances (e.g. [Wiechert et al. 2001](#)). These results would be consistent with the Giant Impact hypothesis if the proto-Earth and the impactor were formed from an identical mixture of components, at approximately the same heliocentric distance. Other explanations suggest, instead, that the Moon's isotopic composition reflects only the Earth's contribution (e.g. [Zhang et al. 2012](#); [Cuk 2018](#)), or that two half-Earth-like proto-planets collided forming the Earth-Moon pair and getting the correct balance in the isotopic composition ([Canup 2012](#)), or even that the isotopes equilibrated or mixed during the vapor phase of the proto-lunar disk.

In this work, we investigate the conditions that may lead to the collision of two initially close-by proto-planets in the inner solar system. Specifically, we want to address the role of a giant planets instability to trigger this event. The instability of the giants planets has become a fundamental ingredient of the primordial dynamical evolution of the solar system, particularly in the context of the Nice model ([Tsiganis et al. 2005](#); [Morbidelli et al. 2005](#); [Gomes et al. 2005](#)). This model assumes that, after dissipation of the gas in the proto-planetary disk, the recently formed giant planets started to gravitationally interact with a disk of remnant planetesimals beyond the orbit of Neptune. This interaction drove the radial migration of the giant planets and could have favor the occurrence of mutual mean motion resonances and close encounters between them, eventually leading to a temporary instability of the system. Such instability had a major role in sculpting many of the characteristics that we observe nowadays in the solar system (see [Nesvorný 2018](#), for a review).

Of particular interest is the type of instability known as the jumping Jupiter model ([Morbidelli et al. 2009b](#)). In this case, a close encounter between Jupiter and an ice giant caused an exchange of

Can a jumping-Jupiter trigger the Moon-forming impact? 3

angular momentum that led to the ejection of the ice giant from the system while Jupiter migrated inwards in a discontinuous and abrupt way, virtually “jumping” to an inner orbit. This model has proved to be very successful to address several dynamical properties of the solar system bodies, from asteroids to trans-Neptunian objects, from terrestrial planets to satellites (e.g. [Nesvorný et al. 2013, 2014](#); [Deienno et al. 2014](#); [Morbidelli et al. 2015](#); [Nesvorný 2015](#); [Roig & Nesvorný 2015](#); [Brasil et al. 2016](#); [Roig et al. 2016](#)).

The jumping Jupiter instability is relevant for the formation and early evolution of the terrestrial planets, because it provides an efficient mechanism of secular resonances sweeping without exciting the orbits in the terrestrial region too much (e.g. [Brasser et al. 2009](#); [Brasser et al. 2013](#); [Agnor & Lin 2012](#); [Roig et al. 2016](#)). However, the time of the instability is still a matter of debate. A late instability ($t \gtrsim 100$ My) has been the preferred scenario since, in principle, it would help to justify the lunar Late Heavy Bombardment. On the other hand, recent developments favour the occurrence of an early instability ($t < 10$ My; [Kaib & Chambers 2016](#); [Nesvorný et al. 2018](#); [Morbidelli et al. 2018](#)), and open questions on how this could affect the terrestrial planet formation (e.g. [Clement et al. 2018, 2019](#)). Here, we focus on the specific problem of the Moon-forming collision in the framework of an early instability.

The late stages of the standard model of terrestrial planets accretion, where the proto-planets were on crossing orbits, could provide the natural conditions for the Giant Impact to occur. Here, instead, we propose that the Giant Impact could have been triggered by an early jumping Jupiter instability, that favoured the collision of two proto-planets formed at around 1 au and initially separated by ~ 0.1 au. We consider two different scenarios: one in which we have two half-Earths initially formed, and another in which we have an Earth-like and an additional Mars-like proto-planets. In section 2, we justify the setup of our terrestrial planets model and present the methodology applied. The results are analysed and discussed in section 3. Finally, section 4 is devoted to the conclusions.

2 METHODS

In our simulations, we assume an initial system of terrestrial planets with five proto-planets. This intends to mimic possible configurations of the Moon-forming impactor that may have existed before the impact. We consider three possible initial conditions of these five proto-planets, labeled as follows:

4 *S. R. DeSouza et al.*

[htbp]

Table 1. Initial orbital elements (at the beginning of Phase 1) and masses of the planets in the different models.

Model	Planets	Mass (M_{Jup})	a (au)	e	I ($^{\circ}$)
All	Mercury	0.000 17	0.387	0.001	0.01
	Venus	0.002 56	0.723	0.001	0.01
	Jupiter	1.000 00	5.469	0.003	0.05
	Saturn	0.299 43	7.457	0.011	0.02
	Ice 1	0.053 07	10.108	0.017	0.11
	Ice 2	0.053 07	16.080	0.006	0.07
	Ice 3	0.054 11	22.172	0.002	0.05
Halfearth	Half-Earth 1	0.001 59	0.950	0.001	0.01
	Half-Earth 2	0.001 59	1.050	0.001	0.01
	Mars	0.000 38	1.524	0.001	0.01
Mars1.1	Earth	0.003 18	1.000	0.001	0.01
	Mars 1	0.000 34	1.100	0.001	0.01
	Mars 2	0.000 34	1.524	0.001	0.01
Mars1.2	Earth	0.003 18	1.000	0.001	0.01
	Mars 1	0.000 34	1.200	0.001	0.01
	Mars 2	0.000 34	1.524	0.001	0.01

• **Halfearth**: includes two proto-planets, each with half the mass of the current Earth, one initially at 0.95 au and the other at 1.05 au.

• **Mars1.1**: includes two proto-planets, one with the mass of the current Earth initially at 1.0 au, and the other with the mass of the current Mars at 1.1 au.

• **Mars1.2**: similar to the Mars1.1 model, but with the Mars-like proto-planet initially at 1.2 au.

All the three configurations also include a proto-Mercury, a proto-Venus, and a proto-Mars, with their current masses and at their current heliocentric distances. For all the five terrestrial planets, the eccentricities and inclinations are initially set to give almost circular and almost co-planar orbits. No disk of planetesimals is included in the model.

This setup, in which the terrestrial proto-planets are already formed and stay in cold orbits, is motivated by two reasons:

(i) We want to schematize things and isolate the effect of the instability to properly quantify it. In this sense, we may suppose to be working with a sort of toy model, which do not necessarily reflect the real conditions of the system when the instability happens.

(ii) There are alternative models of terrestrial planets formation showing that the planets may have formed within a gas disk (e.g. [Ogihara et al. 2018](#)). A recent work ([Brož et al., 2020](#), submitted to *Nature Astronomy*) invokes torque-driven convergent migration of planetary embryos in the proto-planetary gas disk to show that terrestrial planets may have accreted much faster than in the standard model. Measurements of isotopic anomalies ([Dauphas & Pourmand 2011](#); [Schiller et al. 2019](#)) also support the fast formation of terrestrial proto-planets, possibly while the gas disk

Can a jumping-Jupiter trigger the Moon-forming impact? 5

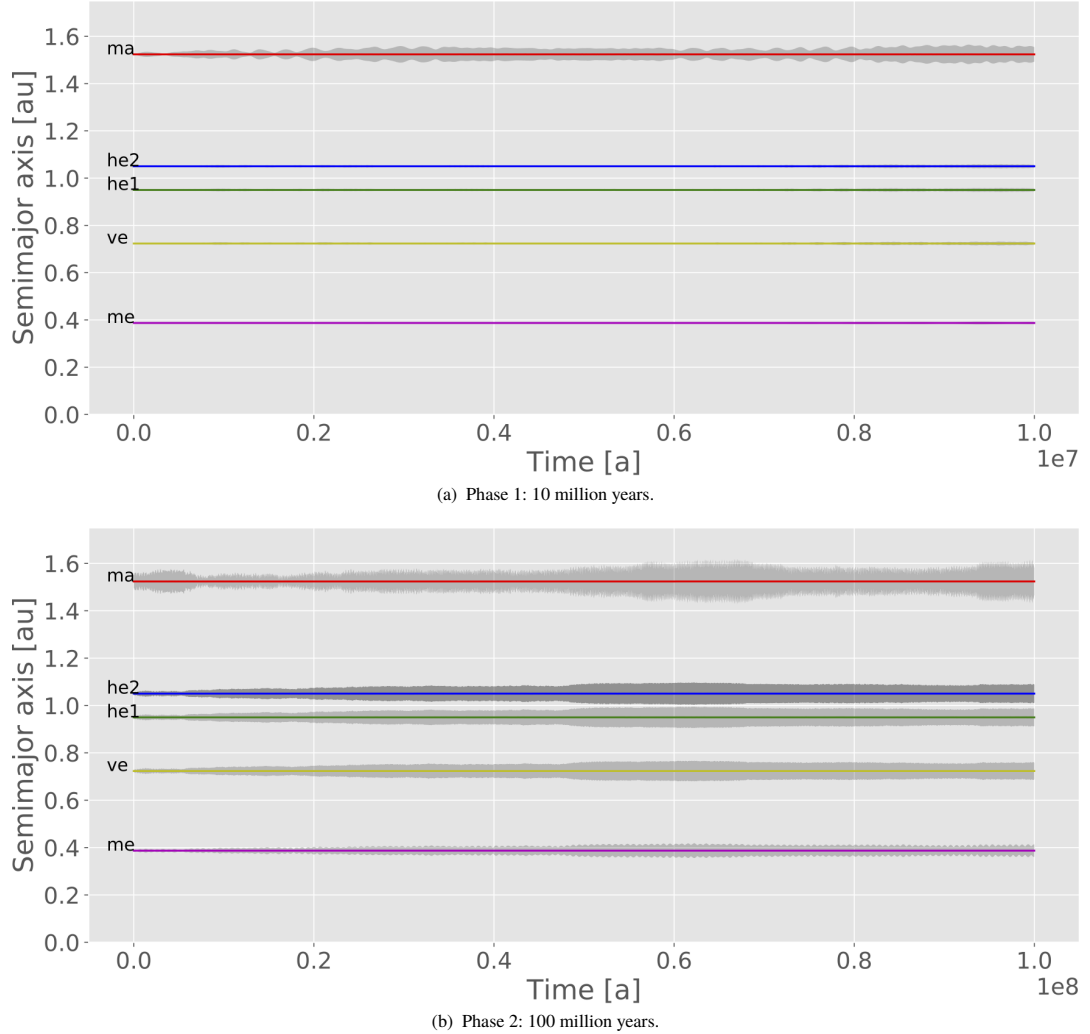


Figure 1. An example of the typical evolution in the control group, without instability/migration of the giant planets. This simulation corresponds to the Halfearth model. The semi-major axes of the five terrestrials is shown (color lines), together with the range of perihelion and aphelion distances (shaded areas): Mercury (magenta - me), Venus (yellow - ve), half-Earth 1 (green - he1), half-Earth 2 (blue - he2), and Mars (red - ma). The simulation has been divided in a Phase 1 and a Phase 2 only for comparison purposes.

was still around. In this scenario, the proto-terrestrial planets would have emerged from the gas disk nearly formed and on non-crossing orbits. Therefore, in order to have the Giant Impact at 30-60 My, it is necessary a mechanism to destabilize the orbits, and this can be provided by the jumping Jupiter evolution.

The system of giant planets is initially constituted by Jupiter, Saturn, and three Neptune-size ice giants. The simulations are carried out in two stages. The first stage, hereafter **Phase 1**, lasts 10 My

6 *S. R. DeSouza et al.*

and involves the jumping Jupiter instability. The second stage, hereafter **Phase 2**, lasts 100 My and involves the evolution of the giant planets after the instability.

During Phase 1, the giant planets evolve following orbits that are already prescribed from a previous simulation of the jumping Jupiter instability (Nesvorný & Morbidelli 2012). The prescription is generated through the interpolation method described in Nesvorný (2011). During the instability, Jupiter moves to an inner orbit while one of the ice giants is ejected from the system. Here, in particular, we consider the instability model labeled CASE1, where the instability occurs around $t = 5.71\text{--}5.74$ My. We choose the CASE1 instability model because it has provided very successful constraints in previous applications (e.g. Deienno et al. 2014; Nesvorný et al. 2014; Roig & Nesvorný 2015; Brasil et al. 2016; Nesvorný et al. 2017; Brasil et al. 2017; Nesvorný & Roig 2018).

During Phase 2, we consider two possibilities for the evolution of the four remaining giant planets. The first possibility assumes that the giant planets stay at the same mean heliocentric distances that they ended after Phase 1. The second possibility assumes that the giant planets suffer a residual smooth radial migration that leads them to their present heliocentric distances.

For each of the three models of the terrestrial system (Halfearth, Mars1.1 and Mars1,2), we perform 20 different simulations. The simulations differ in the initial orbital angles (longitude of node, argument of perihelion, and mean anomaly) of the terrestrial planets, which are set at random between 0 and 360 deg. Besides, each simulation is repeated twice: first considering the giant planets instability/migration, and then assuming no instability/migration of the giant planets at all. These second simulations are used as a control group. In all the simulations, the initial conditions of the giant planets are those corresponding to the beginning of Phase 1, in which the giants are placed in a mutual resonant compact configuration, with Jupiter and Saturn in a 3:2 mean motion resonance. Table 1 summarizes the adopted initial values for the different models.

The simulations are carried out using the N-body symplectic algorithm SyMBA (Duncan et al. 1998). For the simulations considering the giants instability during Phase 1, we used a modified version of this code that allows to interpolate the positions and velocities of the giant planets from the prefixed orbits that are stored in a file. The five terrestrial proto-planets gravitationally interact between them and also feel the perturbation from the giant planets, but they do not perturb the giant planets. This approach is similar to the one applied in our previous study of the terrestrial system (Roig et al. 2016), but here the terrestrial proto-planets are allowed to have close encounters and collisions between them, which are properly manipulated by the symplectic algorithm.

For the simulations considering the residual migration of the giant planets during Phase 2, we

Can a jumping-Jupiter trigger the Moon-forming impact? 7

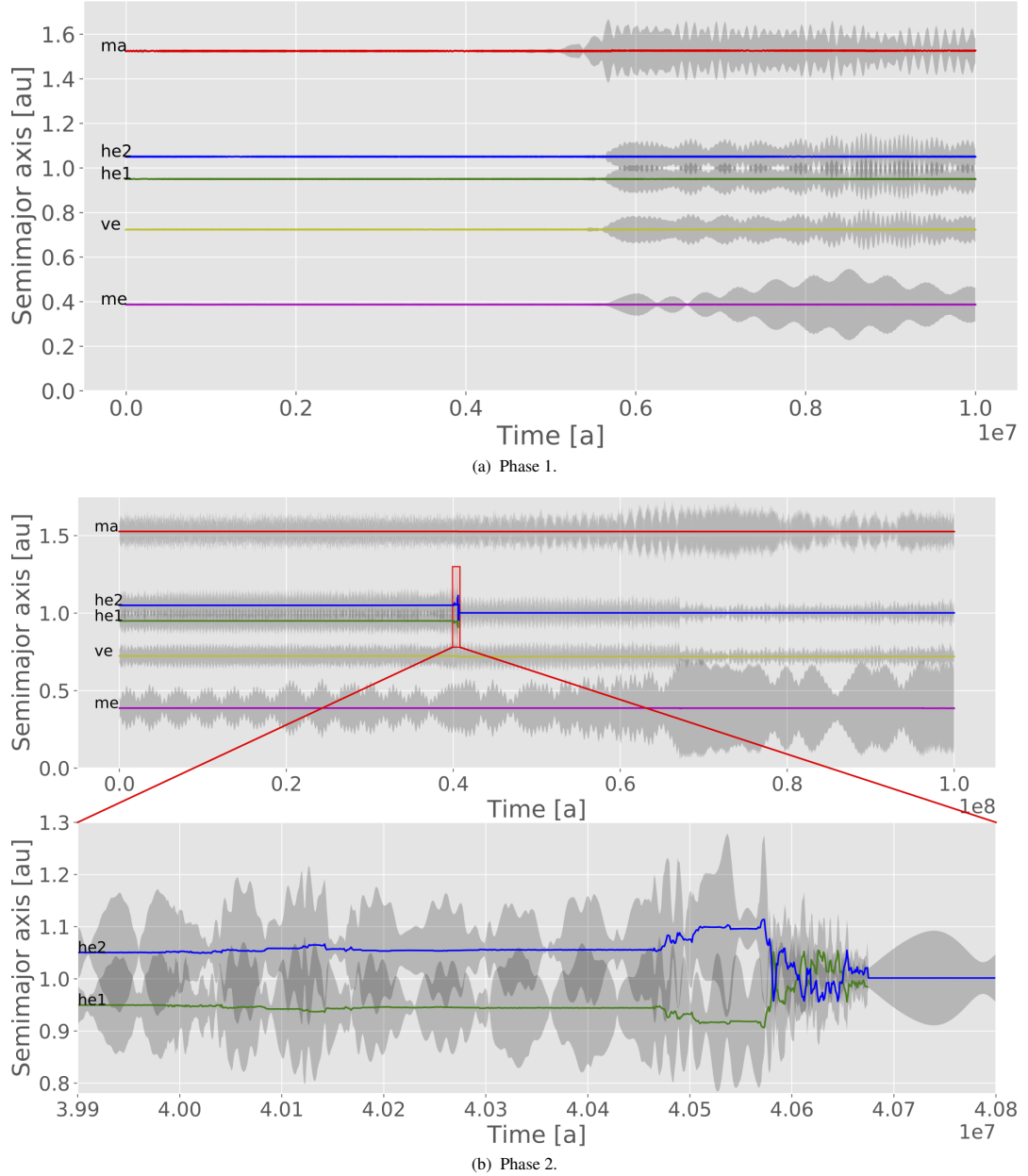


Figure 2. An example of a successful simulation of the Halfearth model. The color coding is the same used in Fig. 1.

use another version of the SyMBA code, where the smooth radial migration is mimicked by the addition of non conservative forces (see [Roig & Nesvorný 2015](#), for details). For the simulations that consider neither instability nor residual migration, we use the standard version of the SyMBA code.

8 *S. R. DeSouza et al.*

3 RESULTS

In the 60 simulations of the control group, i.e. without any instability/migration of the giant planets, we do not identify any collisions nor ejections among the terrestrial planets. The five giant planets remain all the time in the same close resonant configuration they were at the beginning of the simulations. The five terrestrial planets also maintain their almost circular and almost co-planar, configuration. A typical behavior of the simulations in the control group is shown in Figure 1. This corresponds to one simulation of the Hafearth model. The result has been divided in the Phase 1 (10 My) and Phase 2 (100 My) stages for the sake of comparison, but we recall that this is a single simulation in which all the planets (terrestrials and giants) gravitationally interact.

3.1 Instability in the Hafearth model

When considering the Hafearth model including the giant planets instability, we detect collisions among the terrestrial planets in 15 out of 20 simulations. Interestingly, all the collisions happen during the Phase 2 of the evolution, more than 20 My after the time of the instability. This happens because the instability excites the eccentricities of the terrestrial planets, allowing them to start to evolve in mutually crossing orbits, but it takes some time until a close encounter effectively results in a physical collision.

In 10 simulations, there are collisions between the two half-Earths. Of these, 6 simulations (i.e. 30% of all the simulations) can be considered as successful cases, in that the two half-Earths accrete to form a single planet and the final structure of the terrestrial system reproduces well the current architecture. An example of a successful case is shown in Figure 2. In panel (a), we see the instability starting at ~ 5 My and causing an excitation of the orbits. In panel (b), we show a zoom of the moment when it occurs the close encounter and the merger between the two half-Earths. After the merger, the resulting Earth-mass planet remains at 1 au. The other five successful simulations show similar evolutions, but the mergers between the half-Earths occur at different times.

In the remaining simulations, either the collisions involve other terrestrial planets, or the final state of the system does not resemble the current one (mostly in terms of the semi-major axes). A summary of the final states of all the simulations of the Hafearth model with instability is presented in Figure 3. We can see that, in general, the eccentricity of Mercury is more excited than the current value, a fact that has been already addressed in [Roig et al. \(2016\)](#). In that paper, we showed that the excitation could be amended by including relativistic corrections to the perihelion precession frequency, g_1 . In this work, reproducing Mercury's eccentricities and inclinations was

Can a jumping-Jupiter trigger the Moon-forming impact? 9

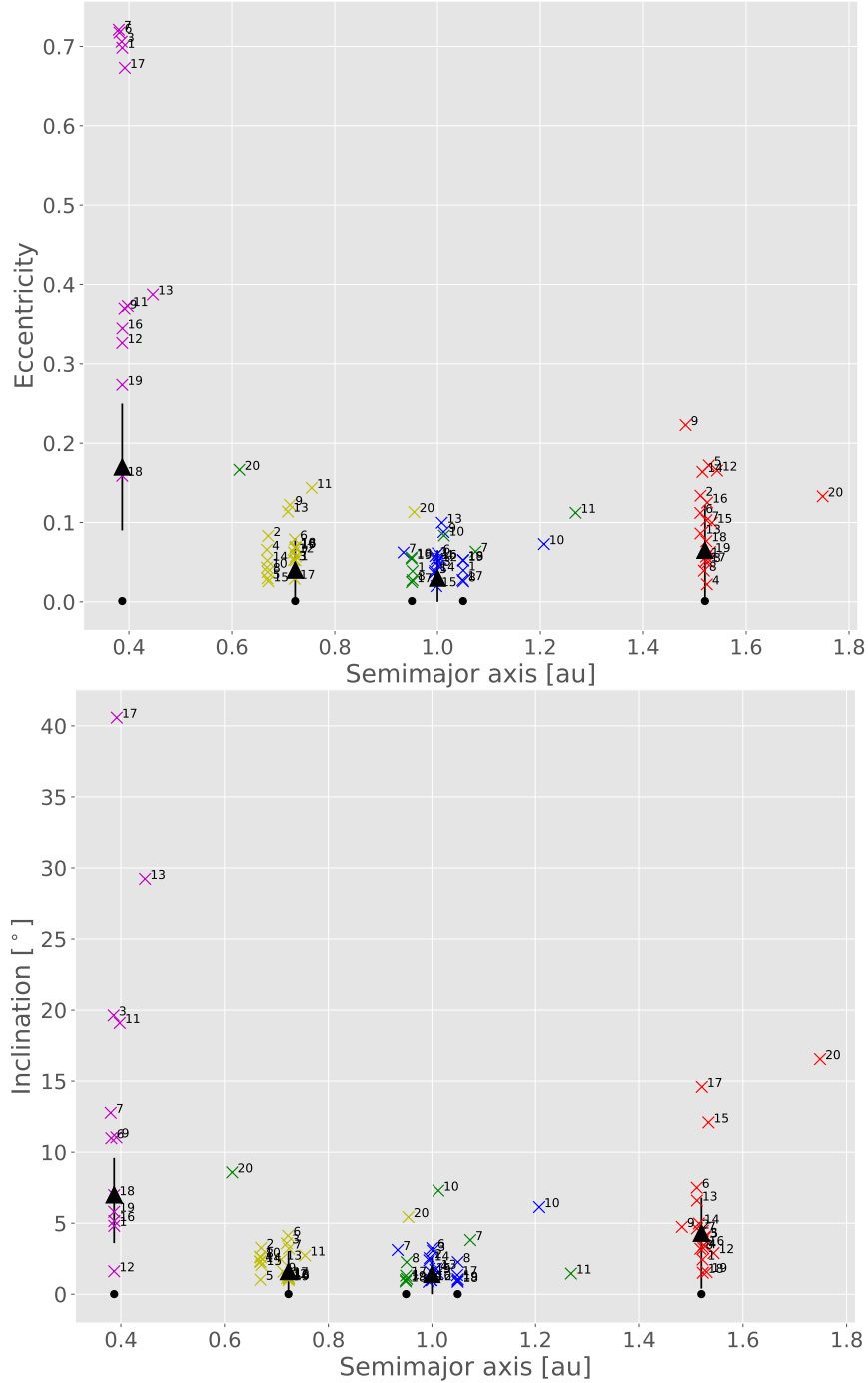


Figure 3. Final states of the 20 simulations of the Halfearth model considering the giant planets instability. The values of the semi-major axis, eccentricity and inclination correspond to the averages over the last 1 million years of evolution during Phase 2. The color coding is the same used in previous figures. The numbers identify the different simulations, from 1 to 20. In the simulations where no merger between the two half-Earths happens, both bodies are identified with the same number, one in green and the other in blue, respectively. Black filled circles are the initial values of the simulations. The filled triangles represent the present values, and the error bars correspond to the present minima and maxima of the secular variations over 5 million years.

10 *S. R. DeSouza et al.*

not the focus, and since relativistic effects do not significantly affect the other terrestrial planets, they were not included in the simulations.

In Figure 3, we also note that, in general, the true Mars ends with the right values of orbital eccentricity and inclination. This differs from the results of Roig et al. (2016), where Mars ended in less excited orbits, particularly in terms of inclination, which was actually a problem. We must bear in mind, however, that Roig et al. (2016) considered a system with only four terrestrial planets and did not account for the evolution of the system during Phase 2.

Finally, it is worth noting that the occurrence of Moon-forming collisions is independent of the effects of the residual migration of the giant planets during Phase 2. We do not find any significant differences between the models that include residual migration and those that consider the giant planets at steady heliocentric distances after Phase 1.

3.2 Instability in the Mars1.1 and Mars1.2 models

In the Mars1.1 model, we detect collisions among the terrestrial planets in 4 out of 20 simulations. In only one of these simulations (5% of the total), the collision involves the proto-Earth and the additional proto-Mars, resulting in a successful case.

In the Mars1.2 model, on the other hand, collisions among the terrestrials happen in 16 out of 20 simulations. Four of these simulations show collisions involving the proto-Earth and proto-Mars, and two of them (10% of the total) result in cases of success. One of these successful examples is shown in Figure 4. In all cases, the collisions happen during Phase 2, always more than ~ 20 My after the time of the instability. In this model, we also identify other four simulations in which close encounters lead to the ejection of one planet, usually Mercury or Venus, instead of a collision/merger. Some of these ejections happen already during Phase 1, after the jumping Jupiter instability. It is worth noting that the Mars1.x models resulted to be less successful than the Halfearth model.

Figure 5 shows the final states of the Mars1.2 model. In all the simulations where the four terrestrials survive, Mercury ended less excited and the current Mars ended more excited than in the Halfearth model.

4 CONCLUSIONS

Our results indicate that the instability of the giant planets in the jumping-Jupiter model could help to trigger collisions between proto-terrestrial planets, that may eventually lead to a Giant Impact

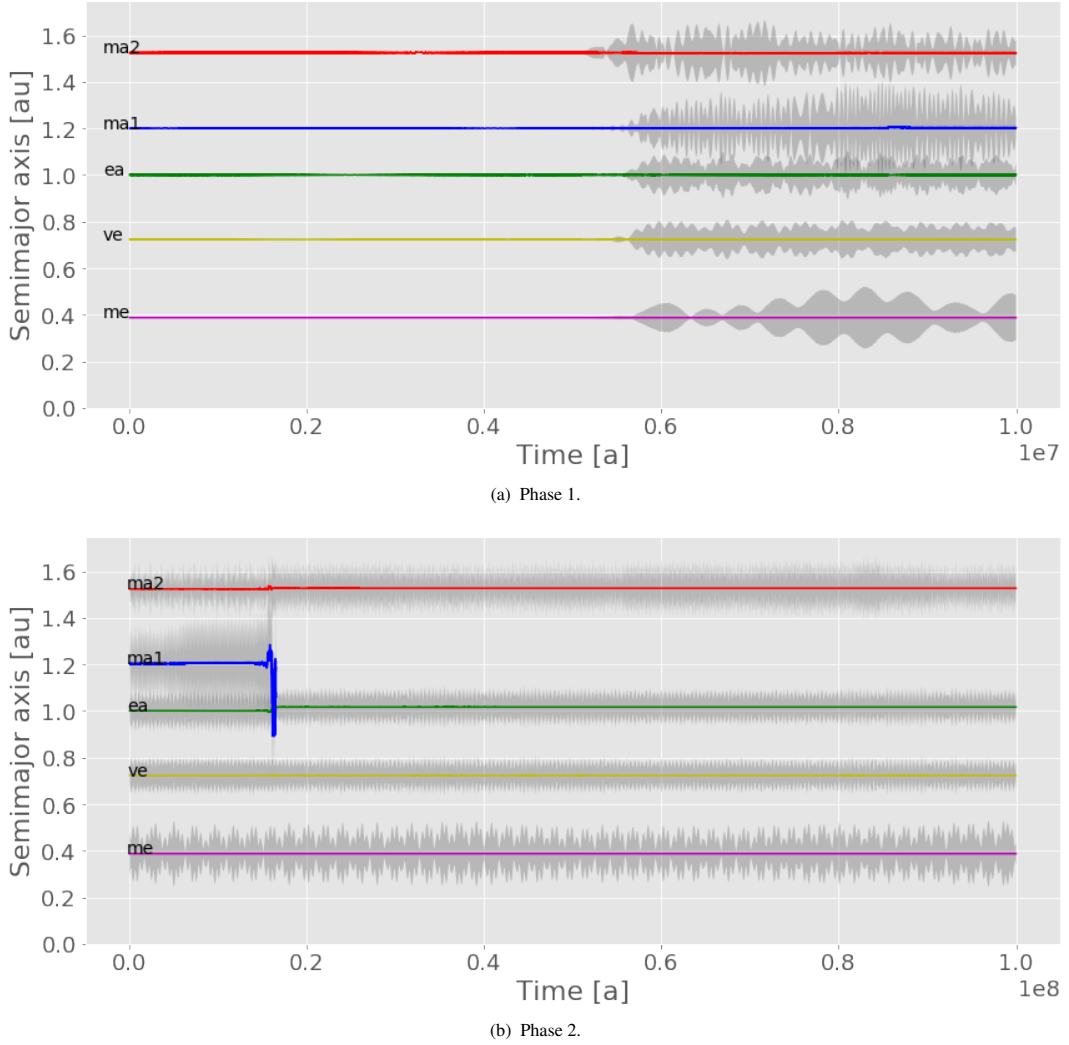


Figure 4. An example of a successful evolution in the Mars1.2 model.

like event. Collisions occur in 77% of the simulations where the instability is considered, against no collision when the instability is not included. Fifteen percent of the simulations produce collisions involving a proto-Earth that lead to successful evolutions, in that the final structure of the terrestrial system reproduces well the present architecture, in terms of semi-major axes, eccentricities and inclinations. The model with two proto-Earths, each with half mass of the current Earth, produces more successful cases than the models with a proto-Earth and an additional proto-Mars.

We find that there is a delay of more than ~ 20 My between the time of the instability and the occurrence of the collisions. This delay is relevant, because it implies that the instability may

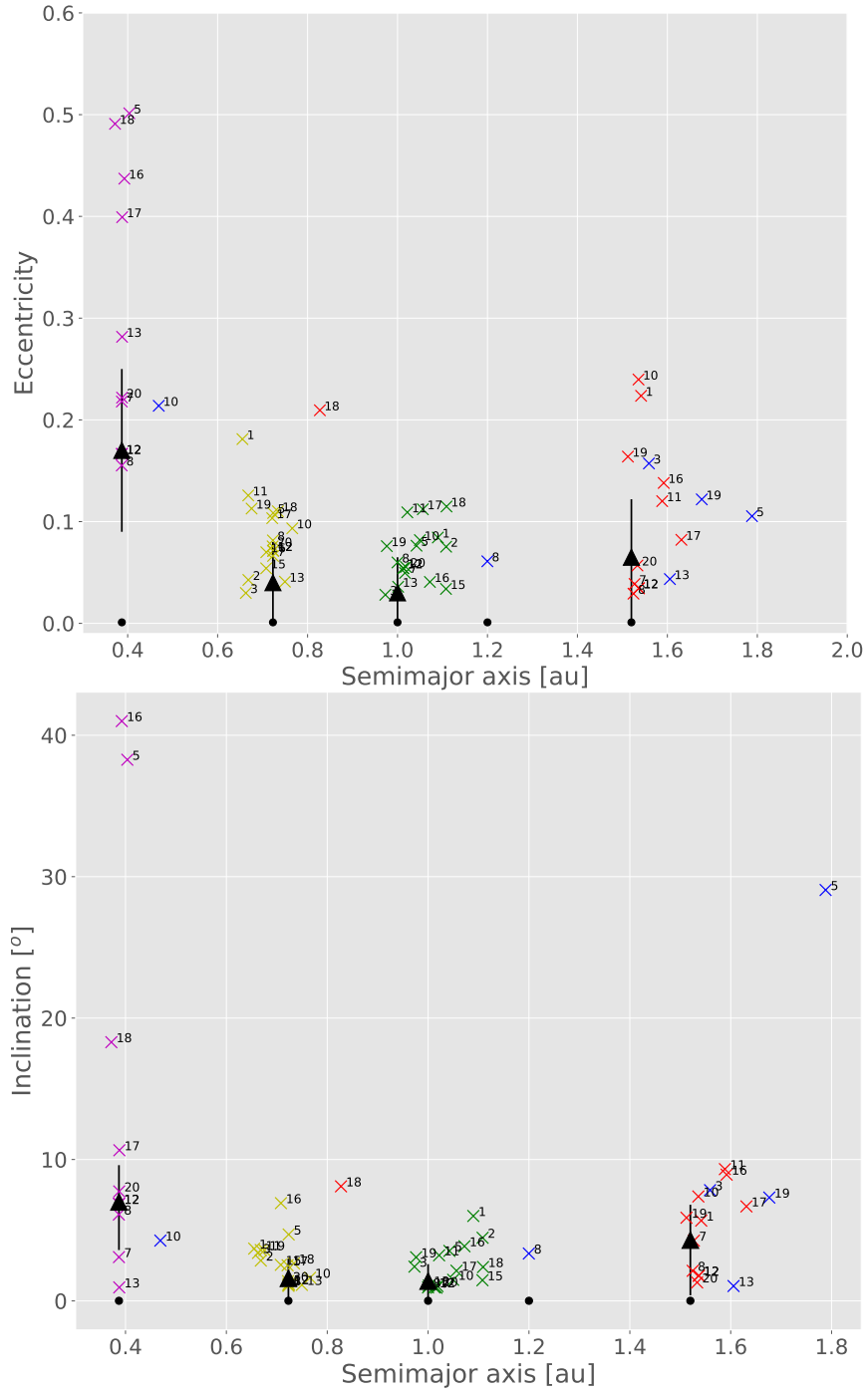
12 *S. R. DeSouza et al.*

Figure 5. Final states of the terrestrial planets in the Mars1.2 model. See Fig. 3 for explanation.

Can a jumping-Jupiter trigger the Moon-forming impact? 13

have happened very early after the dissipation of the gas in the proto-planetary disk, and yet have triggered a Moon-forming impact compatible with the time estimated for the Giant Impact from cosmochemical constraints, that is 30 to 60 My after the dissipation of the gas.

We also find that only the instability would be enough to trigger the collisions, and the residual migration of the giant planets after the instability would not have any relevance to the process.

We must admit, however, that the fraction of successful cases in our simulations is still small, leading us to conclude that the jumping Jupiter instability is a plausible mechanism to trigger the Giant Impact, but maybe not an efficient one. It is worth noting that our models assume that the terrestrial proto-planets are already formed, or almost formed, when the instability happens. This can be justified in view of recent results supporting the fast formation of the terrestrial planets, while gas was probably still present in the proto-planetary disk. Simulations in the framework of the standard model of terrestrial planets formation, including, for example, the interaction of the proto-planets with a disk of remnant planetesimals, may lead to different results and it is worth of analysis in a future study.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors acknowledge support from the Brazilian National Council of Research (CNPq) through grant 141785/2015-2.

References

- Agnor C. B., Lin D. N. C., 2012, *ApJ*, **745**, 143
- Brasil P., Roig F., Nesvorný D., Carruba V., Aljbaae S., Huaman M., 2016, *Icarus*, **266**, 142
- Brasil P. I. O., Roig F., Nesvorný D., Carruba V., 2017, *MNRAS*, **468**, 1236
- Brasser R., Morbidelli A., Gomes R., Tsiganis K., Levison H. F., 2009, *Astronomy & Astrophysics*, **1052**, 1041
- Brasser R., Walsh K. J., Nesvorný D., 2013, *MNRAS*, **433**, 3417
- Canup R. M., 2012, *Science*, **338**, 1052
- Canup R. M., 2014, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, **372**, 20130175
- Chambers J., Wetherill G., 1998, *Icarus*, **136**, 304
- Clement M. S., Kaib N. A., Raymond S. N., Walsh K. J., 2018, *Icarus*, **311**, 340
- Clement M. S., Kaib N. A., Raymond S. N., Chambers J. E., Walsh K. J., 2019, *Icarus*, **321**, 778
- Cuk M., 2018, in *Diversis Mundi: The Solar System in an Exoplanetary Context*. p. 11, doi:10.5281/zenodo.1317485
- Dauphas N., Pourmand A., 2011, *Nature*, **473**, 489
- Deianno R., Nesvorný D., Vokrouhlický D., Yokoyama T., 2014, *The Astronomical Journal*, **148**, 25
- Duncan M. J., Levison H. F., Lee M. H., 1998, *The Astronomical Journal*, **116**, 2067
- Gomes R., Levison H. F., Tsiganis K., Morbidelli A., 2005, *Nature*, **435**, 466
- Kaib N. A., Chambers J. E., 2016, *MNRAS*, **455**, 3561
- Morbidelli A., Levison H. F., Tsiganis K., Gomes R., 2005, *Nature*, **435**, 462
- MNRAS **000**, 1–14 (2020)

14 *S. R. DeSouza et al.*

- Morbidelli A., Bottke W. F., Nesvorný D., Levison H. F., 2009a, *Icarus*, **204**, 558
- Morbidelli A., Brassier R., Tsiganis K., Gomes R., Levison H. F., 2009b, *Astronomy & Astrophysics*, **507**, 1041
- Morbidelli A., Walsh K. J., O'Brien D. P., Minton D. A., Bottke W. F., 2015, in , Asteroids IV. University of Arizona Press, pp 493–507
- Morbidelli A., Nesvorný D., Laurenz V., Marchi S., Rubie D. C., Elkins-Tanton L., Wieczorek M., Jacobson S., 2018, *Icarus*, **305**, 262
- Nesvorný D., 2011, *The Astrophysical Journal*, **742**, L22
- Nesvorný D., 2018, *ARA&A*, **56**, 137
- Nesvorný D., Morbidelli A., 2012, *The Astronomical Journal*, **144**, 117
- Nesvorný D., Roig F., 2018, *AJ*, **155**, 42
- Nesvorný D., Roig F., Bottke W. F., 2017, *AJ*, **153**, 103
- Nesvorný D., Vokrouhlický D., Bottke W. F., Levison H. F., 2018, *Nature Astronomy*, **2**, 878
- Nesvorný D., 2015, *The Astronomical Journal*, **150**, 68
- Nesvorný D., Vokrouhlický D., Morbidelli A., 2013, *The Astrophysical Journal*, **768**, 45
- Nesvorný D., Vokrouhlický D., Deienno R., 2014, *The Astrophysical Journal*, **784**, 22
- Ogihara M., Kokubo E., Suzuki T. K., Morbidelli A., 2018, *A&A*, **612**, L5
- Roig F., Nesvorný D., 2015, *The Astronomical Journal*, **150**, 186
- Roig F., Nesvorný D., DeSouza S. R., 2016, *The Astrophysical Journal*, **820**, L30
- Schiller M., Bizzarro M., Siebert J., 2019, in 82nd Annual Meeting of The Meteoritical Society. p. 6255
- Tsiganis K., Gomes R., Morbidelli A., Levison H. F., 2005, *Nature*, **435**, 459
- Wiechert U., Halliday A. N., Lee D. C., Snyder G. A., Taylor L. A., Rumble D., 2001, *Science*, **294**, 345
- Zhang J., Dauphas N., Davis A. M., Leya I., Fedkin A., 2012, *Nature Geoscience*, **5**, 251

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.