

## RESSALVA

Atendendo solicitação do(a) autor(a), o texto completo desta dissertação será disponibilizado somente a partir de 05/03/2020.



**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA  
“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”**

**A INSTABILIDADE NA EVOLUÇÃO DINÂMICA DO  
SISTEMA SOLAR**

**Considerações sobre o Tempo de Instabilidade e a Formação  
Dinâmica do Cinturão de Kuiper**

**Rafael Ribeiro de Sousa**

Orientador: Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto

Co-Orientador: Prof. Dr. Rodney da Silva Gomes

Co-Orientador: Prof. Dr. Alessandro Morbidelli

UNESP  
Guaratinguetá  
2019





UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA  
“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”

## A INSTABILIDADE NA EVOLUÇÃO DINÂMICA DO SISTEMA SOLAR

**Rafael Ribeiro de Sousa**

Orientador: Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto

Co-Orientador: Prof. Dr. Rodney da Silva Gomes

Co-Orientador: Prof. Dr. Alessandro Morbidelli

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Física, orientada pelo(a) Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto, aprovada em 05 de Setembro de 2019.

UNESP  
Guaratinguetá  
2019





S725i Sousa, Rafael Ribeiro de  
A Instabilidade na evolução dinâmica do sistema solar: considerações sobre o tempo de instabilidade e a formação dinâmica do cinturão de Kuiper / Rafael Ribeiro de Sousa – Guaratinguetá, 2019  
346 f. : il.  
Bibliografia: f. 181-198

Tese (doutorado-Física) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, 2019.  
Orientador: Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto  
Coorientador: Prof. Dr. Rodney da Silva Gomes

1. Sistema solar. 2. Planetas. 3. Astronomia. I. Título.

CDU 523(043)

**RAFAEL RIBEIRO DE SOUSA**

ESTA TESE FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE  
“DOUTOR EM FÍSICA”

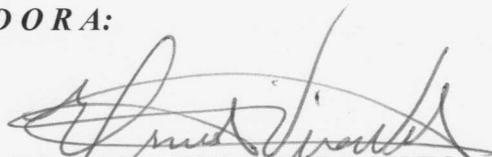
PROGRAMA: FÍSICA

APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO

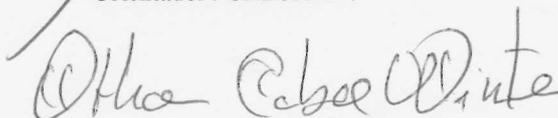


Prof. Dr. Konstatin Georgiev Kostov  
Coordenador

**BANCA EXAMINADORA:**



Prof. Dr. ERNESTO VIEIRA NETO  
Orientador / UNESP/FEG



Prof. Dr. OTHON CABO WINTER  
UNESP/FEG



Prof. Dr. ANDRÉ IZIDORO FERREIRA DA COSTA  
UNESP/FEG

*Participou por video conferência*

Prof. Dr. TADASHI YOKOYAMA  
UNESP/IGCE/Rio Claro (SP)

*Participou por video conferência*

Prof. Dr. FERNANDO VIRGILIO ROIG  
Observatório Nacional/ RJ

Setembro de 2019



*In memoriam de minha querida avó **Minervina**  
**Mercês Ribeiro***



## AGRADECIMENTOS

Eu agradeço a minha mãe Nair Ribeiro por todo o amor incondicional e dedicação dado ao seu filho para alcançar o mundo e seus sonhos.

“Mãe, eu sai do seu colo não há muito tempo atrás, Nós caminhamos juntos, naquele caminho escolhido por ti para manter meus pés mais leves, em direção ao amor, a vida e aos sonhos. Mãe, estou sempre perto de você, estarei acenando toda vez que eu partir, Eu sou você, O cuidado, amor e as memórias, nós somos a história de um, Você estará sempre em mim.”<sup>1</sup>

Eu agradeço ao meu Pai José Nilson por toda a dedicação, respeito e amor para a minha vida.

“Pai, Nossa caminhada foi sublime, um passeio crescente, uma ligação suave e distante, O senhor tem um coração de um verdadeiro amigo !”<sup>2</sup>

Eu agradeço aos meus familiares pelo apoio e pelo amor que recebi em toda a minha vida.

À Simone que está sempre ao meu lado, por compartilhar uma vida comigo, com seu carinho e dedicação para o melhor a cada dia.

Ao meu orientador Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto que sempre depositou muita confiança no meu trabalho, pela amizade e pelos conselhos para a vida profissional.

Ao meu co-orientador Prof. Dr. Rodney Gomes, uma fonte de inspiração para a minha carreira científica, um brilhante pesquisador com suas ideias geniais que me inspiram profundamente nas muitas escritas sobre a história do Sistema Solar. Obrigado pelo apoio e confiança no meu trabalho, pelas discussões e pela motivação durante estes anos.

Ao meu co-orientador Prof. Dr. Alessandro Morbidelli pela oportunidade e pelo meu enorme aprendizado durante minha estadia na França. Agradeço a sua dedica-

---

<sup>1</sup><http://nightwish.com/en/lyrics/endless-forms-most-beautiful/our-decades-in-the-sun>

<sup>2</sup><http://nightwish.com/en/lyrics/endless-forms-most-beautiful/our-decades-in-the-sun>

ção para explicar-me com uma genialidade excepcional os muitos ensinamentos não apenas de ordem técnica mas sobre a vida em geral. Agradeço pela hospitalidade do Observatório de Nice na França. Aos meus muitos amigos que conheci na França.

Ao meu amigo e professor Dr. Antônio Delson Conceição de Jesus que foi um amigo verdadeiro e semeou em meu coração muitos ensinamentos para a vida cristã sobre integridade e família. Agradeço por ser um pai para mim, em muitos sentidos, inclusive na vida acadêmica ensinando os meus primeiros passos para a vida científica.

Agradeço a todos os meus professores e pela oportunidade das suas amizades para a minha vida toda. Agradeço aos meus amigos e colegas do grupo de pós graduação em Física da Unesp. Todos em especial pela amizade, carinho, pela ajuda e muitas conversas e discussões.

Nós agradecemos pelo suporte da FAPESP<sup>3</sup> através dos processos 2017/09919-8, 2016/24561-0 e 2015/15588-9.

---

<sup>3</sup><http://www.fapesp.br/>

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior- Brasil (CAPES) - código de financiamento 001 e da FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) – números dos processos: 2017/09919-8, 2016/24561-0 e 2015/15588-9.



## RESUMO

O estudo da formação e evolução do Sistema Solar é uma fonte de informação para entender sob quais condições a vida poderia surgir e evoluir. Nós apresentamos, nesta Tese de doutorado, um estudo numérico da fase final de acreção dos planetas gigantes do Sistema Solar durante e após a fase do disco de gás protoplanetário. Em nossas simulações, utilizamos um modelo recente e confiável para a formação de Urano e Netuno para esculpir as propriedades do disco trans-Netuniano original (Izidoro et al., 2015a). Nós fizemos este estudo de uma maneira autoconsistente considerando os efeitos do gás e da evolução dos embriões planetários que formam Urano e Netuno por colisões gigantescas. Consideramos diferentes histórias de migração de Júpiter, devido a incerteza de como Júpiter migrou, durante a fase de gás. As nossas simulações permitiram obter pela primeira vez as propriedades orbitais do disco trans-Netuniano original. Então, calculamos o tempo de instabilidade dos planetas gigantes a partir de sistemas planetários que formam similares Urano e Netuno. Nossos resultados indicam fortemente que a instabilidade dos planetas gigantes acontecem cedo em até 500 milhões de anos e mais provável ainda ter acontecido em 136 milhões de anos após a dissipação do gás. Nós também realizamos simulações para discutir alguns efeitos dinâmicos que acontecem na região do cinturão de Kuiper. Estes efeitos acontecem quando Netuno esteve em alta excentricidade durante a instabilidade planetária. Para este problema, usamos as simulações realizadas por Gomes et al. (2018) que investigaram a compatibilidade da formação do cinturão frio de Kuiper, no referencial mais recente do modelo de *Nice*. A produção da população fria acontece *in situ* em Gomes et al. (2018) com o disco de planetesimais estendido até 45 ua. As simulações de Gomes et al. (2018) apresentaram bons resultados mas algumas evoluções de Netuno são muito drásticas para obter excentricidades baixas compatíveis as quais estão presentes no atual cinturão de Kuiper. Nós realizamos simulações para a produção da população fria diante de uma fase que é mais prejudicial para a retenção dessa população: a fase excêntrica de Netuno ( $e > 0.2$ ) e a precessão lenta da longitude do periélio deste planeta (Batygin et al., 2011). Refizemos estas simulações considerando agora a interação mútua de objetos com tamanho de alguns plutões, ou menores, embutidos no cinturão de Kuiper. Com estes resultados, podemos verificar se a dispersão causada pela autogravidade é capaz de produzir objetos com excentricidade mais baixas durante a fase violenta de Netuno. Nós também aplicamos a teoria secular para explicar os nossos resultados. Obtermos excentricidades baixas com a autogravidade dos planetesimais mas considerando um disco mais massivo do que é observado no cinturão frio de Kuiper. Portanto, concluímos que o ingrediente principal para a retenção da população fria, quando Netuno estava em alta excentricidade, é um sincronismo entre a duração dos ciclos seculares e o fim da fase de precessão lenta de Netuno.

Palavras-chave: Formação do Sistema Solar. Instabilidade planetária. Cinturão de Kuiper. Dinâmica Secular. Disco de planetesimais.



# THE INSTABILITY IN THE EVOLUTION OF THE SOLAR SYSTEM: CONSIDERATIONS ABOUT THE TIME OF INSTABILITY AND FORMATION OF THE KUIPER BELT

## ABSTRACT

A study of formation and evolution of the Solar System is a source of information for an understanding of what conditions life could arise and evolve. We present a numerical study of the final stage of accretion of the giant planets of the Solar System during and after the protoplanetary gas disc phase. In our simulations, we use a recent and reliable model for the formation of Uranus and Neptune to sculpt the properties of the original trans-Neptunian disk (Izidoro et al., 2015a). We have done this study in a self-consistent way considering the effects of gas and the evolution of planetary embryos which form Uranus and Neptune by mutual giant collisions. We considered different Jupiter migration stories due to the uncertainty of how Jupiter’s migration was during the gas phase. Our simulations provide for the first time to obtain the orbital properties of the original trans-Neptunian disk. We then calculate the instability time of the giant planets from planetary systems which form similar Uranus and Neptune. Our results strongly indicate that the instability of the giant planets occurs early within 500 million years and even more likely to happen at 136 million years after gas dissipation. We also perform simulations to discuss some dynamical effects that happen in the Kuiper belt region. These effects happen when Neptune was in high eccentricity during planetary instability. For this problem, we use the simulations performed by Gomes et al. (2018) who investigated the compatibility of the Kuiper cold belt formation in the latest *Nice* model framework. Cold population production takes place *in situ* in Gomes et al. (2018) with planetesimal disc extended to 45 AU. The simulations of Gomes et al. (2018) have shown good results but some Neptune evolutions are too drastic to obtain low eccentricities which are present in the current Kuiper belt. We perform simulations for the production of the cold population in the face of a phase that is most drastic for the cold population’s retention: the eccentric phase of Neptune ( $e > 0.2$ ) and the slow precession of the perihelion longitude of this planet (Batygin et al., 2011). We performed new simulations but considering the mutual interaction of objects (self-gravity) with the size of a few pluto, or smaller, embedded in the Kuiper belt. With these results, we can see if the dispersion caused by the self-gravity is capable of producing lower eccentricity objects during the violent phase of Neptune. We also apply secular theory to explain our results. The planetesimals reach low eccentricities with the self-gravity but considering a more massive disk than the observed Kuiper belt. Therefore, we conclude that the ideal for Neptune’s evolution to produce the cold population even at high eccentricity is the synchronism between the secular cycles of the planetesimals and the duration of Neptune’s eccentric and slow precession phase.

Keywords: Solar System formation. Kuiper Belt. giant planet instability. Planetesimal disk. Secular dynamics.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Discos de gás protoplanetários . . . . .	2
1.2 Distribuição de explanetas . . . . .	3
1.3 Estágios do crescimento planetário . . . . .	4
2.1 Modelo de <i>Nice</i> Clássico . . . . .	16
3.1 Painel (a): Fotografia de alguns pedaços das rochas <i>FANs</i> a partir da rocha <i>Breccia 67215c, 6236, 60025 e 67016c</i> colhidas pela missão Apollo. Painel (b) mostra a composição de isótopos Sm-Nd para esses pedaços de rochas <i>FANs</i> (pontos brancos). As rochas <i>FANs</i> mostram uma composição de isótopos concentrada entre 0,10 e 0,17 o que representa idades de cerca de 4.46 bilhões de anos. Os pontos em preto representam outros tipos de minerais que também compõem uma fração da rocha. Estes minerais contém ferro ou titânio e são segregados em direção ao núcleo da Lua. . . . .	26
3.2 Painel (a): Números de impactores da Lua em função do tempo. A curva em azul reflete um decaimento suave no número de impactores (asteroides ou cometas) que é o resultado esperado pela dinâmica da acreção planetária. No entanto, ao redor de 3,9 bilhões de anos atrás, ocorreu um cataclisma na Lua caracterizado pelo pico de impactores (curva em vermelho). O fim deste pico é aproximadamente próximo a primeira evidência da vida na Terra. Painel (b): A soma de probabilidade em função da distribuição de idades de meteoritos do asteroide Vesta (curva em preto), asteroides com alta concentração de metais pesados do cinturão principal de asteroides (curva em azul), meteoritos da missão Apollo 16 e a curva em verde meteoritos lunares colhidos após missão Apollo. . . .	28

3.3	Painel (a) superior mostra a vida dinâmica dos planetesimais em função da localização inicial em semi eixo maior (au). As linhas verticais representam os valores da vida dinâmica dos planetesimais. Os triângulos representam a posição de Júpiter, Saturno, Urano e Netuno da esquerda para a direita respectivamente. A linha tracejada representa o tempo de vida do gás (3 milhões de anos). Painel (a) inferior, nós temos o tempo de cruzamento da ressonância de movimento 2:1 entre Júpiter e Saturno em função da localização da borda interna do disco de planetesimais. Painel (b) superior mostra a evolução do afélio (Q) e pericentro (q) dos planetas gigantes em função do tempo. O painel (b) inferior mostra a cumulativa massa de impactores da Lua em função do tempo. Veja no texto para mais detalhes. . . . .	30
3.4	Painel (a): Representação do modelo de regolitos de Hartmann (1975): as rochas mais jovens são evaporadas lentamente com novos impactos resultando em uma distribuição de rochas mais jovens na parte mais alta da Lua. Mas existe uma distribuição de idades de rochas de impacto entre 4.5 e 3.9 bilhões de anos espalhadas na crosta da Lua. . . . .	32
3.5	Os painéis mostram a densidade de crateras com diâmetro maior que 1 km como função da idade da superfície da Lua. Os pontos são datações das crateras obtidas por (Neukum et al., 2001) (pontos em verde), (Marchi et al., 2013) (pontos em vermelho) e Robbins (2014, pontos em azul). A curva em preto são as densidades de crateras gerada por a distribuição de asteroides do modelo dinâmico de Nesvorny et al. (2017). A curva em verde representa as crateras produzidas por cometas em evolução do modelo de <i>Nice</i> durante a instabilidade planetária. A curva em azul claro representa as crateras produzidas pela acreção planetária. (a) Modelo de Morbidelli et al. (2012) e (b) modelo de Morbidelli et al. (2018). Veja o texto para mais detalhes. . . . .	35
3.6	Intervalo de tempo para crescimento de um embrião planetário de 10 massas da Terra em função da distância heliocêntrica. Três crescimentos são colocados em comparação: o crescimento por planetesimais (linha cinza), fragmentos (linhas tracejadas), e por Pebbles (linha em preto). A região de linhas vermelhas representam o tempo de vida do gás do disco protoplanetário. . . . .	40
3.7	Obliquidade dos planetas gigantes do Sistema Solar. A obliquidade é o ângulo definido entre o eixo de rotação (representado em azul) e a sua respectiva normal orbital. . . . .	41

3.8	Distribuição de inclinações após a fase de gás de Urano e Netuno em função da obliquidade. A linha tracejada mostra o mínimo de inclinação para atingir uma distribuição de obliquidades compatíveis com a de Urano e Netuno. . . . .	45
4.1	O perfil do disco protoplanetário em $t = 0$ a partir de simulações hidrodinâmicas de Izidoro et al. (2015a). O painel esquerdo mostra a densidade de gás volumétrica e o painel direito mostra a densidade superficial do disco. . . . .	58
4.2	Um resumo da ação do arrasto gasoso nos elementos orbitais dos planetesimais. A linha vermelha sólida mostra a primeira partícula com excentricidade e inclinação inicial igual 0 e 10 graus respectivamente. A linha azul mostra a segunda partícula com excentricidade inicial de 0.2 em órbita planar. Indo no sentido horário a partir do lado superior esquerdo os elementos orbitais são o semieixo maior, excentricidade, periélio e inclinação mostradas em função do tempo. . . . .	60
4.3	Um resumo do efeito do arrasto de fricção dinâmica na partícula com massa de $10^{22}$ kg com diferentes excentricidades iniciais. As órbitas iniciam em 1 ua e elas estão em órbitas planares. Indo em sentido horário a partir do painel superior esquerdo os elementos orbitais são o semieixo maior, excentricidade, o número de Mach e o fator I mostrados em função do tempo. . . . .	61
4.4	O resumo da ação do arrasto aerodinâmico e de fricção dinâmica em elementos orbitais de um planetesimal. Nesta simulação, nós usamos a densidade superficial apresentadas em Figura 4.1 assumindo um decaimento uniforme de 3 milhões de anos, o gás finaliza em 3 milhões de anos. Indo em sentido horário a partir da parte superior esquerda os elementos orbitais são o semieixo maior, excentricidade, periélio e a inclinação mostradas em função do tempo. . . . .	62
4.5	Os Painéis (a) e (b) são dois retratos que representam a excentricidade com uma função do semieixo maior do sistema com Júpiter, Saturno e uma coleção de embriões planetários (inicial (a) e final (b)) da simulação de Izidoro et al. (2015a). Observe que 3 planetas são produzidos ao redor de Saturno, mas apenas um deles será ejetado durante a instabilidade planetária (Nesvorný; Morbidelli, 2012). O painel (c) representa uma evolução completa em pericentro (q), semieixo maior (a), e o apocentro (Q) da mesma simulação. . . . .	63

4.6	A evolução orbital do semieixo maior (a), excentricidade (b), inclinação (c), longitudes do periélio, $\varpi$ , (d), nodo $\Omega$ (e) e média ( $\lambda$ ) (f) de Júpiter. As curvas em vermelho mostram os resultados da nossa interpolação usando funções cúbicas enquanto as curvas sólidas são oriundas da simulação de Izidoro et al. (2015a). . . . .	65
4.7	Perfis de densidade superficial do disco de gás protoplanetário escalados em $\Sigma(r/R)/R^2$ . As diferentes cores das curvas representam tempos diferentes (0, 4,5 e 7,9 milhões de anos). Ela corresponde ao caso em que Júpiter migra internamente de 10 para 5 UA. . . . .	66
4.8	Excentricidade em função do semieixo maior retratando a evolução dinâmica do caso <b>Jup_static</b> (Tabela 4.1). O painel (a) representa a evolução dinâmica da co-adição de planetesimais com tamanhos de 1 e 10 km. O painel (b) mostra a evolução dinâmica mas agora para uma co-adição de planetesimais com tamanho de 100 e 1000 km. A caixa de cores representa a massa dos corpos, exceto para Júpiter e Saturno (nós usamos o tamanho de cada ponto para representar a massa de Júpiter, Saturno e dos planetesimais). . . . .	69
4.9	Inclinação em função do semieixo maior retratando a evolução dinâmica do caso <b>Jup_static</b> (Tabela 4.1). O painel (a) representa a evolução dinâmica da co-adição de planetesimais com tamanhos de 1 e 10 km. O painel (b) mostra a evolução dinâmica mas agora para uma co-adição de planetesimais com tamanho de 100 e 1000 km. A caixa de cores representa a massa dos corpos, exceto para Júpiter e Saturno (nós usamos o tamanho de cada ponto para representar a massa de Júpiter, Saturno e dos planetesimais). . . . .	70
4.10	Distribuições cumulativas do semieixo maior (painel (a)) e do periélio (painel (b)) do disco de planetesimais no momento em que o gás foi disperso na simulação <b>Jup_static</b> (Veja tabela 4.1). As curvas coloridas vermelha, verde, azul e magenta representam as distribuições cumulativas para diferentes tamanhos de planetesimais 1 km, 10 km, 100 km, 1000 km respectivamente. Nós definimos a borda do disco de planetesimais no final da nossa simulação com o valor de $a$ de forma que $N(< a) = 0.05$ and $N(< q) = 0.05$ (os menores painéis (a) e (b)). Nós usamos estas distribuições cumulativas para calcular a distância entre a borda interna do disco e Netuno. Note que Netuno é definido como o mais distante gigante de gelo com semieixo maior de 12.58 ua e periélio de 12.46 ua. . .	71

4.11	O mesmo que a Figura 4.8, mas desta vez para a simulação <b>Jup_-outward</b> (veja na tabela 4.1) onde Júpiter é assumido para migrar externamente de 2 para 5 unidades astronômicas. A duração total da simulação é 3.7 milhões de anos. . . . .	73
4.12	O mesmo que a Figura 4.9, mas desta vez para a simulação <b>Jup_-outward</b> (veja na tabela 4.1) onde Júpiter é assumido para migrar externamente de 2 para 5 unidades astronômicas. A duração total da simulação é 3.7 milhões de anos. . . . .	74
4.13	O mesmo caso da Figura 4.10, mas para a simulação <b>Jup_outward</b> (veja na tabela 4.1). . . . .	75
4.14	O mesmo que a Figura 4.8, mas para a simulação <b>Jup_10AU_in</b> (veja tabela 4.1) onde Júpiter é assumido migrar de 10 para 5 ua. A duração total da simulação é 7.9 milhões de anos. . . . .	76
4.15	O mesmo que a Figura 4.8, mas para a simulação <b>Jup_10AU_in</b> (veja tabela 4.1) onde Júpiter é assumido migrar de 10 para 5 ua. A duração total da simulação é 7.9 milhões de anos. . . . .	77
4.16	O mesmo que a Figura 4.10, mas para simulação <b>Jup_10AU_in</b> (na tabela 4.1). . . . .	78
4.17	O mesmo que a Figura 4.8, mas para a simulação <b>Jup_15AU_in</b> (na tabela 4.1) onde Júpiter é assumido a migrar internamente de 15 para 5 ua. A duração total da simulação é 11 milhões de anos. . . . .	79
4.18	O mesmo que a Figura 4.8, mas para a simulação <b>Jup_15AU_in</b> (na tabela 4.1) onde Júpiter é assumido a migrar internamente de 15 para 5 ua. A duração total da simulação é 11 milhões de anos. . . . .	80
4.19	O mesmo que a Figura 4.10, mas para a simulação <b>Jup_15AU_in</b> (veja na tabela 4.1). . . . .	81
4.20	O mesmo que a Figura 4.8, mas para a simulação <b>Jup_20AU_in</b> (veja tabela 4.1) onde Júpiter é assumido migrar de 20 para 5 unidades astronômicas. A duração total da simulação é 14.9 milhões de anos. . . . .	82
4.21	O mesmo que a Figura 4.8, mas para a simulação <b>Jup_20AU_in</b> (veja tabela 4.1) onde Júpiter é assumido migrar de 20 para 5 unidades astronômicas. A duração total da simulação é 14.9 milhões de anos. . . . .	83
4.22	O mesmo que a Figura 4.10, mas para a simulação <b>Jup_20AU_in</b> (veja na tabela 4.1). . . . .	84

4.23	Distribuição cumulativa de inclinação ( $N(< I)$ ) dos planetesimais com diâmetro de 100 km presentes na população fria local do cinturão de Kuiper, 40 – 50 ua, no final das nossas cinco simulações ( <b>Jup_static</b> , <b>Jup_outward</b> , <b>Jup_10AU_in</b> , <b>Jup_15AU_in</b> e <b>Jup_20AU_in</b> ). Note que os casos com Júpiter migrando de 10 ou mais além tem uma dispersão de inclinação de 10 graus. Enquanto, os outros casos tem uma inclinação final menor que 5 graus. . . . .	86
4.24	Painel (a) mostra a evolução do periélio, semieixo maior, afélio de Júpiter (curva em vermelho), Saturno (curva em verde) e os gigantes de gelo (curvas em azul, rosa e cinza). Este resultado não contém nenhum disco de planetesimais. Portanto, os encontros próximos entre os planetas e as perturbações geram a instabilidade em 2 milhões de anos. Painel (b) mostra a evolução da razão do período de car par de planetas. . . . .	88
4.25	A evolução nas excentricidades dos planetas gigantes durante um amortecimento em excentricidades. Note que o amortecimento reduz a excentricidade do Ice1 (curva em azul) por um fator de $\sim (3/5)^2$ . Este fator corresponde ao quadrado do aspecto do disco de gás que nós assumimos na simulação. . . . .	89
4.26	A evolução dos planetas gigantes depois da fase de gás sem nenhuma influência do disco de planetesimais. O Painel (a) mostra a evolução do periélio (q), do semieixo maior (a) e do afélio Q de Júpiter (curva em vermelho), Saturno (curva em verde), Ice1 (curva em azul), Ice2 (curva em rosa) e Ice3 (curva em preto) durante 1 bilhão de anos. Painel (b): a razão de períodos entre dois pares consecutivos de planetas. Painel (c) : mostra a evolução do ângulo ressonante 3:2 MMR de Júpiter e Saturno durante 1 bilhão de anos. A mesma evolução de Júpiter e Saturno no espaço $h = e_J \cos(\sigma_{3:2})$ , $k = e_J \sin(\sigma_{3:2})$ space. . . . .	90
4.27	O painel mostra a distribuição cumulativa do tempo de instabilidade calculada durante nossas simulações após a dispersão do gás sem a presença de um disco de planetesimais. . . . .	91
4.28	Painel (a): Uma compilação da evolução em semieixo maior de todos os sistemas planetários que nós simulamos. Não há influência do disco de planetesimais nestas simulações. Júpiter e Saturno estão representados em curvas em vermelho e verde, respectivamente. Os planetas gigantes de gelo estão representados em curvas em preto. Painel (b): O tempo de instabilidade em função do número inicial de planetas. . . . .	92

4.29	Duas fotografias das nossas simulações com os planeta gigantes interagindo com o disco de planetesimais, começando do estado final da nossa simulação com Júpiter migrando de 10 para 5 ua (4.14). A barra de cores representa a massa das super-partículas em unidades da massa de Plutão.	97
4.30	Evolução do pericentro dos planetas e planetesimais em função do semi-eixo maior. A produção de clones acontece ao redor da linha de pericentro de Netuno (linha em cinza). Painel (a) representa o instante inicial da simulação, painel (b) a evolução em 10 mil anos, painel (c) a evolução em 1 milhão de anos, painel (d) a evolução em 1.45 milhões de anos	99
4.31	O painel (a) mostra as distribuições dos tempos de instabilidades para os casos calculados durante nossas simulações após a dispersão do gás usando os discos de planetesimais para os casos <b>Jup_static</b> , <b>Jup_outward</b> , <b>Jup_10AU_in</b> e <b>Jup_15AU_in</b> , em rosa, azul, cinza e verde respectivamente. O painel (b) mostra uma compilação da evolução do semieixo maior de todos os sistemas planetários que nós utilizamos.	100
4.32	Retratos da evolução dinâmica de um dos nossos sistemas planetários que tem uma instabilidade em apenas 1.6 milhões de anos. As linhas em cinza e em vermelho representam o pericentro e o apocentro iniciais de Netuno. O painel (a) representa o momento inicial, o painel (b) representa a evolução em 1 milhão de anos, o painel © representa a evolução em 1,6 milhões de anos e o painel (d) representa a evolução em 1,65 milhões de anos.	101
5.1	Painel (a): Diagrama de excentricidade e semieixo maior dos objetos observados do cinturão de Kuiper; Painel (b): A inclinação em função do semi eixo maior dos objetos observados no cinturão de Kuiper. Os objetos do cinturão clássico estão representados com pontos em vermelho e em rosa, os objetos da população ressonante são apresentados em azul, a população espalhada é representada em verde, os pontos em preto representam a população fossilizada; e os pontos em laranja são os objetos centauros da qual Chiron faz parte.	109
5.2	Mapa dinâmico nos elementos próprios de excentricidade (painel (a)) e inclinação (painel (b)). Os pontos em preto são as condições iniciais. Os pontos em vermelho são as configurações das partículas após 10 milhões de anos. As curvas em preto representam as partículas com pericentro entre 30 e 40 ua.	112

5.3	Mapa de frequências fundamentais de excentricidade em função do semi-eixo maior (Painel (a)) e frequências fundamentais das inclinações (Painel (b)). Note que alguns objetos têm frequências fundamentais iguais a de Netuno $\mu_{18}$ e $\nu_8$ . Estas frequências estão representadas nas linhas em azul, assim como as frequências de Júpiter e Urano ( $\nu_5$ e $\nu_7$ , $\mu_{17}$ ) . . . . .	114
5.4	O mesmo que a 5.2 mas agora localizando as partículas que têm as mesmas frequências seculares que Júpiter, Urano e Netuno. Em pontos em azul claro estão representados os objetos do cinturão de Kuiper. As estrelas em azul, verde, rosa e amarelo representam os objetos que têm aproximadamente a mesma frequência $\nu_8$ , $\nu_5$ , $\nu_7$ e $\mu_{18}$ (consulte o texto para mais detalhes). . . . .	115
5.5	Painel (a): Distribuição de tamanhos gerado pelo modelo clássico de coagulação colisional. A linha pontilhada representa a condição inicial. As linhas abertas e fechadas representam três simulações com os melhores parâmetros do modelo de coagulação de Kenyon e Bromley (2004). A linha vermelha indica a distribuição atual de tamanhos do cinturão de Kuiper mas aumentada 1000 vezes. Painel (b): A curva em vinho representa a distribuição de tamanhos geradas pelo método de SI (Johansen et al. (2015)). Essa distribuição de tamanhos segue sua evolução por 3 milhões de anos combinada por colisões e acreção de pebbles. . . . .	120
5.6	Mapa de sobrevivência de Lykawka e Mukai (2005) para a região do cinturão clássico de Kuiper. Veja mais detalhes no texto. . . . .	129
5.7	Evaporação dos elementos voláteis em função da distância heliocêntrica e do tamanho dos objetos. Veja mais detalhes no texto. . . . .	131
5.8	O rompimento de binários do tipo largo durante a instabilidade planetária no modelo de Nice. Veja mais detalhes no texto. . . . .	133
5.9	O mecanismo de Gomes para a formação da população quente . . . . .	136
5.10	Efeito da precessão lenta de Netuno nas excentricidades . . . . .	140
5.11	Evolução da longitude do periélio de Netuno no modelo de Nice. . . . .	141

- 6.1 A distribuição de excentricidade (elementos osculadores) dos objetos do cinturão de Kuiper catalogados a partir do Minor Planet Center (MPC). Nós usamos a classificação dos KBOs de Dawson e Murray-Clay (2012). Os pontos em vermelho, azul e roxo tem  $i < 2^\circ$ ,  $i > 6^\circ$  and  $2^\circ \leq i \leq 6^\circ$ , respectivamente. Nós podemos ver objetos em ressonâncias de movimento médio com Netuno (população ressonante) que estão distribuídos ao longo de linhas verticais. Outros objetos são espalhados por Netuno e são distribuídos em uma banda de linhas de periélios com  $q = 35$  ua e  $q = 38$  ua (população espalhada). As populações quente e frio são duas populações desacopladas de ressonâncias e não sofrem encontros próximos com Netuno. Efetivamente, estas populações são confinadas dentro de  $a < 48$  ua. . . . . 147
- 6.2 A evolução orbital do semieixo maior, afélio, e distância do periélio dos planetas para uma das simulações bem sucedidas do Modelo de Nice de Gomes et al. (2018). O sistema planetário inicia com uma configuração multi-ressonante ( 3:2, 3:2, 4:3 and 5:4) e evolui um período de instabilidade quando o quinto gigante (cinza) é ejetado por um encontro próximo com Júpiter (vermelho). Netuno (azul) evolui por um período curto de alta excentricidade e após seu encontro com Saturno (verde) e Urano (rosa). O sistema finalmente evolui em direção aos atuais semieixo maiores e excentricidades dos planetas gigantes do nosso Sistema Solar. 152
- 6.3 A excentricidade (painel superior) e as longitudes do periélio (painel inferior) como uma função do semieixo maior para os objetos de disco de planetesimais em 33 milhões de simulação com os planetas gigantes mostrados na Figura 6.2. Os objetos em vermelho, azul e roxo tem inclinações de  $i < 2^\circ$ ,  $i > 6^\circ$  e  $2^\circ \leq i \leq 6^\circ$ , respectivamente. Os pontos em preto mostram os objetos cinturão de Kuiper que foram observados. O disco de planetesimais já mostram uma estrutura primitiva do cinturão de Kuiper, com as populações espalhada, ressonante, fria e quente. No entanto, a população fria está aglomerada em longitudes de periélio e tem um déficit de órbitas com  $e < 0.05$  comparadas com a população observada. 153

6.4	A evolução orbital dos planetas gigantes durante a fase com Netuno em alta excentricidade. Os pontos representam os elementos orbitais de Júpiter (vermelho), Saturno (verde), Netuno (azul) e Urano (rosa) gravados das saídas das simulações da Figura 6.2 considerando o intervalo de 33 para 36.6 milhões de anos. As curvas representam a evolução dinâmica sintética dos planetas gigantes produzido por interpolação usando splines. Netuno diminui sua excentricidade de 0.27 para 0.20 durante 0.6 milhões de anos de evolução. O semieixo maior de Netuno não muda muito durante este curto período de tempo e a longitude do periélio tem uma lenta precessão. . . . .	155
6.5	Painel (a): Diagrama da excentricidade em função do semi eixo maior dos planetas gigantes e das partículas do disco de planetesimais presente no cinturão de Kuiper. Painel (b): Diagrama da inclinação em função do Semieixo maior. Júpiter e Saturno são os objetos em esferas de cor preta. Urano e Netuno tem a mesma massa e são representados por esferas em cor laranja. As partículas do disco são divididas em duas partes: a população fria (pontos em azul) sem massa e a população quente (pontos em vermelho) com 1 massa de Plutão. A linha em cinza representa o pericentro de Netuno. . . . .	159
6.6	Os painéis mostram a distribuição final de excentricidades (em 33 milhões de anos) da população fria dentro das simulações com diferente massas de planetesimais. O painel (a) refere a simulações de controle sem autogravidade. O painel (b) é para os planetesimais com massas individuais de 4 massas de Plutão, o painel (c) tem planetesimais com 1 massa de Plutão e o painel (d) os planetesimais tem massas individuais de 0.01 massas de Plutão. A simulação da influência de 1 massa de Plutão para a população quente enquanto a população fria se mantém sem massa é mostrado no painel (e). A simulação com a autogravidade apenas entre as partículas da população fria (cada uma com massa de 1 Plutão) é mostrada no painel (f). Para estes plots, nós removemos as partículas com excentricidade maior que 0.1 e inclinações maiores que 4 graus. Os pontos em vermelho representam os objetos da distribuição observada da população fria e os pontos em azul são os objetos das nossas simulações. . . . .	160
6.7	A evolução das partículas no espaço $h = e \cos(\varpi - \varpi_N)$ e $k = e \sin(\varpi - \varpi_N)$ . As bares de cores representam o tempo. Os pontos em azul e cyan representam a distribuição inicial e final das partículas no plano h-k. . . . .	162

6.8	Painel (a): Diagrama da excentricidade em função do semi eixo maior dos planetas gigantes e das partículas do disco de planetesimais presente no cinturão de Kuiper. Painel (b): Diagrama da inclinação em função do Semieixo maior. Júpiter e Saturno são os objetos em esferas de cor preta. Urano e Netuno tem a mesma massa e são representados por esferas em cor laranja. As partículas do disco são divididas em duas partes: a população fria (pontos em azul) sem massa e a população quente (pontos em vermelho) com 1 massa de Plutão. A linha em cinza representa o pericentro de Netuno. . . . .	164
6.9	Modelo de Nice 1. . . . .	166
6.10	Modelo de Nice 1. . . . .	167
6.11	Modelo de Nice 1. . . . .	168
6.12	Modelo de Nice 1. . . . .	169
A.1	O movimento kepleriano: Definição da forma e dos ângulos de uma elipse	202
A.2	Movimento kepleriano: representação geométrica dos ângulos que orientam a elipse no espaço: a longitude do nodo ( $\Omega$ ), a inclinação ( $i$ ) e o argumento do pericentro ( $\omega$ ). . . . .	204
A.3	Painel (a): Evolução das excentricidades de Júpiter e Saturno Painel (b) A evolução temporal do ângulo crítico $\sigma_{3:2}$ para Júpiter e Saturno. Veja texto para mais detalhes. . . . .	210
A.4	Painel (a): Amplitude em função do período do espectro de Fourier da série na excentricidade de Júpiter (b) Amplitude em função do período do espectro de Fourier na série na excentricidade de Saturno. Veja texto para mais detalhes. . . . .	211
A.5	Relações geométricas entre os elementos livres e forçados para o caso em que $e_{for} > e_{free}$ . . . . .	217
C.1	Semi eixo maior, excentricidade, inclinação, longitude do periélio ( $\varpi$ ), nodo ( $\Omega$ ) e média ( $\lambda$ ) de Júpiter com a interpolação em spline (linhas vermelhas) e a evolução original (pontos em vermelho). . . . .	250

C.2	As histórias orbitais da simulação MN1 com cinco planetas gigantes. Os cinco planetas gigantes iniciam em uma configuração em uma cadeia de ressonância de movimento médio do tipo (3:2, 4:3, 3:2, 4:3). Painel superior (a) mostra o semieixo, periélio e afélio da órbita de cada planeta. As cores em vermelho e verde mostram os casos de Júpiter e Saturno, respectivamente, enquanto que as cores em azul, rosa e cinza mostram as órbitas dos planetas gigantes de gelo Ice1, Ice2 e Ice3. A linha tracejada, em preto, mostra o valor do semieixo maior de cada planeta gigante do nosso presente Sistema Solar. Painel inferior (a) mostra a razão de períodos orbitais entre Júpiter e Saturno, a atual razão de período é 2.49 mostrada na linha preta tracejada. A região sombreada em cinza mostra a região onde as ressonâncias seculares ocorrem no Sistema Solar interno. Os painéis inferior e superior (b) mostram a inclinação e a excentricidade de Júpiter, respectivamente. A linhas tracejadas mostram a excentricidade e inclinação médias de Júpiter. . . . .	252
C.3	Modelo de Nice 1. . . . .	254
C.4	Retratos dinâmicos dos planetas gigantes e do disco de planetesimais para a simulação MN1, antes da instabilidade. As dimensões e as massas dos corpos são apresentadas pelo tamanho dos pontos no gráfico. Os círculos em preto representam Júpiter e Saturno, os círculos em laranja representam os três planetas gigantes de gelo (Ice1, Ice2 e Ice3). O disco de planetesimais (círculos em azul) tem inicialmente 4000 planetesimais com massas iguais e tem uma massa total de 35 massas da Terra. O Painel (a) mostra diversos retratos entre 0 e 20 milhões de anos do diagrama de excentricidade e semieixo maior. O Painel (b) mostra o diagrama de inclinação e semieixo maior para os mesmos instantes de tempo. . . . .	258
C.5	Retratos dinâmicos dos planetas gigantes e do disco de planetesimais para a simulação MN1, o mesmo que é a Figura C.4 mas após a instabilidade.	259
C.6	Distribuição cumulativa das excentricidades e das inclinações para dois discos de planetesimais produzidos pela simulação original (pontos em verde) e pela simulação com interpolação (pontos em roxo) de uma evolução típica do ?Jumping Jupiter? antes da instabilidade planetária. . . .	260
C.7	Distribuição cumulativa das excentricidades e das inclinações para dois discos de planetesimais produzidos pela simulação original (pontos em verde) e pela simulação com interpolação (pontos em roxo) de uma evolução típica do ?Jumping Jupiter? depois da instabilidade planetária. . . .	260

D.1	Perturbações na densidade para o regime subsônico segundo a teoria linear para os valores de $M=0.1, 0.5, 0.75, 0.9$ . As linhas de contorno mostram as superfícies de comum densidade. A densidade aumenta em relação ao perturbador. O sinal de mais indica a posição inicial do perturbador. Veja mais detalhes em Ostriker (1999). . . . .	274
D.2	Perturbações na densidade para o regime subsônico segundo a teoria linear para os valores de $M=1.01, 1.5, 2, 10$ . As linhas de contorno mostram as superfícies de comum densidade. A densidade aumenta em relação ao perturbador. O sinal de mais indica a posição inicial do perturbador dentro do eixo do cone de Mack. Veja mais detalhes em Ostriker (1999). . .	275
D.3	As linhas solidas representam a força de fricção dinâmica em um meio de gás como uma função do número de Mach. Veja mais detalhes em Ostriker (1999). . . . .	276
D.4	Modelo de Nice 1. . . . .	277
D.5	Um resumo da ação do arrasto gasoso nos elementos orbitais dos planetesimais. A linha vermelha sólida mostra a primeira partícula com excentricidade e inclinação inicial igual 0 e 10 graus respectivamente. A linha azul mostra a segunda partícula com excentricidade inicial de 0.2 em órbita planar. Indo no sentido horário a partir do lado superior esquerdo os elementos orbitais são o semieixo maior, excentricidade, periélio e inclinação mostradas em função do tempo. . . . .	278
D.6	Modelo de Nice 1. . . . .	279
D.7	Modelo de Nice 1. . . . .	280
D.8	Modelo de Nice 1. . . . .	281
D.9	Um resumo do efeito do arrasto de fricção dinâmica na partícula com massa de $10^{22}$ kg com diferentes excentricidades iniciais. As órbitas iniciam em 1 AU e elas estão em órbitas planares. Indo em sentido horário a partir do painel superior esquerdo os elementos orbitais são o semieixo maior, excentricidade, o número de Mach e o fator I mostrados em função do tempo. . . . .	282
D.10	Modelo de Nice 1. . . . .	283
D.11	Modelo de Nice 1. . . . .	284
D.12	Modelo de Nice 1. . . . .	285
E.1	Evolução do semieixo maior e excentricidade dos planetas gigantes . . . .	291
E.2	Distribuição dos tempos de processamento de cpu e variação de passo de integração durante uma integração com o IAS15 . . . . .	291
E.3	Distribuição dos tempos de processamento de cpu durante uma integração com o WHFAST . . . . .	292

E.4	Distribuição dos tempos de processamento de cpu durante uma integração com o MERCURIUS . . . . .	293
E.5	Diagrama de semieixo maior e excentricidade dos planetas gigantes e um disco de planetesimais . . . . .	294
E.6	Evolução do semieixo maior e excentricidade dos planetas gigantes com a presença de um disco de planetesimais . . . . .	295
E.7	Distribuição dos tempos de processamento de cpu e variação de passo de integração durante uma integração com o IAS15 com o disco de planetesimais . . . . .	296
E.8	Distribuição dos tempos de processamento de cpu durante uma integração com o WHFAST com o disco de planetesimais . . . . .	297
E.9	Distribuição dos tempos de processamento de cpu durante uma integração com o HERMES e o MERCURIUS com o disco de planetesimais . . . . .	298
E.10	Número de corpos em função do tempo nas simulações com o disco de planetesimais . . . . .	299
E.11	Estas grandezas foram calculadas durante a simulação de um sistema planetário com um disco de planetesimais com 3500 partículas. Relação do tempo de processamento <i>cpu time</i> em função do tempo de integração. Os pontos em vermelho, azul, azul claro, verde, rosa e amarelo correspondem a diferentes precisões do $\epsilon$ entre $10^{-4}$ e $10^{-9}$ . Todas as simulações são realizadas pelo integrador IAS15. A simulação se mostra muito barata computacionalmente, ao utilizar o parâmetro $\epsilon = 10^{-4}$ , chegando em média de 10 minutos para escrever 27 mil orbitas da Terra. . . . .	301
E.12	Desempenho da integração de um sistema planetário . . . . .	302
E.13	Estas grandezas foram calculadas durante a simulação de um sistema planetário com um disco de planetesimais com 3500 partículas. O erro relativo na energia em função das precisões do controle de passo do IAS15, $\epsilon$ . O maior erro relativo na energia foi da ordem de $10^{-7}$ e portanto, podemos escolher o parâmetro que tem o melhor desempenho de tempo computacional. . . . .	303

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 Conjunto de simulações . . . . .	67
C.1 Simulação MN1: Condições iniciais dos planetas gigantes . . . . .	249
E.1 Condições iniciais dos planetas gigantes . . . . .	289
E.2 Desempenho dos integradores . . . . .	292
E.3 Desempenho dos integradores em simulações com o disco . . . . .	296



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Formação planetária . . . . .	2
1.2 Apresentação do Trabalho . . . . .	7
1.3 Objetivos . . . . .	8
1.4 Metodologia . . . . .	9
1.5 Organização do Trabalho . . . . .	10
<b>2 O MODELO DE NICE</b> . . . . .	<b>13</b>
2.1 O modelo do Júpiter Saltitante . . . . .	17
2.1.1 Os planetas gigantes do Sistema Solar na fase de gás . . . . .	17
2.1.2 A instabilidade planetária e o Sistema Solar Interno . . . . .	18
2.2 O modelo de <i>Nice</i> atual . . . . .	20
2.2.1 Critérios para a evolução do nosso Sistema Solar . . . . .	20
2.2.2 Contribuições do modelo de <i>Nice</i> . . . . .	22
<b>3 O TEMPO DE INSTABILIDADE DO SISTEMA SOLAR</b> . . . . .	<b>25</b>
3.1 A explicação do bombardeio tardio da Lua . . . . .	25
3.1.1 O cataclisma Lunar . . . . .	27
3.1.2 Cenário do quase-final da acreção planetária . . . . .	31
3.2 Formação de Urano e Netuno . . . . .	36
3.2.1 O modelo de Levison et al. (2010a) . . . . .	37
3.2.2 O modelo da acreção de <i>Pebbles</i> . . . . .	39
3.2.3 O problema da obliquidade de Urano e Netuno . . . . .	41
3.2.4 O modelo de Izidoro et al. (2015) . . . . .	43
3.3 Motivação de estudo . . . . .	46
<b>4 EVIDÊNCIAS DINÂMICAS PARA A INSTABILIDADE PRE- COCE</b> . . . . .	<b>49</b>
4.1 Introdução . . . . .	50
4.2 O disco de planetesimais durante a formação de Urano e Netuno . . . . .	54
4.2.1 Métodos . . . . .	55
4.2.1.1 Interações dos planetesimais com o disco de gás protoplanetário . . . . .	56
4.2.1.2 Interpolação da acreção de Urano e Netuno . . . . .	61

4.2.2	Resultados . . . . .	66
4.2.2.1	Júpiter em órbita não-migrante . . . . .	68
4.2.2.2	Júpiter migrando externamente . . . . .	71
4.2.2.3	Júpiter migrando internamente . . . . .	72
4.2.3	Quais discos de planetesimais são consistentes com o cinturão de Kuiper primordial? . . . . .	85
4.3	Vinculando o tempo de instabilidade dos planetas gigantes . . . . .	87
4.3.1	Instabilidade iniciadas pelos próprios planetas . . . . .	87
4.3.2	Instabilidades dirigidas por planetesimais . . . . .	93
4.3.2.1	Massa dos discos de planetesimais . . . . .	93
4.3.2.2	Análise estatística para uma instabilidade provocada pelo disco de Planetesimais . . . . .	98
4.4	Discussão . . . . .	101
4.4.1	Vínculos empíricos . . . . .	102
4.4.2	Limitações do nosso trabalho . . . . .	104
4.5	Conclusões . . . . .	104
<b>5</b>	<b>CINTURÃO DE KUIPER: FORMAÇÃO E EVOLUÇÃO . . . . .</b>	<b>107</b>
5.1	A dinâmica do cinturão de Kuiper atual . . . . .	110
5.2	Distribuição de tamanhos dos objetos do Cinturão de Kuiper . . . . .	118
5.2.1	Evolução colisional do disco trans-Netuniano . . . . .	121
5.3	Critérios do cinturão de Kuiper para a formação do Sistema Solar . . . . .	122
5.4	Evolução primordial do cinturão de Kuiper . . . . .	123
5.4.0.1	A natureza da migração dirigida por planetesimais . . . . .	124
5.4.1	O modelo de Levison et al. (2008) . . . . .	127
5.5	Evidências para uma população fria formada <i>in situ</i> . . . . .	128
5.5.1	Diferentes distribuições de excentricidades . . . . .	128
5.5.2	Diferentes cores de objetos da população fria . . . . .	130
5.5.2.1	População de binários do cinturão frio de Kuiper . . . . .	132
5.5.3	O modelo de Nesvorny (2015) . . . . .	134
5.5.4	Efeito da precessão lenta de Netuno . . . . .	138
5.5.5	O modelo de Gomes et al. (2018) . . . . .	141
5.6	Motivação de estudo . . . . .	142
<b>6</b>	<b>EFEITOS DINÂMICOS DO CINTURÃO DE KUIPER COM NETUNO EXCITADO . . . . .</b>	<b>145</b>
6.1	Introdução . . . . .	145
6.2	Evolução do Netuno-excitado . . . . .	151

6.3	Resultados . . . . .	156
6.3.1	Análise dos efeitos seculares . . . . .	158
6.3.2	Efeitos da precessão de Netuno . . . . .	163
6.4	Discussão e Conclusão . . . . .	170
<b>7</b>	<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS . . . . .</b>	<b>173</b>
<b>8</b>	<b>PROJETOS FUTUROS . . . . .</b>	<b>179</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>181</b>
	<b>APÊNDICE A - Formulação teórica do Problema de N corpos. . . .</b>	<b>199</b>
A.1	Dinâmica Gravitacional de N-corpos . . . . .	199
A.1.1	O problema gravitacional de 2 corpos . . . . .	200
A.1.2	Elementos Orbitais . . . . .	201
A.1.3	Formulação Hamiltoniana de N corpos . . . . .	205
A.1.4	Teoria da Perturbação . . . . .	208
A.1.5	Teoria Secular . . . . .	212
	<b>APÊNDICE B - Integrador REBOUND . . . . .</b>	<b>219</b>
B.1	O pacote de integração REBOUND . . . . .	220
B.1.1	Instalação e uma execução simples no REBOUND . . . . .	221
B.1.2	Tipos de partículas no REBOUND . . . . .	223
B.1.3	O integrador WHFAST . . . . .	224
B.1.3.1	Integradores simpléticos . . . . .	225
B.1.3.2	Hamiltoniano em coordenadas Jacobianas . . . . .	227
B.1.3.3	O mapa de Wisdom e o uso de corretores simpléticos . . . . .	230
B.1.4	O integrador IAS15 . . . . .	232
B.2	Integradores híbridos do REBOUND . . . . .	234
B.2.1	Integrador HERMES . . . . .	234
B.2.2	Integrador MERCURIUS . . . . .	236
	<b>APÊNDICE C - Interpolação numérica para o Problema de N-</b>	
	<b>corpos . . . . .</b>	<b>241</b>
C.1	Formulação teórica da interpolação . . . . .	241
C.2	Adaptação do REBOUND para a interpolação . . . . .	242
C.2.0.1	Algoritmo . . . . .	243
C.3	Limitações da interpolação . . . . .	247
C.3.1	Aplicações e testes da interpolação . . . . .	248

C.4	Interpolação do modelo do Júpiter-Saltitante . . . . .	248
C.4.1	Planetas gigantes . . . . .	248
C.4.2	Disco de planetesimais . . . . .	253
C.4.3	Comparação entre a original e a interpolação . . . . .	256

**APÊNDICE D - Dinâmica e evolução em um disco de gás protoplanetário . . . . . 261**

D.1	Propriedades do disco de gás protoplanetário . . . . .	261
D.2	Interação entre Planetas e o Disco . . . . .	265
D.2.1	Migração Tipo I . . . . .	267
D.2.2	Migração Tipo II . . . . .	268
D.2.3	Outras mudanças orbitais dos planetas pelo disco de gás . . . . .	269
D.3	Planetesimais em um disco de gás protoplanetário . . . . .	270
D.3.1	Arrasto Aerodinâmico . . . . .	271
D.3.2	Arrasto de Fricção Dinâmica do Gás . . . . .	272
D.3.3	Implementação dos efeitos dinâmicos do gás nos planetesimais . . . . .	276
D.3.3.1	Efeitos orbitais provocados pelo Arrasto Aerodinâmico . . . . .	277
D.3.3.2	Efeitos orbitais provocados pelo Arrasto de Fricção Dinâmica . . . . .	281
D.3.3.3	Efeitos de ambos os arrastos nas órbitas de planetesimais . . . . .	283

**APÊNDICE E - Testes dos integradores . . . . . 287**

E.0.1	Parâmetros de performance e precisão . . . . .	287
E.0.2	Simulações de desempenho . . . . .	288
E.0.3	Condições iniciais e evolução do Sistema . . . . .	289
E.1	Teste do parâmetro de controle de passo do IAS15 . . . . .	295
E.2	Conclusões . . . . .	300

**ANEXO A - Publicações . . . . . 305**

**Manuscrito 1 . . . . . 307**

**Manuscrito 2 . . . . . 309**

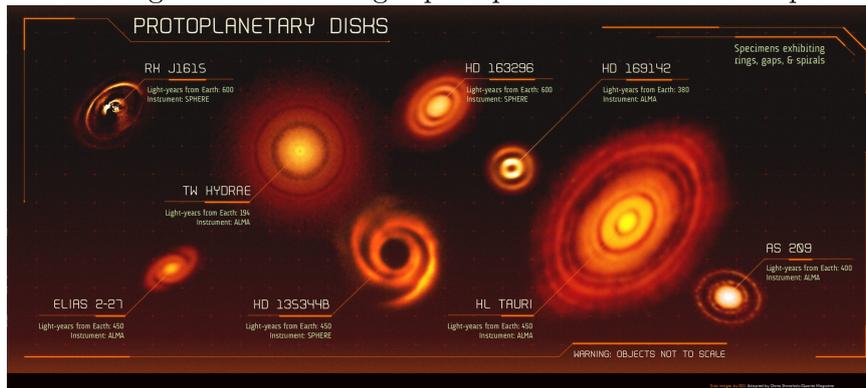
# 1 INTRODUÇÃO

Os processos da formação e evolução do Sistema Solar ainda não possuem um entendimento completo. Por quase um século, a teoria de formação e da evolução primordial dos planetas foi desenvolvida pela química, física e a astronomia. O avanço nas técnicas de observação e das missões espaciais permitiram observar e analisar com detalhes os planetas e a população de pequenos corpos do nosso Sistema Solar. Até mesmo, as regiões em que as estrelas estão envolvidas por discos de gás e poeira. Como consequência deste avanço na descrição do nosso Sistema Solar, nós podemos criar e testar novas teorias sobre a formação do Sistema Solar.

Até agora, é um consenso supor que as estrelas nascem a partir do colapso gravitacional de uma nuvem molecular gigante. Esta teoria foi formulada pela primeira vez, no final do século XVIII, por Immanuel Kant e Laplace (Woolfson, 2000). Uma nuvem molecular é capaz de se colapsar pela sua própria gravidade, quando há diferentes regiões mais densas que outras e a temperatura é mantida suficientemente baixa. Estas nuvens possuem uma rotação inicial e por conservação do momento angular elas formam a protoestrela e um disco ao seu redor. Esse disco é conhecido como disco de gás protoplanetário. As primeiras evidências desta teoria foram retiradas da simples observação de que os planetas do nosso Sistema Solar estão em órbitas quase circulares e coplanares. E portanto, era razoável supor que os planetas são formados a partir de um disco de gás e poeira. As observações reforçam esta teoria mas ela foi sendo bastante modificada ao longo dos séculos. A Figura 1.1 mostra imagens de discos protoplanetários obtidas pela Agência Espacial Europeia pelo telescópio ALMA, elas mostram os discos protoplanetários ao redor de estrelas jovens. Estas observações revelam detalhes sobre os discos que não poderiam ter sido vistos antes. A resolução é tão fantástica que é possível até ver o caminho dos planetas nas partes mais escuras no interior do disco.

Com o avanço das técnicas das observações uma nova coleção de planetas extra solares foram descobertos nos últimos anos. Hoje, 4294 exoplanetas foram descobertos, com uma alta diversidade de propriedades orbitais, que são muito diferentes da estrutura do nosso Sistema Solar. Nós mostramos na Figura 1.2 (a) a massa dos exoplanetas maiores que Júpiter observados e confirmados em função do semieixo maior. Nós observamos que existem planetas como Júpiter em distâncias menores que Mercúrio e muitos planetas com massas de 20 vezes a massa de Júpiter. Além disso, na Figura 1.2 (b), nós exibimos as excentricidades orbitais em função do semieixo maior destes exoplanetas (aqueles que estão ligados com suas estrelas). Note

Figura 1.1 - Imagem de discos de gás protoplanetários observados pelo ALMA.



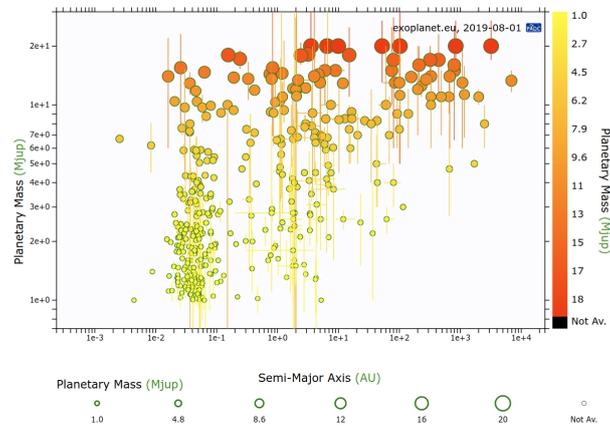
Fonte: ESA: <https://www.eso.org/public/images/>

que a grande maioria destes exoplanetas estão em excentricidade abaixo de 0,3, mas existem planetas com a massa de alguns júpiteres e bastante excêntricos com excentricidades próximas de 1. Toda essa diversidade coloca o nosso Sistema Solar como uma raridade. Ao longo destes últimos anos, os astrônomos ficaram realmente em dúvida se ao explicar o nosso Sistema Solar eles também podem explicar os sistemas extrasolares. O surgimento de tantos planetas também aumenta a chance de encontrar vida fora do nosso planeta Terra. A previsibilidade da existência de vida em outras condições, além das quais conhecemos, pela ciência é alta e é possível estarmos cada vez mais perto de encontrá-la. Entender os detalhes sobre a formação do nosso Sistema Solar podem fornecer receitas para explicar a origem da vida na Terra. Parafraseando o ilustre Richard Dawkins, nós estamos cercados de vida brilhante em cores e em um planeta tão formoso. Por que não suar as nossas poucas décadas ao redor do Sol para entender o Universo e porque nós viemos a acordar nele? É para um melhor entendimento sobre a formação do Sistema Solar que nós queremos contribuir com esta Tese de doutorado. Um contribuição do tamanho de um grão de poeira diante do que nós não conhecemos sobre o Universo. Mas que como qualquer trabalho científico tem um valor inestimável.

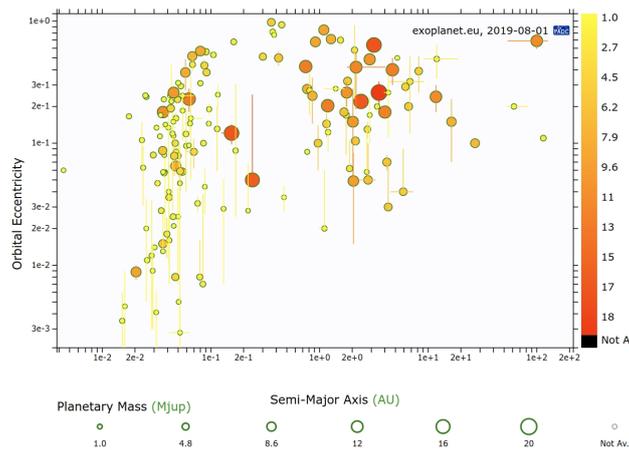
## 1.1 Formação planetária

Os processos de formação planetária foram evoluindo ao longo do tempo. O paradigma atual é que os planetas e pequenos corpos foram formados a partir de um disco de gás e poeira. O conteúdo de gás ocupa 99 por cento do disco e apenas o 1 por cento restante é poeira. Essa poeira foi formada pelos ciclos de estrelas mais velhas. Os primeiros sólidos que se condensam no disco protoplanetário tem como componentes o cálcio e o alumínio. Estes sólidos são chamados de *CAIs* (*do inglês*

Figura 1.2 - Painel (a): Massa dos exoplanetas em função do semieixo maior destes planetas. Painel (b): Distribuição de excentricidades e semieixo maior dos exoplanetas. Apenas os exoplanetas confirmados com a massa de pelo menos um Júpiter.



(a)



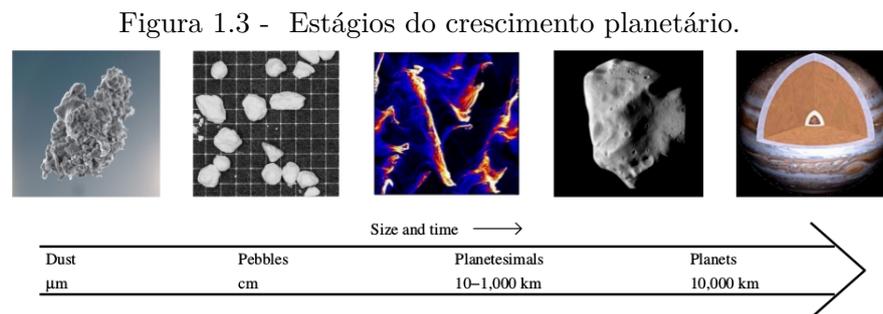
(b)

Fonte: [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu)

*Calcium Aluminium rich-inclusions*), eles foram encontrados em ricas inclusões em meteoritos e as suas idades são estimadas de 4,568 bilhões de anos atrás (BOUVIER; WADHWA, 2010). A observação de diversas estrelas jovens em clusters localizados como berços de formação planetária tem aproximadamente a mesma idade entre 1 e 10 milhões de anos (Haisch JR. et al., 2001; Mamajek, 2009). Portanto, diante dessas evidências, todos os processos de acreção e formação dos planetas gasosos (como Júpiter e Saturno) e que possuem algum um envelope gasoso (como Urano e Netuno) devem ocorrer dentro do disco de gás protoplanetário em escalas temporais máximas entre 1 e 10 milhões de anos. A formação dos planetas rochosos (como a Terra)

ainda não tem uma definição se ela ocorreu antes e depois da vida do disco de gás protoplanetário. Os pequenos corpos do Sistema Solar (poeira, cometas, asteroides, satélites, planetas anões entre outros objetos) são resultado do resto da formação dos planetas e eles evoluem dinamicamente e fisicamente antes e depois da fase de gás por processos como interação com o gás, colisões, capturas gravitacionais e outros fenômenos da interação gravitacional com os planetas.

Dentro do ambiente de gás e poeira, o processo de formação planetária é bastante complexo. Geralmente, por viabilidade operacional, nós dividimos a fase de crescimento planetário em diversas fases. Estas fases são classificadas conforme os processos físicos dominantes em diferentes escalas de crescimentos destes objetos no disco protoplanetário. Na Figura 1.3, nós apresentamos diferentes estágios de crescimento a partir da poeira com micrômetro de tamanho  $10^{-6}$  m até atingir tamanhos de planetas gasosos como Júpiter, ou até mesmo maiores adaptados de [Johansen e Lambrechts \(2017\)](#).



Fonte: [Johansen e Lambrechts \(2017\)](#)

A primeira fase descreve o crescimento de partículas com micrômetros de tamanho até a formação dos planetesimais. Os planetesimais tem raios entre 10 e 1000 km. As partículas microscópicas sofrem um forte arrasto aerodinâmico provocado pelo disco de gás e são depositadas no plano médio do disco. Estas partículas crescem por meio de forças de adesão e por colisões em ambientes de baixíssimas velocidades relativas ( $< 1$  m/s) ([Blum; Wurm, 2000](#)). As partículas microscópicas crescem até atingirem tamanhos de cm que são pequenas pedrinhas chamadas de *Pebbles*. Existe uma grande evidência de grãos de poeira de cm em discos protoplanetário de muitas estrelas jovens. As técnicas mais recentes de observação produzidas pelo *VLA* (*Very Large Array*) permitiu obter uma boa resolução, nas observações de estrelas da *T*

*Tauri*, com excesso de radiação infravermelha de partículas com tamanho de 7 mm até cm de tamanho (Rodmann et al., 2006). Portanto, é uma evidência de que existem *Pebbles* em discos protoplanetários que podem por exemplo se estender até 300 ua. Além disso, as observações parecem indicar que a formação desses *Pebbles* no disco acontecem ao redor 1 milhão de anos (Rodmann et al., 2006). Quando há poeira e *Pebbles* no disco o arrasto aerodinâmico aplicado nestas partícula pelo gás é muito intenso. Como resultado, as partículas podem espiralar para a estrela em apenas alguns poucos milhares de anos com velocidades entre 50 e 100 m/s com um pico de velocidade para partículas em torno de 1 *m*. Em pouco tempo, todos os *Pebbles* iriam ser lançados para a estrela. Este problema ficou bastante conhecido com barreira de um metro. No entanto, recentes estudos indicaram que a presença de *Pebbles* no disco podem causar variações na velocidade relativa entre o gás e uma região muito densa de *Pebbles*. Estas variações de velocidade são suficientes para desacelerar o arrasto do gás e causar um aumento de densidade de *Pebbles* em regiões específicas do disco protoplanetário. Se a densidade de material concentrada é suficiente para que ocorra o colapso gravitacional, devido a sua própria gravidade, é possível formar os planetesimais. Este modelo é conhecido como *SI* (*Streaming Instability*) (Youdin; Goodman, 2005). Uma das marcas deste modelo é que os planetesimais podem ser formados grandes com uma distribuição de tamanhos de alguns poucos Ceres.

Um novo estágio é formado e é conhecido como *Runaway* (Kokubo; Ida, 1996). Uma vez que os planetesimais são formados já grandes a gravidade destes objetos já passa a ser importante para o seu crescimento. Esta fase de crescimento é chamada de crescimento oligárquico e os objetos maiores tem uma preferência para o crescimento. Além disso, se houver uma densidade de *Pebbles* suficiente no disco, a captura de *Pebbles* por estes planetesimais é mais eficiente do que as colisões e capturas de partículas geradas por fragmentação. Ainda mais que os *Pebbles* são agregados de poeira e eles podem se romper em encontros próximos com os planetesimais e a efetividade de captura destes fragmentos é bastante alta pelos planetesimais. Neste estágio, os objetos grandes crescem até atingir tamanhos de embriões planetários, com raio maior que 1000 km. As massas desses objetos são da ordem da Lua e Marte. Os planetesimais que não cresceram o suficiente para se tornar embriões planetários podem ser acretados por colisões com os embriões, ou então lançados em órbitas estáveis ou instáveis em uma maior escala de tempo. Os planetesimais que sobram no disco são os precursores dos asteroides, cometas, ou seja, os pequenos corpos que nós observamos hoje no Sistema Solar. A acreção em *Pebbles* revolucionou a escala de tempo de crescimento dos embriões planetários e hoje é possível por simulações numéricas a formação de embriões planetários com 10 massas da Terra dentro da

vida do disco de gás (entre 1 e 10 milhões de anos). E essa taxa de crescimento pode acontecer em qualquer parte do disco, por exemplo, até 100 ua.

Os embriões que atingirem massa de algumas super-Terras (entre 3-10 massas da Terra) começam a causar perturbações no disco de gás e sofrem os efeitos da teoria linear da migração tipo I (Veja Apêndice para mais detalhes). Estes embriões então começam a migrar em direção a estrela devido a reação das ondas no disco de gás e das espirais causadas pela gravidade dessas super-Terras. Os embriões que atingem cerca de 10 massas da Terra e ainda na fase de gás começam a acretar o gás e se inicia o processo de formação dos planetas gigantes gasosos. Planetas com a massa de Júpiter e Saturno podem abrir *gaps* (espaços vazios) no disco e sofrer os efeitos da migração tipo II. Com o modelo de acreção em *Pebbles*, Urano e Netuno têm o potencial de se formar *in situ* logo na fase final do gás porque eles têm apenas um pequeno envelope de gás em suas atmosferas (porém, não é possível que eles se formem apenas por acreção de *Pebbles*, veja Capítulo 3 para uma explicação). Uma recente trilogia de trabalhos (Lambrechts et al., 2019; Izidoro et al., 2019; Bitsch et al., 2019) mostraram que é possível explicar a distribuição orbital e a formação dos planetas extrasolares e do nosso Sistema Solar considerando dois processos elementares: a acreção de *Pebbles* e a migração planetária.

Após estes estágios de formação pode-se formar planetas gigantes, rochosos, gelados, cometas, asteroides e todos os outros corpos de um sistema planetário. A fase final depende agora da interação gravitacional desses objetos após a fase de gás. Dois destinos são possíveis para estes sistemas planetários ou eles são estáveis ou instáveis após a fase do disco de gás. Muitas evidências reforçam este modelo e vamos discutir ao longo dos Capítulos desta Tese. Se os planetas emergirem após a fase de gás fora de cadeias de ressonância de movimento médio eles podem passar por uma fase instável levando a ejeções e encontros próximos com planetas até alcançar uma estabilidade. Muitos dos sistemas extrasolares observados pelo telescópio Kepler podem ser explicados por uma combinação de planetas instáveis e estáveis (Izidoro et al., 2014).

Em sistemas planetários tipo Sistema Solar, estudos recentes mostraram que é possível que Júpiter e Saturno e os planetas gigantes estejam presos em cadeias de multi-ressonâncias de movimento médio. Estas cadeias de ressonância previnem a migração tipo II e acontecem com planetas com a razão de massa de Júpiter e Saturno (Morbidelli; Crida, 2007). Em 2005, foi formulado um modelo conhecido como modelo de *Nice* (Tsiganis et al., 2005; Morbidelli et al., 2005; Gomes et al., 2005). Neste mo-

delo a quebra da estabilidade planetária pode acontecer devido a interação com um massivo disco de planetesimais, ou seja, o material que restou da acreção durante a formação planetária. Segundo este modelo, o nosso Sistema Solar exibiu no passado uma fase caótica com encontros violentos entre planetas gigantes e planetesimais. No entanto, o tempo que ocorreu esta instabilidade ainda não é uma questão respondida. O tempo de instabilidade do Sistema Solar foi por muito tempo vinculado com a datação das crateras da Lua. Mas as incertezas e novos modelos sobre estas datações colocam em dúvida quando ocorreu o tempo de instabilidade. Uma das provas que a evolução do nosso Sistema Solar passou por uma fase de instabilidade é uma das mais interessantes configurações orbitais de pequenos corpos: o cinturão de Kuiper. Muitas das órbitas dos objetos do cinturão de Kuiper é explicada pela migração e evolução da órbita de Netuno. Porém, a formação de uma população de asteroides dentro do cinturão de Kuiper ainda não é bem respondida pelos modelos de migração de Netuno gerados pelo modelo de *Nice*.

## 1.2 Apresentação do Trabalho

Tendo em vista a importância de todos estes tópicos, nós apresentamos nesta Tese um estudo numérico da fase final de acreção dos planetas gigantes do Sistema Solar, e também da evolução dos planetas gigantes após a fase do disco de gás. Em nossas simulações, utilizamos um modelo recente e confiável para a formação de Urano e Netuno (Izidoro et al., 2015a) durante a fase de gás para esculpir as propriedades do disco trans-Netuniano original. Nós estamos chamando de disco trans-Netuniano original o disco de planetesimais formado após a fase de gás e após a órbita de Netuno (definido como o último gigante de gelo). Nós fizemos isso de uma maneira autoconsistente considerando os efeitos do gás e da evolução dos embriões planetários que formam Urano e Netuno por colisões gigantescas. Estas colisões gigantescas podem explicar a obliquidade destes planetas. Nós também consideramos diferentes histórias de migração de Júpiter devido a incerteza de como Júpiter migrou durante a fase de gás. Nós incluímos uma história compatível com o Grand Track (Walsh et al., 2011). Às nossas simulações permitiram obter pela primeira vez as propriedades orbitais do disco trans-Netuniano considerando os modelos mais recentes para a formação dos planetas gigantes. Com as propriedades do disco trans-Netuniano original, nós verificamos se há uma significativa distância entre a borda interna do disco e Netuno que é responsável pela definição do tempo de instabilidade (Gomes et al., 2005; Levison et al., 2011; Deienno et al., 2017). Nós então calculamos o tempo de instabilidade dos planetas gigantes e de todos os sistema que formaram similares planetas como Urano e Netuno e outros possíveis gigantes de gelo.

Nós também realizamos simulações para discutir efeitos dinâmicos que acontecem na região do cinturão de Kuiper durante a evolução primordial de Netuno. Estes efeitos ocorrem quando Netuno esteve em alta excentricidade durante a instabilidade planetária. Para este problema, nós usamos as simulações realizadas por [Gomes et al. \(2018\)](#) que investigaram a compatibilidade da formação do cinturão frio de Kuiper durante o mais recente modelo de *Nice*, com cinco planetas gigantes e partindo de uma condição inicial mais compacta, com Júpiter e Saturno em uma ressonância de movimento médio do tipo 3:2. A produção da população fria acontece *in situ* em [Gomes et al. \(2018\)](#) com o disco de planetesimais estendido até 45 ua. As simulações de [Gomes et al. \(2018\)](#) apresentaram bons resultados mas algumas evoluções de Netuno são muito drásticas para obter excentricidades baixas as quais nós observamos no cinturão de Kuiper atual. Nós então realizamos simulações para a produção da população fria diante a uma fase que é mais prejudicial para a retenção dessa população: a fase excêntrica de Netuno ( $e_N > 0.2$ ) combinada com a precessão lenta da longitude do periélio deste planeta ([Batygin et al., 2011](#)). Nós refizemos esta simulação considerando agora a interação mútua de objetos com tamanho de Plutão embutidos no cinturão de Kuiper. Com estes resultados, nós podemos verificar se a dispersão causada pela autogravidade é capaz de produzir objetos com excentricidade mais baixas durante a fase violenta de Netuno. Nós também aplicamos a teoria secular para explicar os nossos resultados e propor como produzir objetos frios mesmo em uma fase em que Netuno tem uma precessão lenta.

Embora nosso estudo seja numérico, nós contextualizamos os nossos resultados com os mais diversos vínculos observacionais ou aqueles sugeridos por outras simulações numéricas. As técnicas numéricas de integração foram se aperfeiçoando ao longo dos anos, a partir de melhores modelos físicos-matemáticos ou computadores mais sofisticados. Como consequência deste avanço, nos estamos mais próximos de construir a história evolutiva do nosso Sistema Solar explicando um número maior de restrições observacionais dos diversos ramos dinâmicos, físicos e químicos.

### 1.3 Objetivos

Este trabalho foi desenvolvido com o intuito de apresentar um estudo sobre a formação e a evolução do Sistema Solar. Nós temos três objetivos específicos principais: i) Apresentar um cenário para a estrutura orbital do disco trans-Netuniano original produzida pelo o esculpimento do disco de planetesimais durante a formação e migração dos planetas gigantes; ii) Apresentar evidências de ordem dinâmica para vincular o tempo de instabilidade dos planetas gigantes do nosso Sistema Solar;

iii) Reter objetos com excentricidades baixas e compatíveis com a população fria do cinturão de Kuiper, através de efeitos dinâmicos que ocorrem nos planetesimais localizados na região clássica do cinturão de Kuiper, no momento em que Netuno estava em alta excentricidade e com uma precessão lenta em longitude do periélio. E também estudar os efeitos da autogravidade de alguns planetesimais com a massa de Plutão durante esta fase em que Netuno estava em alta excentricidade.

Entre muitos dos objetivos secundários estão uma apresentação sobre a estrutura do pacote de integração REBOUND (Rein; Tremaine, 2011; Rein; Liu, 2012; Rein; Spiegel, 2015; Rein; Tamayo, 2015; Rein; Tamayo, 2016; Rein; Tamayo, 2017) e explicar algumas informações sobre os integradores. Nós também queremos fazer uma descrição introdutória sobre a dinâmica secular, o problema de N corpos e os efeitos do gás em planetas e planetesimais. Nós também nos preocupamos em contextualizar os problemas que foram colocados nesta Tese com os trabalhos mais recentes da literatura até o momento.

## 1.4 Metodologia

Como nós vimos, a evolução e a formação do Sistema Solar leva em conta muitos processos conectados e sensíveis às condições iniciais. Como por exemplo, os processos de crescimento planetária dependem da densidade e da massa do disco de gás protoplanetário, das suas mudanças locais e globais de temperatura, dos campos magnéticos produzidos por plasmas em movimento, dos efeitos de radiação eletromagnética de estrelas, das perturbações gravitacionais dos planetas, das estrelas, do disco de gás, do disco de planetesimais, entre muitos outros processos. Embora seja desejável, não existem formas puramente analíticas e numéricas capazes de incluir todos os processos envolvidos na formação do nosso Sistema Solar. Portanto, nós compartilhamos uma metodologia bastante comum que se baseia em dividir a evolução do Sistema Solar em diversas fases compostas pelos efeitos físicos mais significativos em cada uma delas.

O nosso estudo, envolve uma das últimas fases da evolução do nosso Sistema Solar. Nesta fase, alguns planetas do Sistema Solar já são formados ou quase formados em sua totalidade. Podem existir além de algum conteúdo de gás protosolar, os pequenos corpos que são oriundos do resto de acreção dos planetas ou da poeira presente no disco de gás protoplanetário. Para modelar esta fase, precisamos consultar os vínculos teóricos, numéricos e observacionais da literatura que se referem às fases preliminares ou posteriores a fase que estudamos. Um bom modelo dinâmico deve reproduzir todos os vínculos observacionais ou ao menos utilizá-los na sua construção.

Focando em uma fase singular na evolução do Sistema Solar, reduzimos o número de parâmetros livres, o que permite obter resultados confiáveis e em tempo hábil para a conclusão do projeto. O limite desta metodologia, porém, está em diversas aproximações que são realizadas. Portanto, nós apresentamos uma solução aproximada da realidade. Mas esta metodologia responde ao que podemos fazer enquanto não tivermos uma boa oportunidade de estudar todos os processos físicos envolvidos na formação planetária.

A abordagem deste trabalho é quase em sua totalidade numérica. No entanto, nós realizamos um estudo cuidadoso do problema gravitacional de N corpos para entender como são construídos os integradores numéricos. Estes integradores numéricos são capazes de resolver as equações diferenciais do movimento destes corpos. Para realizar as integrações numéricas nós usamos como ferramenta principal o pacote de integração REBOUND (Rein; Tremaine, 2011; Rein; Liu, 2012; Rein; Spiegel, 2015; Rein; Tamayo, 2015; Rein; Tamayo, 2016; Rein; Tamayo, 2017). Neste pacote de integração estão presentes diversos integradores capazes de resolver o problema gravitacional de N-corpos com uma alta precisão. Mais ainda, é possível adaptar o código para acrescentar forças não gravitacionais o que faremos para adicionar o disco de gás protoplanetário. O código possui diversas ferramentas e uma alta adaptabilidade para sistemas que envolvem gravidade e outros efeitos físicos como colisões, fragmentação, difusão, efeitos da radiação solar, da irregularidade dos corpos, entre outros. Mais informações sobre o código REBOUND pode ser encontrado em <https://rebound.readthedocs.io/en/latest/> ou no Apêndice .

## 1.5 Organização do Trabalho

A Tese foi organizada na seguinte sequência de capítulos. No Capítulo 2, nós apresentamos o modelo de *Nice* e como ocorreu a evolução deste modelo ao longo dos últimos anos. Também apresentamos os critérios atuais para um modelo dinâmico da evolução do nosso Sistema Solar e as evidências que suportam o modelo de *Nice*.

No Capítulo 3, nós apresentamos uma contextualização do problema do tempo de instabilidade dos planetas gigantes, sob o ponto de vista da explicação do bombardeamento tardio da Lua e das datações da petrologia lunar. Nós detalhamos também neste Capítulo alguns dos modelos da literatura que nós utilizamos para a construção do nosso cenário do esculpimento do disco de planetesimais original. Portanto, nós acrescentamos a este Capítulo a contextualização do problema da formação de Urano e Netuno. No fim deste Capítulo, nós apresentamos a nossa motivação de estudo para localizar nossa proposta no contexto mais moderno dos recentes trabalhos

seculares de Netuno em que nós analisamos a fase lenta e rápida da precessão de Netuno. Nós introduzimos um mecanismo para produzir a população fria do cinturão de Kuiper através do sincronismo entre o ciclo secular de Netuno e o fim da precessão lenta de Netuno. Finalmente, nós apresentamos uma discussão e nossas conclusões.

No Capítulo 7, nós apresentamos nossas considerações finais sobre o nosso estudo. No Capítulo 8, nós apresentamos os nossos projetos para o futuro da nossa pesquisa.

Nós apresentamos nos Apêndices os capítulos que são alicerces básicos que pode ajudar o leitor a uma revisão sobre alguns tópicos básicos da mecânica celeste, como por exemplo o problema de  $N$  corpos. E também apresentamos alguns métodos de integração para a solução do problema numérico de  $N$  corpos. No Apêndice A, nós apresentamos uma formulação teórica do problema de  $N$  corpos. No Apêndice B, nós apresentamos uma revisão bibliográfica e a física matemática de alguns dos principais integradores do REBOUND, incluindo aqueles que nós utilizamos neste trabalho. No Apêndice C, nós apresentamos o método de interpolação numérica para o problema de  $N$  corpos que nós utilizamos. Nós também apresentamos a adaptação da interpolação no integrador REBOUND e alguns testes da interpolação. O Apêndice D trata sobre a dinâmica de planetas e pequenos corpos embutidos no disco de gás protoplanetário. Nós apresentamos algumas simulações comparando os efeitos do arrasto de gás nestes objetos. No Apêndice E, nós mostramos alguns testes de integração utilizando o REBOUND com algumas informações importantes sobre o desempenho dos integradores deste REBOUND.

Em anexo estão as capas dos dois artigos gerados nesta Tese. Um dos manuscritos foi aceito pela a revista ICARUS, enquanto que o outro está em processo de revisão até esta presente data.

Nós estruturamos a Tese de tal forma que cada capítulo esteja autocontido para que o leitor possa entender o problema independente de outras leituras.

## 7 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Ao longo desta Tese, nós apresentamos um estudo sobre uma fase da formação e a evolução do Sistema Solar. Nós apresentamos alguns aspectos da geologia, da química, da física dos planetas e dos pequenos corpos do Sistema Solar sobre esta fase. Estes aspectos foram trazidos por uma revisão bibliográfica da literatura científica e são alicerces para a sustentação para a nossa proposta. Neste Capítulo vamos discutir os nossos resultados no contexto do Sistema Solar como um todo.

Começamos nossa análise com respeito às nossas simulações da produção do disco trans-Netuniano original produzido durante a formação de Urano e Netuno. O nosso principal objetivo para a produção destes discos é vincular o tempo de instabilidade dos planetas gigantes. Nós utilizamos as melhores simulações de [Izidoro et al. \(2015a\)](#) para o crescimento dos planetas gigantes gigantes. A simulação do cenário de [Izidoro et al. \(2015a\)](#) revela um contexto muito maior para a formação do nosso Sistema Solar. Este contexto parte da ideia de que Júpiter é o primeiro planeta gigante a formar no nosso Sistema Solar, a partir do embrião planetário mais interno, devido a uma provável maior concentração de *Pebbles* próximo a linha do gelo. O fato de Júpiter se formar primeiro no disco de gás protoplanetário é um detalhe que muda toda a história evolutiva do nosso Sistema Solar. Primeiro esta proposta resolve a dicotomia do Sistema Solar. Júpiter bloqueia o fluxo de *Pebbles* que iriam para o interior do Sistema Solar diminuindo a concentração de *Pebbles*. Essa concentração menor de *Pebbles* no Sistema Solar interno produz apenas embriões entre as massas de algumas Luas e Marte. Isto explica que porque não produzimos planetas gigantes na região interna do nosso Sistema Solar. Júpiter também ao se formar primeiro funciona como um bloqueador de super-Terras. O embrião posterior a órbita de Júpiter cresce também rápido e forma Saturno. Devido a pequenas diferenças na velocidade de migração por tipo II destes planetas gigantes, eles acabam presos em ressonâncias de movimento médio e podem parar de migrar. Quando os outros embriões planetários do tamanho de super-Terras são formados e migram por tipo I eles são bloqueados pela influência dinâmica de Júpiter e Saturno. Como consequências os embriões ficam retidos além da órbita de Júpiter e Saturno e podem desestabilizar e provocar colisões gigantes que geram Urano e Netuno. Portanto, não há super-Terras na região interna do Sistema Solar.

Nós então geramos discos de planetesimais que foram dinamicamente esculpidos durante o processo de formação de Urano e Netuno com Júpiter e Saturno formando primeiro no disco de gás protoplanetário. Nas nossas simulações, nós aplicamos as

forças de arrasto aerodinâmico e de fricção dinâmica que são responsáveis por uma deflexão no periélio dos planetesimais. Nós também aplicamos diferentes histórias de migração de Júpiter e Saturno porque não é ainda tão definido como estes objetos migraram no disco de gás protoplanetário. Uma das possibilidades é a hipótese do *Grand Tack* (Walsh et al., 2011) que propõe que Júpiter se formou em 3.5 AU e migrou em direção a estrela até alcançar 1.5 AU e voltou capturando Saturno em ressonância orbital de movimento médio. Dessa forma, Júpiter trunca o disco de planetesimais até 1 AU impedindo que tenha abundância de material disponível para a formação de Marte. Portanto, esta teoria resolve o problema da formação de Marte. Além disso, este modelo permite que Júpiter cruze a região do cinturão de asteroides duas vezes e remova a massa do cinturão de asteroides criando a população original. Nós realizamos uma simulação de Júpiter que é compatível com este modelo. No entanto, existem outros modelos capazes de explicar a formação de Marte e do cinturão principal de asteroides sem a necessidade de uma migração de Júpiter. Por isso, nós investigamos além da migração como a do modelo de Grand Tack mais quatro histórias de migração de Júpiter. A migração de Júpiter de distâncias maiores que 5 AU colocam os embriões planetários imersos na região trans-Netuniana. Por este motivo, a migração de Júpiter é um processo importante para o esculpimento dinâmico do disco de planetesimais.

As propriedades do disco protoplanetário que nós utilizamos foi derivado de simulações hidrodinâmicas em que Júpiter e Saturno estão embutidos no disco de gás. A densidade superficial de gás é retirada no momento em que é aberto um profundo gap ao redor da órbita desses planetas gigantes. Para os efeitos da migração tipo I dos embriões planetários, Izidoro et al. (2015) calculou as escalas temporais desta migração considerando os torques de co-rotação e de Lindblad que os embriões sofrem devido ao disco de gás. Para uma compatibilidade com o modelo de Izidoro et al. (2015), nós utilizamos as mesmas propriedades do gás do seu trabalho. Nós consideramos que o gás é isotérmico mas que sofre um de um gradiente de pressão em que reduz a velocidade do gás a sub-kepleriana. O aspecto do disco é fino e tem um valor de 3 por cento em 5 AU. A viscosidade do disco é retirada por observações de discos ao redor de estrelas jovens segundo a prescrição  $\alpha$  de Shakura e Sunyaev (1937). Nesta prescrição a viscosidade é uma função proporcional do aspecto do disco e a velocidade do som no gás. Nós utilizamos o mesmo valor que Izidoro et al. (2015) que é de  $\alpha=0.002$ . Nós também tomamos cuidado para escalar o disco de gás diante das diferentes histórias de migração de Júpiter. Nós sabemos a partir do trabalho de Crida e Bitsch (2017) que Júpiter pode migrar de tal forma que o 'gap' aberto no disco não é afetado durante a migração. O efeito de migração planetária puxa o gás

de dentro da órbita de Júpiter e joga ele para fora levando a uma pequena depleção do disco externo. Nós então escalamos o disco de gás mantendo o gap aberto para as diferentes migração de Júpiter. Portanto, nós vinculamos as propriedades do disco de gás com alguns trabalhos recentes da literatura.

Nós então dentro destas condições obtemos diversos discos de planetesimais que podem representar o disco trans-Netuniano original. Nós comparamos as propriedades orbitais destes discos obtidos em nossas simulações com os objetos do cinturão frio de Kuiper. Nós encontramos que as migrações de Júpiter além de 5 AU não podem acontecer porque elas produzem objetos bem mais inclinados do que encontramos no cinturão de Kuiper. E não é claro como estes objetos diminuem as suas inclinações depois da interação com o gás. Por outro lado, nossos resultados apontam que os objetos de 10 km podem já apresentar uma certa excitação em inclinação. Isto pode aliviar a necessidade de que Netuno possa produzir a inclinação destes objetos a partir de efeitos seculares. Portanto, diante das nossas limitações nós podemos sugerir que Júpiter se formou localmente ou migrou conforme o Grand Tack.

Após esta primeira análise, nós queríamos cumprir o outro objetivo de calcular o tempo de instabilidade dos planetas gigantes. Para isso nós consideramos uma outra possibilidade nova no contexto do Sistema Solar. A possibilidade dos planetas se tornarem instáveis sem a presença de qualquer disco de planetesimais. Nós então utilizamos as simulações bem sucedidas de Izidoro et al. (2015a) de sistemas planetários com quatro à sete planetas gigantes com características semelhantes a Urano e Netuno, e que podem ter sido formados no nosso Sistema Solar. Alguns deles são co-orbitais. Nós realizamos muitas simulações numéricas da evolução destes sistemas planetários sem a influência do disco de planetesimais. Nossos resultados apontaram para uma instabilidade provocada pelos próprios planetas dentro de 10 milhões de anos após a fase de gás. Mas ainda obtemos uma fração de sistemas estáveis considerável (mais de 40 por cento) por pelo menos 1 bilhão de anos. Todos os sistemas planetários estáveis estão presos em cadeias de ressonância de movimento médio com excentricidades de equilíbrio que dependem da razão do aspecto do disco ao quadrado. Por este motivo, nós mostramos que se o disco não fosse tão fino como proposto por Izidoro et al. (2015) é possível obter sistemas estáveis. Portanto, a instabilidade engatilhada pelos próprios planetas pode não ser possível para discos mais grossos do que utilizado nas simulações de Izidoro et al. (2015). O resultado seria sistemas estáveis em configuração multi-ressonante. Mas esta é uma investigação que precisa ser feita mais profundamente.

O que é importante é existe uma fração considerável de sistemas planetários estáveis por pelo menos 1 bilhão de anos sem a presença de qualquer disco de planetesimais. Portanto, a interação com os nossos discos de planetesimais, gerados durante esculpição pela formação de Urano e Netuno, é importante para provocar a instabilidade destes sistemas estáveis. Se os planetas surgissem em órbitas estáveis após a fase do disco de gás, nós mostramos que as interações com este disco provocaria uma instabilidade dentro de 500 milhões de anos. Se nós não considerarmos os discos incompatíveis com o cinturão de Kuiper atual, os tempo de instabilidade estão dentro de 200 milhões de anos, dentro dos quais 70 por cento são instáveis em 70 milhões de anos. O tempo de instabilidade está dentro de 136 milhões de anos em 75 por cento dos casos, que é consistente com as conclusões da sobrevivência do troiano Pátroclos como um objeto primordial do cinturão de Kuiper (Nesvorny et al. (2018)). Dados as nossas estatísticas e os vínculos que existem é difícil dizer se a instabilidade acontece nos primeiros 100 milhões de anos ou antes da formação da Lua.

Embora nosso objetivo fosse definir um tempo de instabilidade com uma faixa mais estreita de tempos de instabilidade, ou seja, que estatisticamente produzimos um resultado esperado para o tempo de instabilidade, isso não foi possível. Porém, precisamos de mais evidências geológicas para definir o tempo de instabilidade. Talvez nas futuras missões espaciais à Lua para uma nova datação das crateras da Lua possamos ter mais uma precisa estimativa. Uma evidência mais perto de chegar de um resultado sobre o tempo de instabilidade pode ser obtida através da missão *New Horizons* que foi estendida para a região fria do cinturão de Kuiper. Neste prolongamento de missão esperasse que a contagem das crateras dos asteroides do cinturão de Kuiper possam obter informação de como foi a evolução colisional destes objetos. Com esta informação, nós podemos saber quanto tempo levou o processo colisional da população fria. E como esta população foi assumida ser primordial sem sofrer os efeitos dinâmicos da instabilidade, o tempo da evolução colisional é basicamente o tempo de instabilidade dos planetas gigantes.

Um outro objetivo do nosso trabalho foi o estudo de efeitos dinâmicos que acontecem durante a formação do cinturão de Kuiper mas após Netuno sofrer seu último encontro próximo com um dos planetas gigantes durante a instabilidade planetária. Segundo as simulações realizadas por Gomes et al. (2018), Netuno é lançado em alta excentricidade ( $e > 0.2$ ) e com uma variação lenta em longitude do periélio. Este período foi destacado por Batygin et al. (2011) como o período mais nocivo para a retenção da população fria do cinturão de Kuiper. Muitos aspectos físicos e

dinâmicos mostram que a população fria é formada *in situ* e deve ter sido preservada durante a instabilidade dos planetas gigantes. Essa população é uma relíquia do nosso Sistema Solar. Portanto de alguma forma ela não deve ter sofrido nenhum processo secular intenso ou encontros próximos. No entanto, em alguma simulações de Gomes et al. (2018), a população fria que foi assumida ter sido formada *in situ*?, geralmente a população fria é produzida e não tem excentricidades baixas o suficiente como aquelas observadas na real população fria. Nós então investigamos como a autogravidade do disco de planetesimais poderia mudar este retrato. Nós então reproduzimos as simulações de Gomes et al. (2018) estudamos a dinâmica por 600 mil anos. Durante este pequeno intervalo de tempo, Netuno se apresentava nocivo para a retenção da população fria. Nós investigamos como a autogravidade do disco de planetesimais poderia mudar este retrato.

Seguindo a teoria secular, nós mostramos que a evolução das partículas frias clássicas no espaço h-k segue arcos de círculos em sentido horário. Sem a autogravidade das partículas elas evoluem nestes ciclos seculares alcançando excentricidades maiores que 0.05. O que é mais interessante é que descobrimos que se a fase em alta excentricidade e precessão lenta de Netuno durar mais um pouco estas excentricidades podem voltar para baixas excentricidades. Portanto, ideal para a evolução de Netuno na produção da população fria sem nenhum outro mecanismo é o sincronismo entre os círculos seculares dos planetesimais e a duração da fase em que Netuno é excêntrico e possui uma lenta precessão. No caso da autogravidade do disco, a precessão de  $\varpi$  é desacelerada e então a taxa de excursão de  $\varpi - \varpi_N$  é acelerada no sentido horário. Então, planetesimais podem alcançar valores de  $\varpi - \varpi_N$  perto de 0 graus correspondendo ao mínimo do ciclo de excentricidade. Em adição, encontros próximos entre as partículas, espalham elas no plano h-k. Como uma combinação destes dois efeitos, alguma partículas podem ser encontradas em uma baixa excentricidade no final, comparada com as pequenas excentricidades da população fria observada.

No entanto, este mecanismo só funciona se tivéssemos planetesimais com a massa de Plutão no cinturão de Kuiper. Mas não encontramos estes objetos no cinturão de Kuiper frio. E infelizmente para as massas mais próximas do cinturão de Kuiper este efeito de autogravidade é nulo. No entanto é possível que um grande número de pequenos planetesimais, carregando uma massa total, poderia fornecer efeitos similares mas não podemos testar esta hipótese porque ela é cara computacionalmente. Portanto, na luz destes resultados nós não podemos definir se a evolução de Netuno em alta excentricidade possa ser completamente descartada porque ela ainda pro-

duz alguns bons resultados em poucos casos. Além disso, se a alta excentricidade de Netuno é acompanhada por uma rápida precessão é possível reter objetos em baixas excentricidades. Adicionando a isso, nós mostramos que se a duração da fase em que Netuno está em alta excentricidade e lenta precessão for maior, de tal forma que os ciclos seculares se completem, nós podemos produzir objetos frios o suficiente. O quão provável que tal sincronismo ocorra permanece a ser calculado. Então ambas possibilidades dos cenários mais atuais para a formação e evolução do cinturão de Kuiper ainda são viáveis: ou Netuno experimenta uma moderada fase em alta excentricidade durante sua migração (Gomes et al., 2018) ou experimentou uma migração quase-suave com um salto em 28 AU como proposto em Nesvorný (2015a), Nesvorný (2015b).

Enfim, nós contribuímos um pouco com as teorias de evolução e formação do nosso Sistema Solar nesta Tese de doutorado. No entanto, diante de respostas mais perguntas surgem e requerem mais investigação. Portanto, nós precisamos caminhar no desenvolvimento de mais pesquisa sobre o Sistema Solar e com mais exploração espacial. O fato mais incompreensível do nosso Universo é o fato de ele ser compreensível.

## 8 PROJETOS FUTUROS

Como todo estudo numérico nossas simulações são simplificadas versões da realidade. Um limitação que pode ser superada nos projetos futuros é que apenas usamos uma simulação de Izidoro et al. (2015) para gerar os discos de planetesimais. Embora, este é o único modelo para a formação de Urano e Netuno que apresenta uma coleção de bons resultados. O próprio modelo pode ser refinado diante dos últimos resultados da migração tipo I considerando discos não isotérmicos, com turbulência, e com autogravidade. Nós sabemos, portanto, que uma turbulência é necessária no disco para manter as inclinações mais altas depois das colisões gigantes da formação de Urano e Netuno. Essas inclinações são fundamentais para refinar a distribuição de obliquidades obtidas por Izidoro et al. (2015). Nossas simulações também não contêm os efeitos do crescimento de Júpiter e Saturno e também não utilizamos fragmentação colisional e acreção de pebbles. Nós queremos incluir estes efeitos no futuro porque é importante obter uma estrutura orbital mais precisa para o disco original trans-Netuniano. A estrutura orbital deste disco não é somente necessária para configurar o tempo de instabilidade mas ela pode ser usada para a produção do cinturão de Kuiper.

Um outro projeto que pode ser derivado dos nossos estudos é que sabemos que o tempo de instabilidade dos planetas gigantes é provável de acontecer cedo. A instabilidade portanto pode acontecer no período da formação da Lua e ela pode ser responsável pelo gatilho que gerou a instabilidade dos planetas terrestres. Portanto, deixamos para o futuro avaliar se isso é estatisticamente viável. Outra alternativa de projeto é a formação de Ceres. Ceres é um objeto do cinturão de asteroides que tem um diâmetro de 1000 km. Ele é possivelmente capturado a partir do disco trans-Netuniano intacto. Nós podemos então supor que ele poderia ter sido capturado durante o período de formação de Urano e Netuno.

Nós podemos ainda continuar a estudar os efeitos da autogravidade para a produção do cinturão frio de Kuiper. Mas agora considerando um número muito maior de partículas com densidades parecidas às encontradas em anéis planetários. Com estas densidades os processos de agitação viscosa produzido pela autogravidade pode causar uma dispersão nas órbitas dos objetos. Mesmo que a massa total do disco seja compatível às encontradas no cinturão de Kuiper. No entanto, nós vamos investigar isso com o esquema de árvore do REBOUND que foi aperfeiçoado nos últimos anos. Ou a implementação deste integrador em placas gráficas com a linguagem de programação CUDA que acelera muito os cálculos.

Um outra possibilidade de investigação futura é conhecer os processos dinâmicos para gerar a precessão lenta de Netuno durante os encontros próximos com os planetas gigantes. Este modelo poderia incluir a dinâmica de corpo rígido destes corpos para uma evolução mais completa e próxima da realidade. Este resultados podem ser importantes porque podem ajudar a definir que tipos de órbitas e encontros próximos entre os planetas gigantes podem evitar a fase lenta na precessão de Netuno. Este estudo ajudaria na preservação dos objetos frios no modelo de Gomes et al. (2018).

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Adams, F. C.; Laughlin, G. Migration and dynamical relaxation in crowded systems of giant planets. **Icarus**, v. 163, p. 290–306, jun. 2003. 52
- Agnor, C. B.; Lin, D. N. C. On the Migration of Jupiter and Saturn: Constraints from Linear Models of Secular Resonant Coupling with the Terrestrial Planets. , v. 745, p. 143, fev. 2012. 103
- ARAÚJO, R. A. N.; WINTER, O. C.; SFAIR, R. Rings under close encounters with the giant planets: Chariklo versus Chiron. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 479, n. 4, p. 4770–4777, 07 2018. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/sty1770>>. 107
- Barucci, M. A.; Boehnhardt, H.; Cruikshank, D. P.; Morbidelli, A. The Solar System Beyond Neptune: Overview and Perspectives. p. 3–10, 2008. 110, 111, 115, 116, 149
- Batalha, N. M.; Rowe, J. F.; Bryson, S. T.; Barclay, T.; Burke, C. J.; Caldwell, D. A.; Christiansen, J. L.; Mullally, F.; Thompson, S. E.; Brown, T. M.; Dupree, A. K.; Fabrycky, D. C.; Ford, E. B.; Fortney, J. J.; Gilliland, R. L.; Isaacson, H.; Latham, D. W.; Marcy, G. W.; Quinn, S. N.; Ragozzine, D.; Shporer, A.; Borucki, W. J.; Ciardi, D. R.; Gautier III, T. N.; Haas, M. R.; Jenkins, J. M.; Koch, D. G.; Lissauer, J. J.; Rapin, W.; Basri, G. S.; Boss, A. P.; Buchhave, L. A.; Carter, J. A.; Charbonneau, D.; Christensen-Dalsgaard, J.; Clarke, B. D.; Cochran, W. D.; Demory, B.-O.; Desert, J.-M.; Devore, E.; Doyle, L. R.; Esquerdo, G. A.; Everett, M.; Fressin, F.; Geary, J. C.; Girouard, F. R.; Gould, A.; Hall, J. R.; Holman, M. J.; Howard, A. W.; Howell, S. B.; Ibrahim, K. A.; Kinemuchi, K.; Kjeldsen, H.; Klaus, T. C.; Li, J.; Lucas, P. W.; Meibom, S.; Morris, R. L.; Prša, A.; Quintana, E.; Sanderfer, D. T.; Sasselov, D.; Seader, S. E.; Smith, J. C.; Steffen, J. H.; Still, M.; Stumpe, M. C.; Tarter, J. C.; Tenenbaum, P.; Torres, G.; Twicken, J. D.; Uddin, K.; Van Cleve, J.; Walkowicz, L.; Welsh, W. F. Planetary Candidates Observed by Kepler. III. Analysis of the First 16 Months of Data. , v. 204, p. 24, fev. 2013. 53
- Batygin, K.; Brown, M. E.; Betts, H. Instability-driven Dynamical Evolution Model of a Primordially Five-planet Outer Solar System. , v. 744, p. L3, jan. 2012. 20

Batygin, K.; Brown, M. E.; Fraser, W. C. Retention of a Primordial Cold Classical Kuiper Belt in an Instability-Driven Model of Solar System Formation. , v. 738, p. 13, set. 2011. xi, xiii, 8, 145, 149, 150, 154, 161, 170, 172

Bernstein, G. M.; Trilling, D. E.; Allen, R. L.; Brown, M. E.; Holman, M.; Malhotra, R. The Size Distribution of Trans-Neptunian Bodies. , v. 128, p. 1364–1390, set. 2004. 123, 148

Bitsch, B.; Raymond, S. N.; Izidoro, A. Rocky super-Earths or waterworlds: the interplay of planet migration, pebble accretion, and disc evolution. , v. 624, p. A109, Apr 2019. 6

Blum, J.; Wurm, G. Experiments on Sticking, Restructuring, and Fragmentation of Preplanetary Dust Aggregates. , v. 143, p. 138–146, jan. 2000. 4

Boehnke, P.; Harrison, T. M. Illusory Late Heavy Bombardments. **Proceedings of the National Academy of Science**, v. 113, p. 10802–10806, set. 2016. 33, 102

BORG, L. E.; GAFFNEY, A. M.; SHEARER, C. K. A review of lunar chronology revealing a preponderance of 4.34–4.37 Ga ages. **Meteoritics & Planetary Science**, v. 50, n. 4, p. 715–732, 2015. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/maps.12373>>. 25

Boué, G.; LASKAR, J. A collisionless scenario for uranus tilting. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 712, n. 1, p. L44, 2010. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/2041-8205/712/i=1/a=L44>>. 41, 53

Boué, G.; Laskar, J.; Kuchynka, P. Speed Limit on Neptune Migration Imposed by Saturn Tilting. , v. 702, p. L19–L22, set. 2009. 53

BOUVIER, A.; WADHWA, M. The age of the solar system redefined by the oldest pb–pb age of a meteoritic inclusion. **Nature Geoscience**, v. 3, 08 2010. 3

Braga-Ribas, F.; Sicardy, B.; Ortiz, J. L.; Snodgrass, C.; Roques, F.; Vieira-Martins, R.; Camargo, J. I. B.; Assafin, M.; Duffard, R.; Jehin, E.; Pollock, J.; Leiva, R.; Emilio, M.; Machado, D. I.; Colazo, C.; Lellouch, E.; Skottfelt, J.; Gillon, M.; Ligier, N.; Maquet, L.; Benedetti-Rossi, G.; Gomes, A. R.; Kervella, P.; Monteiro, H.; Sfair, R.; El Moutamid, M.; Tancredi, G.; Spagnotto, J.; Maury, A.; Morales, N.; Gil-Hutton, R.; Roland, S.; Ceretta, A.; Gu, S.-H.; Wang, X.-B.; Harpsøe, K.; Rabus, M.; Manfroid, J.; Opitom, C.; Vanzi, L.; Mehret, L.; Lorenzini, L.; Schneider, E. M.; Melia, R.; Lecacheux, J.; Colas, F.; Vachier, F.; Widemann, T.; Almenares, L.; Sandness, R. G.; Char, F.; Perez, V.; Lemos, P.; Martinez, N.;

Jørgensen, U. G.; Dominik, M.; Roig, F.; Reichart, D. E.; Lacluyze, A. P.; Haislip, J. B.; Ivarsen, K. M.; Moore, J. P.; Frank, N. R.; Lambas, D. G. A ring system detected around the Centaur (10199) Chariklo. , v. 508, p. 72–75, abr. 2014. [107](#)

Brasil, P. I. O.; Roig, F.; Nesvorný, D.; Carruba, V.; Aljbaae, S.; Huaman, M. E. Dynamical dispersal of primordial asteroid families. , v. 266, p. 142–151, mar. 2016. [23](#)

Brasser, R.; Duncan, M. J.; Levison, H. F. Embedded star clusters and the formation of the Oort cloud. II. The effect of the primordial solar nebula. , v. 191, p. 413–433, nov. 2007. [58](#), [59](#), [272](#)

Brasser, R.; Lee, M. H. Tilting Saturn without Tilting Jupiter: Constraints on Giant Planet Migration. , v. 150, p. 157, nov. 2015. [41](#), [53](#)

Brasser, R.; Matsumura, S.; Ida, S.; Mojzsis, S. J.; Werner, S. C. Analysis of Terrestrial Planet Formation by the Grand Tack Model: System Architecture and Tack Location. , v. 821, p. 75, abr. 2016. [67](#)

Brasser, R.; Morbidelli, A. Oort cloud and Scattered Disc formation during a late dynamical instability in the Solar System. , v. 225, p. 40–49, jul. 2013. [171](#)

Brasser, R.; Morbidelli, A.; Gomes, R.; Tsiganis, K.; Levison, H. F. Constructing the secular architecture of the solar system II: the terrestrial planets. , v. 507, p. 1053–1065, nov. 2009. [17](#), [18](#), [19](#), [154](#)

\_\_\_\_\_. \_\_\_\_\_. , v. 507, p. 1053–1065, nov. 2009. [103](#)

Brown, M. E. The Inclination Distribution of the Kuiper Belt. , v. 121, p. 2804–2814, maio 2001. [146](#)

Brown, M. E.; Schaller, E. L.; Fraser, W. C. A Hypothesis for the Color Diversity of the Kuiper Belt. , v. 739, p. L60, out. 2011. [130](#), [131](#), [148](#)

Brucker, M. J.; Grundy, W. M.; Stansberry, J. A.; Spencer, J. R.; Sheppard, S. S.; Chiang, E. I.; Buie, M. W. High albedos of low inclination Classical Kuiper belt objects. , v. 201, p. 284–294, maio 2009. [148](#)

Capobianco, C. C.; Duncan, M.; Levison, H. F. Planetesimal-driven planet migration in the presence of a gas disk. , v. 211, p. 819–831, jan. 2011. [52](#)

Caracausi, A.; Avice, G.; Bernard, P.; Furi, E.; Marty, B. Chondritic Xenon in the Earth's mantle: new constrains on a mantle plume below central Europe. In: **EGU**

**General Assembly Conference Abstracts.** [S.l.: s.n.], 2016. (EGU General Assembly Conference Abstracts, v. 18), p. EPSC2016–16723. 103

Chambers, J. E. A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. , v. 304, p. 793–799, abr. 1999. 15, 220, 223

Chambers, J. E.; Wetherill, G. W.; Boss, A. P. The Stability of Multi-Planet Systems. **Icarus**, v. 119, p. 261–268, fev. 1996. 52, 104

Chatterjee, S.; Ford, E. B.; Matsumura, S.; Rasio, F. A. Dynamical Outcomes of Planet-Planet Scattering. , v. 686, p. 580–602, out. 2008. 52

Clement, M. S.; Kaib, N. A.; Raymond, S. N.; Chambers, J. E.; Walsh, K. J. . **ArXiv e-prints**, abr. 2018. 103

Clement, M. S.; Kaib, N. A.; Raymond, S. N.; Walsh, K. J. Mars' growth stunted by an early giant planet instability. , v. 311, p. 340–356, set. 2018. 18, 50

Clement, M. S.; Raymond, S. N.; Kaib, N. A. Excitation and Depletion of the Asteroid Belt in the Early Instability Scenario. , v. 157, n. 1, p. 38, Jan 2019. 103

Crawford, I. A.; Joy, K. H. Lunar Exploration: Opening a Window into the History and Evolution of the Inner Solar System. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A**, v. 372, p. 20130315, Aug 2014. 25

CRIDA, A.; BITSCH, B. Runaway gas accretion and gap opening versus type I migration. **Icarus**, v. 285, p. 145 – 154, 2017. ISSN 0019-1035. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103516306686>>. 66

CRUIKSHANK, D.; MATTHEWS, M.; SCHUMANN, A. **Neptune and Triton**. University of Arizona Press, 1995. (Space science series 1996, cop.1995). ISBN 9780816515257. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=My8JOG3R1-4C>>. 36

Dauphas, N.; Pourmand, A. Hf-W-Th evidence for rapid growth of Mars and its status as a planetary embryo. , v. 473, p. 489–492, maio 2011. 102

Davies, M. B.; Adams, F. C.; Armitage, P.; Chambers, J.; Ford, E.; Morbidelli, A.; Raymond, S. N.; Veras, D. The Long-Term Dynamical Evolution of Planetary Systems. **Protostars and Planets VI**, p. 787–808, 2014. 51

- Dawson, R. I.; Murray-Clay, R. Neptune's Wild Days: Constraints from the Eccentricity Distribution of the Classical Kuiper Belt. , v. 750, p. 43, maio 2012. [xxiii](#), [128](#), [129](#), [146](#), [147](#)
- Day, J. M. D.; Pearson, D. G.; Taylor, L. A. Highly Siderophile Element Constraints on Accretion and Differentiation of the Earth-Moon System. **Science**, v. 315, p. 217, jan. 2007. [33](#), [51](#)
- Day, J. M. D.; Walker, R. J. Highly siderophile element depletion in the Moon. **Earth and Planetary Science Letters**, v. 423, p. 114–124, ago. 2015. [33](#), [51](#)
- Deienno, R.; Gomes, R. S.; Walsh, K. J.; Morbidelli, A.; Nesvorný, D. Is the Grand Tack model compatible with the orbital distribution of main belt asteroids? , v. 272, p. 114–124, jul. 2016. [23](#)
- Deienno, R.; Izidoro, A.; Morbidelli, A.; Gomes, R. S.; Nesvorný, D.; Raymond, S. N. Excitation of a Primordial Cold Asteroid Belt as an Outcome of Planetary Instability. , v. 864, p. 50, set. 2018. [50](#), [103](#)
- Deienno, R.; Morbidelli, A.; Gomes, R. S.; Nesvorný, D. Constraining the Giant Planets Initial Configuration from Their Evolution: Implications for the Timing of the Planetary Instability. , v. 153, p. 153, abr. 2017. [7](#), [30](#)
- Deienno, R.; Yokoyama, T.; Nogueira, E. C.; Callegari, N.; Santos, M. T. Effects of the planetary migration on some primordial satellites of the outer planets. I. Uranus' case. , v. 536, p. A57, Dec 2011. [23](#)
- Dones, L.; Tremaine, S. On the origin of planetary spins. , v. 103, p. 67–92, maio 1993. [53](#)
- Duncan, M. J.; Levison, H. F.; Lee, M. H. A Multiple Time Step Symplectic Algorithm for Integrating Close Encounters. , v. 116, p. 2067–2077, out. 1998. [15](#), [220](#)
- Edgeworth, K. E. The evolution of our planetary system. **Journal of the British Astronomical Association**, v. 53, p. 181–188, jul. 1943. [107](#)
- Elkins-Tanton, L. T.; Burgess, S.; Yin, Q.-Z. The lunar magma ocean: Reconciling the solidification process with lunar petrology and geochronology. **Earth and Planetary Science Letters**, v. 304, p. 326–336, abr. 2011. [34](#), [51](#)

- Fernandez, J. A.; Ip, W.-H. Some dynamical aspects of the accretion of Uranus and Neptune - The exchange of orbital angular momentum with planetesimals. , v. 58, p. 109–120, abr. 1984. [13](#), [37](#), [123](#), [148](#)
- Ford, E. B.; Rasio, F. A. Origins of Eccentric Extrasolar Planets: Testing the Planet-Planet Scattering Model. , v. 686, p. 621–636, out. 2008. [104](#)
- Fraser, W. C.; Brown, M. E.; Morbidelli, A.; Parker, A.; Batygin, K. The Absolute Magnitude Distribution of Kuiper Belt Objects. , v. 782, p. 100, fev. 2014. [93](#), [148](#), [156](#), [157](#), [172](#)
- Gallardo, T. The occurrence of high-order resonances and Kozai mechanism in the scattered disk. , v. 181, n. 1, p. 205–217, Mar 2006. [113](#), [116](#)
- Genda, H.; Kokubo, E.; Ida, S. Merging Criteria for Giant Impacts of Protoplanets. , v. 744, p. 137, jan. 2012. [104](#)
- GIOIA, S.; PIMENTEL, M. The sm-nd isotopic method in the geochronology laboratory of the university of brasília. **Anais da Academia Brasileira de Ciências**, v. 72, p. 219–245, 07 2000. [25](#)
- GLADMAN, B.; HOLMAN, M.; GRAV, T.; KAVELAARS, J.; NICHOLSON, P.; AKSNES, K.; PETIT, J.-M. Evidence for an extended scattered disk. **Icarus**, v. 157, n. 2, p. 269 – 279, 2002. ISSN 0019-1035. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103502968600>>. [116](#)
- Gladman, B.; Marsden, B. G.; Vanlaerhoven, C. Nomenclature in the Outer Solar System. p. 43–57, 2008. [107](#), [145](#)
- Goldreich, P.; Tremaine, S. Disk-satellite interactions. , v. 241, p. 425–441, out. 1980. [13](#), [53](#)
- \_\_\_\_\_. The dynamics of planetary rings. , v. 20, p. 249–283, 1982. [13](#)
- Gomes, R.; Levison, H. F.; Tsiganis, K.; Morbidelli, A. Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets. , v. 435, p. 466–469, maio 2005. [6](#), [7](#), [18](#), [25](#), [28](#), [29](#), [30](#), [50](#), [51](#), [52](#), [96](#), [148](#)
- Gomes, R.; Nesvorný, D. Neptune trojan formation during planetary instability and migration. , v. 592, p. A146, ago. 2016. [50](#)
- Gomes, R.; Nesvorný, D.; Morbidelli, A.; Deienno, R.; Nogueira, E. Checking the compatibility of the cold Kuiper belt with a planetary instability migration model.

, v. 306, p. 319–327, maio 2018. xi, xiii, xxiii, 8, 20, 50, 145, 149, 150, 151, 152, 154, 156, 157, 170, 172, 178

Gomes, R. S. The origin of the Kuiper Belt high-inclination population. , v. 161, p. 404–418, fev. 2003. 126, 148, 157, 171

Gomes, R. S.; Morbidelli, A.; Levison, H. F. Planetary migration in a planetesimal disk: why did Neptune stop at 30 AU? , v. 170, p. 492–507, ago. 2004. 124, 125, 126

Grishin, E.; Perets, H. B. Application of Gas Dynamical Friction for Planetesimals. I. Evolution of Single Planetesimals. , v. 811, p. 54, set. 2015. 58, 59, 271, 272, 274, 281

Haisch JR., K. E.; Lada, E. A.; Lada, C. J. Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters. , v. 553, p. L153–L156, jun. 2001. 3, 37, 52, 102

Hamilton, D. P.; Ward, W. R. Tilting Saturn. II. Numerical Model. , v. 128, p. 2510–2517, nov. 2004. 41, 53

Hartmann, W. K. Lunar 'cataclysm' - A misconception. , v. 24, p. 181–187, fev. 1975. xvi, 31, 32, 51

\_\_\_\_\_. Megaregolith evolution and cratering cataclysm models–Lunar cataclysm as a misconception (28 years later). **Meteoritics and Planetary Science**, v. 38, p. 579–593, abr. 2003. 31, 32, 51

Izidoro, A.; Bitsch, B.; Raymond, S. N.; Johansen, A.; Morbidelli, A.; Lambrechts, M.; Jacobson, S. A. Formation of planetary systems by pebble accretion and migration: Hot super-Earth systems from breaking compact resonant chains. **arXiv e-prints**, p. arXiv:1902.08772, Feb 2019. 6

Izidoro, A.; Morbidelli, A.; Raymond, S. N. Terrestrial Planet Formation in the Presence of Migrating Super-Earths. , v. 794, p. 11, out. 2014. 6

Izidoro, A.; Morbidelli, A.; Raymond, S. N.; Hersant, F.; Pierens, A. Accretion of Uranus and Neptune from inward-migrating planetary embryos blocked by Jupiter and Saturn. , v. 582, p. A99, out. 2015. xi, xiii, xvii, xviii, 7, 49, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 61, 63, 64, 65, 66, 67, 87, 88, 89, 90, 98, 101, 104, 173, 175

Izidoro, A.; Raymond, S. N.; Morbidelli, A.; Hersant, F.; Pierens, A. Gas Giant Planets as Dynamical Barriers to Inward-Migrating Super-Earths. , v. 800, p. L22, fev. 2015. 53

- Jewitt, D.; Luu, J. Discovery of the candidate Kuiper belt object 1992 QB1. , v. 362, p. 730–732, abr. 1993. 107
- Johansen, A.; Lacerda, P. Prograde rotation of protoplanets by accretion of pebbles in a gaseous environment. , v. 404, p. 475–485, maio 2010. 41, 53
- Johansen, A.; Lambrechts, M. Forming Planets via Pebble Accretion. **Annual Review of Earth and Planetary Sciences**, v. 45, p. 359–387, ago. 2017. 4, 104
- Jutzi, M.; Benz, W.; Toliou, A.; Morbidelli, A.; Brasser, R. How primordial is the structure of comet 67p? - combined collisional and dynamical models suggest a late formation. **A&A**, v. 597, p. A61, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628963>>. 121
- Kaib, N. A.; Chambers, J. E. The fragility of the terrestrial planets during a giant-planet instability. , v. 455, p. 3561–3569, fev. 2016. 20, 50, 103
- Kary, D. M.; Lissauer, J. J. Nebular gas drag and planetary accretion. II. Planet on an eccentric orbit. , v. 117, n. 1, p. 1–24, Sep 1995. 22
- Kegerreis, J. A.; Teodoro, L. F. A.; Eke, V. R.; Massey, R. J.; Catling, D. C.; Fryer, C. L.; Korycansky, D. G.; Warren, M. S.; Zahnle, K. J. Consequences of Giant Impacts on Early Uranus for Rotation, Internal Structure, Debris, and Atmospheric Erosion. , v. 861, p. 52, jul. 2018. 53
- KENYON, S.; BROMLEY, B.; O'BRIEN, D. P.; DAVIS, D. R. Formation and collisional evolution of kuiper belt objects. **The Solar System beyond Neptune**, 05 2007. 118
- Kleine, T.; Touboul, M.; Bourdon, B.; Nimmo, F.; Mezger, K.; Palme, H.; Jacobsen, S. B.; Yin, Q.-Z.; Halliday, A. N. Hf-W chronology of the accretion and early evolution of asteroids and terrestrial planets. , v. 73, p. 5150–5188, set. 2009. 102, 103
- KNEÁ $\frac{3}{4}$ EVIÄ, Z.; MILANI, A.; FARINELLA, P.; FROESCHLE, C.; FROESCHLE, C. Secular resonances from 2 to 50 au. **Icarus**, v. 93, n. 2, p. 316 – 330, 1991. ISSN 0019-1035. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/001910359190215F>>. 111, 112
- Kokubo, E.; Ida, S. On Runaway Growth of Planetesimals. , v. 123, n. 1, p. 180–191, Sep 1996. 5

- KOWAL, C. T. A solar system survey. **Icarus**, v. 77, n. 1, p. 118 – 123, 1989.  
ISSN 0019-1035. Disponível em:  
<<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103589900110>>.  
107
- Kozai, Y. Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity.  
, v. 67, p. 591, Nov 1962. 113
- Kuiper, G. P. On the Origin of the Solar System. **Proceedings of the National Academy of Science**, v. 37, p. 1–14, jan. 1951. 107
- Lambrechts, M.; Johansen, A. Rapid growth of gas-giant cores by pebble accretion.  
, v. 544, p. A32, ago. 2012. 39
- \_\_\_\_\_. Forming the cores of giant planets from the radial pebble flux in  
protoplanetary discs. , v. 572, p. A107, dez. 2014. 39, 40
- Lambrechts, M.; Morbidelli, A.; Jacobson, S. A.; Johansen, A.; Bitsch, B.; Izidoro,  
A.; Raymond, S. N. Formation of planetary systems by pebble accretion and  
migration. How the radial pebble flux determines a terrestrial-planet or  
super-Earth growth mode. , v. 627, p. A83, Jul 2019. 6
- Leinhardt, Z. M.; Stewart, S. T. Collisions between Gravity-dominated Bodies. I.  
Outcome Regimes and Scaling Laws. , v. 745, p. 79, jan. 2012. 104
- Levison, H. F.; Duncan, M. J. From the Kuiper Belt to Jupiter-Family Comets:  
The Spatial Distribution of Ecliptic Comets. , v. 127, p. 13–32, maio 1997. 117
- Levison, H. F.; Kretke, K. A.; Duncan, M. J. Growing the gas-giant planets by the  
gradual accumulation of pebbles. , v. 524, n. 7565, p. 322–324, Aug 2015. 40
- \_\_\_\_\_. \_\_\_\_\_. , v. 524, p. 322–324, ago. 2015. 53
- Levison, H. F.; Morbidelli, A.; Tsiganis, K.; Nesvorný, D.; Gomes, R. Late Orbital  
Instabilities in the Outer Planets Induced by Interaction with a Self-gravitating  
Planetesimal Disk. , v. 142, p. 152, nov. 2011. 7, 17, 18, 29, 50, 51, 52
- Levison, H. F.; Morbidelli, A.; Van Laerhoven, C.; Gomes, R.; Tsiganis, K. Origin  
of the structure of the Kuiper belt during a dynamical instability in the orbits of  
Uranus and Neptune. , v. 196, p. 258–273, jul. 2008. xxxii, 127, 149
- Levison, H. F.; Stern, S. A. On the Size Dependence of the Inclination Distribution  
of the Main Kuiper Belt. , v. 121, p. 1730–1735, mar. 2001. 148

Levison, H. F.; Stewart, G. R. Remarks on Modeling the Formation of Uranus and Neptune. , v. 153, p. 224–228, set. 2001. 37, 53

Levison, H. F.; Thommes, E.; Duncan, M. J. Modeling the Formation of Giant Planet Cores. I. Evaluating Key Processes. , v. 139, p. 1297–1314, abr. 2010. xxxi, 37, 38, 39

\_\_\_\_\_. \_\_\_\_\_. , v. 139, p. 1297–1314, abr. 2010. 53

Lin, D. N. C.; Ida, S. On the Origin of Massive Eccentric Planets. , v. 477, p. 781–+, mar. 1997. 52

Lykawka, P. S.; Mukai, T. Long term dynamical evolution and classification of classical TNOs. **Earth Moon and Planets**, v. 97, p. 107–126, out. 2005. xxii, 129, 146

LYKAWKA, P. S.; MUKAI, T. Resonance sticking in the scattered disk. **Icarus**, v. 192, n. 1, p. 238 – 247, 2007. ISSN 0019-1035. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103507002746>>. 116

Malhotra, R. The origin of Pluto's peculiar orbit. , v. 365, p. 819–821, out. 1993. 126, 148, 150

\_\_\_\_\_. The Origin of Pluto's Orbit: Implications for the Solar System Beyond Neptune. , v. 110, p. 420, jul. 1995. 126, 148, 150

Mamajek, E. E. Initial Conditions of Planet Formation: Lifetimes of Primordial Disks. In: Usuda, T.; Tamura, M.; Ishii, M. (Ed.). **American Institute of Physics Conference Series**. [S.l.: s.n.], 2009. (American Institute of Physics Conference Series, v. 1158), p. 3–10. 3

Marchi, S.; Bottke, W. F.; Cohen, B. A.; Wünnemann, K.; Kring, D. A.; McSween, H. Y.; de Sanctis, M. C.; O'Brien, D. P.; Schenk, P.; Raymond, C. A.; Russell, C. T. High-velocity collisions from the lunar cataclysm recorded in asteroidal meteorites. **Nature Geoscience**, v. 6, n. 5, p. 411, May 2013. xvi, 27, 28, 35

Marcy, G. W.; Isaacson, H.; Howard, A. W.; Rowe, J. F.; Jenkins, J. M.; Bryson, S. T.; Latham, D. W.; Howell, S. B.; Gautier III, T. N.; Batalha, N. M.; Rogers, L.; Ciardi, D.; Fischer, D. A.; Gilliland, R. L.; Kjeldsen, H.; Christensen-Dalsgaard, J.; Huber, D.; Chaplin, W. J.; Basu, S.; Buchhave, L. A.; Quinn, S. N.; Borucki, W. J.; Koch, D. G.; Hunter, R.; Caldwell, D. A.; Van Cleve, J.; Kolbl, R.; Weiss, L. M.; Petigura, E.; Seager, S.; Morton, T.; Johnson, J. A.;

Ballard, S.; Burke, C.; Cochran, W. D.; Endl, M.; MacQueen, P.; Everett, M. E.; Lissauer, J. J.; Ford, E. B.; Torres, G.; Fressin, F.; Brown, T. M.; Steffen, J. H.; Charbonneau, D.; Basri, G. S.; Sasselov, D. D.; Winn, J.; Sanchis-Ojeda, R.; Christiansen, J.; Adams, E.; Henze, C.; Dupree, A.; Fabrycky, D. C.; Fortney, J. J.; Tarter, J.; Holman, M. J.; Tenenbaum, P.; Shporer, A.; Lucas, P. W.; Welsh, W. F.; Orosz, J. A.; Bedding, T. R.; Campante, T. L.; Davies, G. R.; Elsworth, Y.; Handberg, R.; Hekker, S.; Karoff, C.; Kawaler, S. D.; Lund, M. N.; Lundkvist, M.; Metcalfe, T. S.; Miglio, A.; Silva Aguirre, V.; Stello, D.; White, T. R.; Boss, A.; Devore, E.; Gould, A.; Prsa, A.; Agol, E.; Barclay, T.; Coughlin, J.; Brugamyer, E.; Mullally, F.; Quintana, E. V.; Still, M.; Thompson, S. E.; Morrison, D.; Twicken, J. D.; Désert, J.-M.; Carter, J.; Crepp, J. R.; Hébrard, G.; Santerne, A.; Moutou, C.; Sobeck, C.; Hudgins, D.; Haas, M. R.; Robertson, P.; Lillo-Box, J.; Barrado, D. Masses, Radii, and Orbits of Small Kepler Planets: The Transition from Gaseous to Rocky Planets. , v. 210, p. 20, fev. 2014. [53](#)

Marty, B.; Altwegg, K.; Balsiger, H.; Bar-Nun, A.; Bekaert, D. V.; Berthelier, J.-J.; Bieler, A.; Briois, C.; Calmonte, U.; Combi, M.; De Keyser, J.; Fiethe, B.; Fuselier, S. A.; Gasc, S.; Gombosi, T. I.; Hansen, K. C.; Hässig, M.; Jäckel, A.; Kopp, E.; Korth, A.; Le Roy, L.; Mall, U.; Mousis, O.; Owen, T.; Rème, H.; Rubin, M.; Sémon, T.; Tzou, C.-Y.; Waite, J. H.; Wurz, P. Xenon isotopes in 67P/Churyumov-Gerasimenko show that comets contributed to Earth's atmosphere. **Science**, v. 356, p. 1069–1072, jun. 2017. [103](#)

Marzari, F.; Weidenschilling, S. J. Eccentric Extrasolar Planets: The Jumping Jupiter Model. **Icarus**, v. 156, p. 570–579, abr. 2002. [52](#), [104](#)

Masset, F.; Snellgrove, M. Reversing type II migration: resonance trapping of a lighter giant protoplanet. , v. 320, p. L55–L59, fev. 2001. [53](#)

Matsumura, S.; Thommes, E. W.; Chatterjee, S.; Rasio, F. A. Unstable Planetary Systems Emerging Out of Gas Disks. , v. 714, p. 194–206, maio 2010. [51](#)

Mayor, M.; Marmier, M.; Lovis, C.; Udry, S.; Ségransan, D.; Pepe, F.; Benz, W.; Bertaux, J. ; Bouchy, F.; Dumusque, X.; Lo Curto, G.; Mordasini, C.; Queloz, D.; Santos, N. C. The HARPS search for southern extra-solar planets XXXIV. Occurrence, mass distribution and orbital properties of super-Earths and Neptune-mass planets. **arXiv:1109.2497**, set. 2011. [43](#), [53](#)

Moeckel, N.; Raymond, S. N.; Armitage, P. J. Extrasolar Planet Eccentricities from Scattering in the Presence Of Residual Gas Disks. , v. 688, p. 1361–1367, dez. 2008. [51](#)

Morbidelli, A.; Brasser, R.; Gomes, R.; Levison, H. F.; Tsiganis, K. Evidence from the Asteroid Belt for a Violent Past Evolution of Jupiter's Orbit. , v. 140, p. 1391–1401, nov. 2010. [19](#), [103](#)

Morbidelli, A.; Brasser, R.; Tsiganis, K.; Gomes, R.; Levison, H. F. Constructing the secular architecture of the solar system. I. The giant planets. , v. 507, p. 1041–1052, nov. 2009. [17](#), [154](#)

Morbidelli, A.; Crida, A. The dynamics of Jupiter and Saturn in the gaseous protoplanetary disk. , v. 191, p. 158–171, nov. 2007. [6](#), [17](#), [53](#), [67](#)

Morbidelli, A.; Gaspar, H. S.; Nesvornyy, D. Origin of the peculiar eccentricity distribution of the inner cold Kuiper belt. , v. 232, p. 81–87, abr. 2014. [147](#)

Morbidelli, A.; Levison, H. F.; Gomes, R. The Dynamical Structure of the Kuiper Belt and Its Primordial Origin. In: \_\_\_\_\_. **The Solar System Beyond Neptune**. [S.l.: s.n.], 2008. p. 275–292. [117](#), [118](#), [122](#)

Morbidelli, A.; Levison, H. F.; Tsiganis, K.; Gomes, R. Chaotic capture of Jupiter's Trojan asteroids in the early Solar System. , v. 435, p. 462–465, maio 2005. [6](#), [22](#), [50](#), [148](#)

Morbidelli, A.; Marchi, S.; Bottke, W. F.; Kring, D. A. A sawtooth-like timeline for the first billion years of lunar bombardment. **Earth and Planetary Science Letters**, v. 355, p. 144–151, nov. 2012. [31](#), [33](#), [51](#)

Morbidelli, A.; Nesvornyy, D. Kuiper belt: formation and evolution. **arXiv e-prints**, p. arXiv:1904.02980, Apr 2019. [118](#), [119](#), [120](#), [121](#)

Morbidelli, A.; Nesvornyy, D.; Laurenz, V.; Marchi, S.; Rubie, D. C.; Elkins-Tanton, L.; Wicczorek, M.; Jacobson, S. The timeline of the lunar bombardment: Revisited. , v. 305, p. 262–276, maio 2018. [27](#), [33](#), [34](#), [35](#), [51](#), [102](#)

Morbidelli, A.; Rickman, H. Comets as collisional fragments of a primordial planetesimal disk. **A&A**, v. 583, p. A43, 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526116>>. [121](#)

Morbidelli, A.; Tsiganis, K.; Batygin, K.; Crida, A.; Gomes, R. Explaining why the uranian satellites have equatorial prograde orbits despite the large planetary obliquity. **Icarus**, v. 219, p. 737–740, jun. 2012. [53](#)

Morbidelli, A.; Tsiganis, K.; Crida, A.; Levison, H. F.; Gomes, R. Dynamics of the Giant Planets of the Solar System in the Gaseous Protoplanetary Disk and Their

Relationship to the Current Orbital Architecture. , v. 134, p. 1790–1798, nov. 2007. 17, 149, 151

\_\_\_\_\_. \_\_\_\_\_. , v. 134, p. 1790–1798, nov. 2007. 51

MURRAY, C.; DERMOTT, S. **Solar System Dynamics**. Cambridge University Press, 2000. ISBN 9781139936156. Disponível em:

<[https://books.google.com.br/books?id=I\\_8LBAAAQBAJ](https://books.google.com.br/books?id=I_8LBAAAQBAJ)>. 14, 110, 111, 158

Nelson, R. P. Planetary Migration in Protoplanetary Disks. In: \_\_\_\_\_. **Handbook of Exoplanets**. [S.l.: s.n.], 2018. p. 139. 46

NESS, N. F.; ACUÑA, M. H.; BEHANNON, K. W.; BURLAGA, L. F.; CONNERNEY, J. E. P.; LEPPING, R. P.; NEUBAUER, F. M. Magnetic fields at uranus. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 233, n. 4759, p. 85–89, 1986. ISSN 0036-8075. Disponível em:

<<https://science.sciencemag.org/content/233/4759/85>>. 43

Nesvorný, D. Young Solar System's Fifth Giant Planet? , v. 742, p. L22, dez. 2011. 20, 154

\_\_\_\_\_. Evidence for Slow Migration of Neptune from the Inclination Distribution of Kuiper Belt Objects. , v. 150, p. 73, set. 2015. 50, 102, 148, 149, 157, 171, 172, 178

\_\_\_\_\_. Jumping Neptune Can Explain the Kuiper Belt Kernel. , v. 150, p. 68, set. 2015. 50, 149, 150, 151, 157, 171, 172, 178

Nesvorný, D.; Morbidelli, A. Statistical Study of the Early Solar System's Instability with Four, Five, and Six Giant Planets. , v. 144, p. 117, out. 2012. xvii, 19, 20, 21, 22, 23, 50, 55, 63, 93, 149, 151, 171

Nesvorný, D.; Roig, F. Mean Motion Resonances in the Transneptunian Region. Part II: The 1 : 2, 3 : 4, and Weaker Resonances. , v. 150, p. 104–123, mar. 2001. 117, 118

Nesvorný, D.; Roig, F.; Bottke, W. F. Modeling the Historical Flux of Planetary Impactors. , v. 153, p. 103, mar. 2017. 34, 50, 103

Nesvorný, D.; Vokrouhlický, D. Neptune's Orbital Migration Was Grainy, Not Smooth. , v. 825, p. 94, jul. 2016. 50, 93, 95, 96, 119

Nesvorný, D.; Vokrouhlický, D.; Bottke, W. F.; Levison, H. F. Evidence for very early migration of the Solar System planets from the Patroclus-Menoetius binary Jupiter Trojan. **Nature Astronomy**, set. 2018. 102, 105, 121

Nesvorný, D.; Vokrouhlický, D.; Deienno, R. Capture of Irregular Satellites at Jupiter. , v. 784, p. 22, mar. 2014. 23, 50

Nesvorný, D.; Vokrouhlický, D.; Morbidelli, A. Capture of Irregular Satellites during Planetary Encounters. , v. 133, p. 1962–1976, maio 2007. 23

\_\_\_\_\_. Capture of Trojans by Jumping Jupiter. , v. 768, p. 45, maio 2013. 23, 50

NETTELMANN, N.; WANG, K.; FORTNEY, J.; HAMEL, S.; YELLAMILI, S.; BETHKENHAGEN, M.; REDMER, R. Uranus evolution models with simple thermal boundary layers. **Icarus**, v. 275, p. 107 – 116, 2016. ISSN 0019-1035.

Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103516300537>>. 42

\_\_\_\_\_. 42

Neukum, G.; Ivanov, B. A.; Hartmann, W. K. Cratering Records in the Inner Solar System in Relation to the Lunar Reference System. , v. 96, p. 55–86, abr. 2001. xvi, 35, 51

Nimmo, F.; Kleine, T. How rapidly did Mars accrete? Uncertainties in the Hf W timing of core formation. **Icarus**, v. 191, p. 497–504, nov. 2007. 102

Norman, M. D.; Borg, L. E.; Nyquist, L. E.; Bogard, D. D. Chronology, geochemistry, and petrology of a ferroan noritic anorthosite clast from Descartes breccia 67215: Clues to the age, origin, structure, and impact history of the lunar crust. **Meteoritics and Planetary Science**, v. 38, n. 4, p. 645–661, Apr 2003. 25, 26

Opik, E. J. Collision probability with the planets and the distribution of planetary matter. **Proc. R. Irish Acad. Sect. A**, v. 54, p. 165–199, Jan 1951. 37, 124

Pascucci, I.; Apai, D.; Luhman, K.; Henning, T.; Bouwman, J.; Meyer, M. R.; Lahuis, F.; Natta, A. The Different Evolution of Gas and Dust in Disks around Sun-Like and Cool Stars. , v. 696, p. 143–159, maio 2009. 52, 102

Peale, S. J. The Effect of the Nebula on the Trojan Precursors. , v. 106, n. 1, p. 308–322, Nov 1993. 22

Petit, J.-M.; Gladman, B.; Kavelaars, J. J.; Jones, R. L.; Parker, J. Reality and origin of the Kernel of the classical Kuiper Belt. p. 722, out. 2011. 130, 146

- Pierens, A.; Nelson, R. P. Constraints on resonant-trapping for two planets embedded in a protoplanetary disc. , v. 482, p. 333–340, abr. 2008. [53](#)
- Pierens, A.; Raymond, S. N. Two phase, inward-then-outward migration of Jupiter and Saturn in the gaseous solar nebula. , v. 533, p. A131, set. 2011. [53](#)
- Pierens, A.; Raymond, S. N.; Nesvorný, D.; Morbidelli, A. Outward Migration of Jupiter and Saturn in 3:2 or 2:1 Resonance in Radiative Disks: Implications for the Grand Tack and Nice models. , v. 795, p. L11, nov. 2014. [53](#)
- \_\_\_\_\_. \_\_\_\_\_. , v. 795, p. L11, nov. 2014. [104](#)
- Rasio, F. A.; Ford, E. B. Dynamical instabilities and the formation of extrasolar planetary systems. **Science**, v. 274, p. 954–956, nov. 1996. [52](#)
- Raymond, S. N.; Armitage, P. J.; Gorelick, N. Planet-Planet Scattering in Planetesimal Disks. II. Predictions for Outer Extrasolar Planetary Systems. , v. 711, p. 772–795, mar. 2010. [52](#), [92](#)
- Raymond, S. N.; Armitage, P. J.; Moro-Martín, A.; Booth, M.; Wyatt, M. C.; Armstrong, J. C.; Mandell, A. M.; Selsis, F.; West, A. A. Debris disks as signposts of terrestrial planet formation. , v. 530, p. A62, jun. 2011. [52](#)
- Raymond, S. N.; Izidoro, A. Origin of water in the inner Solar System: Planetesimals scattered inward during Jupiter and Saturn’s rapid gas accretion. **Icarus**, v. 297, p. 134–148, nov. 2017. [52](#)
- Raymond, S. N.; Mandell, A. M.; Sigurdsson, S. Exotic Earths: Forming Habitable Worlds with Giant Planet Migration. **Science**, v. 313, p. 1413–1416, set. 2006. [72](#)
- Raymond, S. N.; Morbidelli, A. The Grand Tack model: a critical review. In: **Complex Planetary Systems, Proceedings of the International Astronomical Union**. [S.l.: s.n.], 2014. (IAU Symposium, v. 310), p. 194–203. [53](#)
- Rein, H.; Liu, S.-F. REBOUND: an open-source multi-purpose N-body code for collisional dynamics. , v. 537, p. A128, jan. 2012. [9](#), [10](#), [56](#), [67](#), [220](#), [223](#), [224](#)
- Rein, H.; Spiegel, D. S. IAS15: a fast, adaptive, high-order integrator for gravitational dynamics, accurate to machine precision over a billion orbits. , v. 446, p. 1424–1437, jan. 2015. [9](#), [10](#), [56](#), [67](#), [154](#), [220](#), [221](#)
- Rein, H.; Tamayo, D. WHFAST: a fast and unbiased implementation of a symplectic Wisdom-Holman integrator for long-term gravitational simulations. , v. 452, p. 376–388, set. 2015. [9](#), [10](#), [56](#), [220](#), [221](#), [224](#)

- \_\_\_\_\_. Second-order variational equations for N-body simulations. , v. 459, p. 2275–2285, jul. 2016. [9](#), [10](#), [220](#)
- \_\_\_\_\_. A new paradigm for reproducing and analyzing N-body simulations of planetary systems. , v. 467, p. 2377–2383, maio 2017. [9](#), [10](#), [220](#)
- Rein, H.; Tremaine, S. Symplectic integrators in the shearing sheet. , v. 415, p. 3168–3176, ago. 2011. [9](#), [10](#), [220](#), [221](#)
- Rodmann, J.; Henning, T.; Chandler, C. J.; Mundy, L. G.; Wilner, D. J. Large dust particles in disks around T Tauri stars. , v. 446, p. 211–221, jan. 2006. [5](#), [39](#)
- Roig, F.; Nesvorný, D. The Evolution of Asteroids in the Jumping-Jupiter Migration Model. , v. 150, p. 186, dez. 2015. [23](#)
- Roig, F.; Nesvorný, D.; DeSouza, S. R. Jumping Jupiter Can Explain Mercurys Orbit. , v. 820, p. L30, abr. 2016. [18](#), [50](#)
- Rubie, D. C.; Jacobson, S. A.; Morbidelli, A.; O’Brien, D. P.; Young, E. D.; de Vries, J.; Nimmo, F.; Palme, H.; Frost, D. J. Accretion and differentiation of the terrestrial planets with implications for the compositions of early-formed Solar System bodies and accretion of water. , v. 248, p. 89–108, mar. 2015. [34](#)
- Ryder, G. Lunar samples, lunar accretion and the early bombardment of the moon. **EOS Transactions**, v. 71, p. 313, mar. 1990. [27](#), [51](#)
- \_\_\_\_\_. Mass flux in the ancient Earth-Moon system and benign implications for the origin of life on Earth. **Journal of Geophysical Research (Planets)**, v. 107, p. 5022, abr. 2002. [27](#), [51](#)
- Safronov, V. S. **Evoliutsiia doplanetnogo oblaka**. [S.l.: s.n.], 1969. [41](#), [42](#)
- Saslaw, W. C. Thermodynamics and galaxy clustering - Relaxation of N-body experiments. , v. 297, p. 49–60, out. 1985. [14](#)
- Sheppard, S. S.; Gladman, B.; Marsden, B. G. Satellites of Jupiter and Saturn. , v. 8116, p. 1, Apr 2003. [22](#)
- Slattery, W. L.; Benz, W.; Cameron, A. G. W. Giant impacts on a primitive Uranus. , v. 99, p. 167–174, set. 1992. [53](#)
- Stern, S. A. On the number of planets in the outer solar system: Evidence of a substantial population of 1000-km bodies. , v. 90, n. 2, p. 271–281, Apr 1991. [119](#)

\_\_\_\_\_. Evidence for A Statistical Correlation Between KBO Colors and Mean Random Impact Speeds. In: **AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #33**. [S.l.: s.n.], 2001. (Bulletin of the American Astronomical Society, v. 33), p. 1033. [171](#)

Tanaka, H.; Takeuchi, T.; Ward, W. R. Three-Dimensional Interaction between a Planet and an Isothermal Gaseous Disk. I. Corotation and Lindblad Torques and Planet Migration. , v. 565, p. 1257–1274, fev. 2002. [53](#)

Tera, F.; Papanastassiou, D. A.; Wasserburg, G. J. Isotopic evidence for a terminal lunar cataclysm. **Earth and Planetary Science Letters**, v. 22, p. 1–21, abr. 1974. [27](#), [51](#)

Thomas, F.; Morbidelli, A. The Kozai Resonance in the Outer Solar System and the Dynamics of Long-Period Comets. **Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy**, v. 64, n. 3, p. 209–229, Sep 1996. [113](#)

Thommes, E. W.; Lissauer, J. J. Resonant Inclination Excitation of Migrating Giant Planets. , v. 597, p. 566–580, nov. 2003. [53](#)

Tsiganis, K.; Gomes, R.; Morbidelli, A.; Levison, H. F. Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System. , v. 435, p. 459–461, maio 2005. [6](#), [14](#), [15](#), [16](#), [17](#), [28](#), [50](#), [51](#), [148](#)

Vokrouhlický, D.; Nesvorný, D. Tilting Jupiter (a bit) and Saturn (a lot) during Planetary Migration. , v. 806, p. 143, jun. 2015. [41](#), [53](#)

Walker, R. J. Highly siderophile elements in the Earth, Moon and Mars: Update and implications for planetary accretion and differentiation. **Chemie der Erde / Geochemistry**, v. 69, p. 101–125, jun. 2009. [33](#), [51](#)

Walsh, K. J.; Morbidelli, A.; Raymond, S. N.; O’Brien, D. P.; Mandell, A. M. A low mass for Mars from Jupiter’s early gas-driven migration. , v. 475, p. 206–209, jul. 2011. [7](#), [55](#), [67](#), [174](#)

Ward, W. R. Density waves in the solar nebula - Differential Lindblad torque. **Icarus**, v. 67, p. 164–180, jul. 1986. [53](#)

Ward, W. R.; Hamilton, D. P. Tilting Saturn. I. Analytic Model. , v. 128, p. 2501–2509, nov. 2004. [41](#), [53](#)

Weidenschilling, S. J.; Marzari, F. Gravitational scattering as a possible origin for giant planets at small stellar distances. , v. 384, p. 619–621, dez. 1996. [52](#)

Wolfgang, A.; Rogers, L. A.; Ford, E. B. Probabilistic Mass-Radius Relationship for Sub-Neptune-Sized Planets. , v. 825, p. 19, jul. 2016. [53](#)

Woolfson, M. The origin and evolution of the solar system. **Astronomy and Geophysics**, v. 41, n. 1, p. 12, fev. 2000. [1](#)

Yoder, C. F. Notes on the origin of the Trojan asteroids. , v. 40, n. 3, p. 341–344, Dec 1979. [22](#)

Youdin, A. N.; Goodman, J. Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks. , v. 620, n. 1, p. 459–469, Feb 2005. [5](#), [119](#)

Zellner, N. E. B. Cataclysm No More: New Views on the Timing and Delivery of Lunar Impactors. **Origins of Life and Evolution of the Biosphere**, v. 47, p. 261–280, set. 2017. [102](#)