

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CAMPUS DE GUARATINGUETÁ

EVANDRO LUIZ DE LIMA CAMPOREZ

Estudo da evolução dinâmica do sistema planetário HR8799 via simulações hidrodinâmicas

Guaratinguetá

2021

Evandro Luiz de Lima Camporez

Estudo da evolução dinâmica do sistema planetário HR8799 via simulações hidrodinâmicas

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia
do Campus de Guaratinguetá, Universidade Esta-
dual Paulista, para a obtenção do título de Mestre
em Física na área de Dinâmica Orbital.

Orientador: Prof^o Dr. André Izidoro Ferreira da
Costa

Guaratinguetá
2021

C198e	Camporez, Evandro Luiz de Lima Estudo da evolução dinâmica do sistema planetário HR8799 via simulações hidrodinâmicas / Evandro Luiz de Lima Camporez – Guaratinguetá, 2021. 107 f : il. Bibliografia: f. 95-101 Dissertação (Mestrado-Física) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, 2021. Orientador: Prof. Dr. André Izidoro Ferreira da Costa 1. Planetas. 2. Sistema solar. 3. Estrelas – Observações. I. Título. CDU 523.4(043)
-------	---



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA

CAMPUS DE GUARATINGUETÁ

EVANDRO LUIZ DE LIMA CAMPOREZ

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

**PROGRAMA: FÍSICA
CURSO: MESTRADO**

APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO

Prof. Dr. Konstantin Georgiev Kostov
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:

PROF. DR. ANDRÉ IZIDORO FERREIRA DA COSTA

Orientador / UNESP/FEG

participou por videoconferência

PROF. DR. ERNESTO VIEIRA NETO

UNESP/FEG

participou por videoconferência

PROF. DR. FERNANDO VIRGILIO ROIG

Observatório Nacional

participou por videoconferência

Maio de 2021

DADOS CURRICULARES

EVANDRO LUIZ DE LIMA CAMPOREZ

NASCIMENTO 15.04.1995 - Itapetininga / SP

FILIAÇÃO Luiz Antonio Camporez
Edna Regina de Lima Camporez

2013 / 2017 Graduação em Física - Licenciatura em Física
Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de São Paulo - Campus Itapetininga

2018 / 2021 Cursando Pós-Graduação em Física, nível Mestrado
Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá Universidade Estadual Paulista - UNESP São Paulo-Brasil

Esta dissertação é dedicada aos meus pais, Edna e Luiz.

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao meu orientador, professor André Izidoro por toda paciência (que foi muita) durante essa jornada, sem dúvidas esse trabalho só se tornou realidade devido sua imensa compreensão e generosidade, muito mais que o extraordinário profissional que ele é, se tornou uma daquelas pessoas cuja admiração levarei para toda a vida.

Agradeço também aos meus pais Edna e Luiz, pelo amor incondicional que sempre demonstraram e que em nenhum momento deixaram de me apoiar, não existem palavras para descrever o quanto ambos são importantes na minha vida.

A minha esposa Fernanda que esteve ao meu lado durante todo o tempo, me apoiando em todas as situações que vivemos nesses anos, seu amor e apoio é parte fundamental da construção desse trabalho.

Aos meus amigos Tânia e Dirceu, amigos conquistados devido a mudança para a realização desse trabalho, sua finalização só foi possível pois eles nos ajudaram em diversos momentos.

Agradeço também ao meu amigo Leandro por me ajudar com os códigos e programas utilizados para finalizar essa dissertação.

Este trabalho contou com o apoio financeiro da CAPES, FAPESP (16/19556-7, 16/12686-2), e CNPq (313998/2018-3).

*“Após algum tempo, você vai perceber que
ter não é tão agradável como querer.
Não é lógico, mas é normalmente verdade.”
(Sr. Spock - Jornada nas Estrelas)*

RESUMO

Entre mais de 3300 sistemas planetários conhecidos, o sistema HR8799 é um dos mais interessantes sistemas de planetas gigantes pois, nele contém pelo menos quatro planetas gigantes gasosos, com massas superiores à de Júpiter. Esses quatro planetas foram detectados através da técnica de imageamento direto. Estimativas sugerem que o planeta mais próximo da estrela descreve uma órbita com distância média de cerca de 16 unidades astronômicas. A órbita estimada do planeta mais externo sugere que ele se encontre a pelo menos 60 unidades astronômicas do corpo central. A grande distância orbital desses planetas até a estrela é difícil de entender. Planetas gigantes gasosos como esses devem se formar cedo, durante os primeiros milhões de anos de vida da estrela, fase na qual a estrela possui um disco gasoso circunstelar. Apenas durante essa fase esses planetas podem adquirir seus massivos envelopes de gás. Entretanto, planetas crescendo em um disco de gás interagem gravitacionalmente com esse disco. Essa interação gera troca de momento angular o qual geralmente leva o planeta a migrar em direção à estrela. Esse estudo é motivado pela seguinte questão: como os planetas do sistema HR8799 permaneceram tão longe da estrela? A principal fonte de inspiração para o modelo de formação que nós utilizamos foi a hipótese do Grand tack, que sugere a reversão na migração dos planetas gigantes gasosos do sistema solar para explicar sua estrutura atual. Nós exploramos esta ideia e testamos se um mecanismo parecido poderia fazer com que os planetas do sistema HR8799 pudessem, de alguma forma, terem se formado mais próximo de sua estrela e posteriormente migrado para suas posições atuais. Nós estudamos a evolução e estabilidade dinâmica do sistema planetário HR8799 durante a fase do disco de gás. Nosso estudo é realizado através de simulações numéricas hidrodinâmicas realizadas através do código FARGO3D. Devido às incertezas nas massas e órbitas dos planetas do sistema HR8799 nós testamos uma variedade de configurações orbitais e massas, em mais de 140 simulações numéricas. No início das nossas simulações, nós assumimos que os planetas estão completamente formados no disco. Nossos resultados mostram que a dinâmica de sistemas do tipo HR8799 é bastante complexa. A maioria das nossas simulações apresentaram instabilidade dinâmica entre os planetas durante a fase do disco de gás, resultando na ejeção de um ou mais planetas do sistema. Apenas 15% dos nossos sistemas permaneceram estáveis durante nosso tempo de integração. Entretanto, mesmo nesses casos, os planetas migraram para região interna do disco, fazendo esses sistemas inconsistentes com o sistema HR8799. Nenhuma de nossas simulações produziu um sistema verdadeiramente análogo ao sistema HR8799. A alta taxa de instabilidade dinâmica em nossas simulações e a dificuldade em se evitar a migração desses planetas para as regiões próximas à estrela sugerem que sistemas planetários similares ao HR8799 sejam raros.

PALAVRAS-CHAVE: Sistema HR8799. Formação de planetas gigantes gasosos. Hipótese Grand Tack. Estabilidade dinâmica. Simulações hidrodinâmicas. FARGO3D.

ABSTRACT

Among more than 3300 known planetary systems, the HR8799 system is one of the most interesting systems of giant planets because it contains at least four gaseous giant planets, with masses greater than that of Jupiter. These four planets were detected using the direct imaging technique. Estimates suggest that the planet closest to the star describes an orbit with an average distance of about 16 astronomical units. The estimated orbit of the outermost planet suggests that it is at least 60 astronomical units from the central body. The great orbital distance of these planets to the star is difficult to understand. Gaseous giant planets like these must form early, during the star's first million years of life, the stage in which the star has a circumstellar gaseous disk. Only during this phase can these planets acquire their massive gas envelopes. However, planets growing on a gas disk interact gravitationally with that disk. This interaction generates an exchange of angular momentum which generally leads the planet to migrate towards the star. This study is motivated by the following question: how did the planets in the HR8799 system remain so far from the star? The main source of inspiration for the formation model we used was the Grand tack hypothesis, which suggests a reversal in the migration of the gas giant planets in the solar system to explain their current structure. We explored this idea and tested whether a similar mechanism could cause the planets in the HR8799 system to have somehow formed closer to their star and subsequently migrated to their current positions. We studied the evolution and dynamic stability of the HR8799 planetary system during the gas disc phase. Our study is carried out through hydrodynamic numerical simulations carried out using the code FARGO3D. Due to uncertainties in the masses and orbits of the planets in the HR8799 system, we tested a variety of orbital and mass configurations in more than 140 numerical simulations. At the beginning of our simulations, we assumed that the planets are completely formed on the disk. Our results show that the dynamics of HR8799-type systems are quite complex. Most of our simulations showed dynamic instability between the planets during the gas disk phase, resulting in the ejection of one or more planets from the system. Only 15% of our systems remained stable during our integration time. However, even in these cases, the planets migrated to the inner region of the disk, making these systems inconsistent with the HR8799 system. None of our simulations has produced a system truly analogous to the HR8799 system. The high rate of dynamic instability in our simulations and the difficulty in avoiding the migration of these planets to regions close to the star suggest that planetary systems similar to HR8799 are rare.

KEYWORDS: HR8799 system. Formation of gaseous giant planets. Grand Tack Hypothesis. Dynamic Stability. Hydrodynamic simulations. FARGO3D.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1	Didier Queloz e Michel Mayor. Fonte: Keystone / Laurent Gillieron (2005). . .	25
Figura 2	Representação aproximada da separação angular aparente entre a estrela e o planeta (d é a distância entre a Terra e a estrela). Fonte: Produção própria. . .	27
Figura 3	A figura representa um sistema perpendicular a linha de visão do observador. V , v , R , r , respectivamente são as velocidades e coordenadas com relação ao centro de massa do sistema. Fonte: Própria.	28
Figura 4	A estrela sofre mudanças em sua velocidade devido ao efeito de arrasto causado pelo planeta que a órbita. Fonte: NASA/JPL-Caltech.	29
Figura 5	Curva de velocidade da estrela 51 Pegasi. Fonte: (MAYOR and QUELOZ, 1995). . .	29
Figura 6	Plano orbital, S é o objeto central, P é o periastro, P_1 e P_2 respectivamente são os planos das órbitas do corpo secundário e o de referência, γ o ponto vernal, Ω é a longitude do nó ascendente. Fonte: Wikipédia.	30
Figura 7	Diminuição do brilho recebido da estrela durante o trânsito do planeta. Fonte: starsandexoplanets.org.	31
Figura 8	Representação da variação do tempo de trânsito devido a presença de outro objeto no sistema. Fonte: ESA.	32
Figura 9	Esquematização do método de detecção por microlentes gravitacionais. Fonte: Wikipédia.	33
Figura 10	Imagem captada pelo telescópio espacial Hubble mostra diversas galaxias tendo seu brilho deslocado e ampliado devido ao efeito de um anel de Einstein. Fonte: ESA/Hubble e NASA.	33
Figura 11	2M1207b (Em Vermelho) foi o primeiro exoplaneta fotografado diretamente e o primeiro descoberto orbitando uma anã marrom. Fonte: (CHAUVIN et al., 2004). . .	34
Figura 12	Quantidade de exoplanetas descobertos separados pelos métodos que os identificaram. Fonte: Produção própria.	35
Figura 13	Massa (aproximada) dos exoplanetas confirmados com relação ao seu período orbital. Fonte: NASA EXOPLANET ARCHIVE.	36
Figura 14	Massa em função do semi-eixo maior dos exoplanetas. A linha verde representa a massa de Júpiter, as linhas na vertical, rosa, vermelha e laranja mostram as posições dos planetas Mercúrio, Terra e Júpiter. Fonte: The Extrasolar Planets Encyclopaedia.	37
Figura 15	Imagem do sistema HR 8799 obtida através da técnica do imageamento direto, foram utilizados os telescópios Keck e Gemini no Havaí. Fonte: (MAROIS et al., 2010).	38
Figura 16	Imagem obtida em 2009 no infravermelho. Fonte: NASA.	39

Figura 17	Imagem obtida pelo Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA). Nela é possível observar com detalhes um disco de formação planetária em torno de TW Hydrae, uma estrela semelhante ao Sol. Fonte: (ANDREWS et al., 2016).	41
Figura 18	Representação geométrica do disco protoplanetário. Fonte produção própria. . .	42
Figura 19	Representação da formação de sistemas planetários. Fonte: Bill Saxton, NRAO/AUI/NSF.	45
Figura 20	A imagem resume a formação de planetas gasosos. Fonte: (ARMITAGE, 2009).	46
Figura 21	A imagem representa a evolução no tempo da massa do núcleo (M_{core}), do gás (M_G), e a soma das duas (M_P). Fonte: (POLLACK et al., 1996).	47
Figura 22	Representação de como um planetesimal pode ser desviado ao invés de ser acretado quando está dentro do raio de Hill, por outro lado pebbles espiralam até serem acretados pelo núcleo. Fonte: M. Lambrechts E A. Johansen, L. Modica, Knowable.	48
Figura 23	Snapshots de uma simulação numérica de um disco gravitacionalmente instável. Os pontos brilhantes são os aglomerados formados por instabilidade gravitacional que poderão originar planetas gigantes. Fontes: G. Lufkin et al (Universidade de Washington).	49
Figura 24	Na figura é possível ver a perturbação que um planeta com $5 M_T$ gera no disco de gás e a onda de densidade espiral devido as ressonâncias de Lindblad que se propaga por toda extensão do disco. A direita é feita uma ampliação da região onde se encontra o planeta para se observar as perturbações devido as ressonâncias de corotação, que criam uma região orbital em formato de ferradura. Fonte: (WALLSBY, 2017), original em (BARUTEAU et al., 2014).	52
Figura 25	Na migração tipo II o gap divide o disco de gás. A figura foi obtida utilizando o código FARGO. Fonte: https://www.fis.unam.mx/~masset/moviesmpegs.html	54
Figura 26	Comparação entre os três tipos de migração. A imagem mostra como a cada tipo de migração perturba o disco de gás. Fonte: Frédéric Masset.	54
Figura 27	Migração dos quatro planetas gigantes do sistema solar, na figura b é possível notar como Saturno se forma posteriormente e migra rapidamente até capturar Júpiter em ressonância e então migrarem para a borda externa. Fonte: [Walsh et al., 2011].	55
Figura 28	Representação da evolução do sistema solar seguindo o modelo grand tack. Fonte: (WALSH et al., 2011).	56
Figura 29	A terceira célula fantasma é preenchida com a primeira célula ativa, o mesmo vale para as outras duas. Fonte: (https://fargo3d.bitbucket.io/boundaries.html?highlight=ghost)	59

Figura 30	Representação da malha do disco. A figura da esquerda representa um disco com células com tamanhos que crescem logaritmicamente na direção radial. A figura da direita representa um disco onde o espaçamento das células é linear na direção radial. Fonte: Produção própria.	60
Figura 31	Número de células em função da distância até a estrela. A linha azul mostra que, devido ao fato de utilizarmos uma escala logarítmica, o número de células que envolve o raio de Hill do planeta permanece constante por toda extensão do disco. A linha em vermelho representa o número de células dentro da metade da região de ferradura (Eq. 47), região esta onde o gás do disco orbita o planeta em uma órbita do tipo ferradura em um sistema de referência girante com velocidade angular do planeta. Este caso corresponde ao disco “A” definido na Tabela 2. Fonte: Produção própria.	65
Figura 32	Na primeira imagem temos o perfil do disco (razão de altura), em seguida, é mostrado o perfil da densidade superficial do disco, e por último, o perfil da temperatura do disco. Fonte: Produção própria.	66
Figura 33	Parâmetro Q em função da distância para os modelos de discos considerados neste trabalho. Nossos discos são estáveis ($Q > 1$) para distâncias inferiores a 175 UA. Note que o parâmetro Q do disco “B” se torna menor do que 1 em torno de 175 UA. Como essa região perde massa rapidamente devido as condições de contorno adotadas aqui (“bordas abertas”), consideramos a escolha deste disco razoável. Nós negligenciamos os efeitos da auto-gravidade do gás em nossas simulações. Fonte: Produção própria.	67
Figura 34	Comparação da resolução para o disco “B” entre as três viscosidades. Para as três resoluções utilizamos apenas 2 células azimutais, isso só é possível porque nosso disco é simétrico, como citado acima. Fonte: Produção própria.	69
Figura 35	Nas figuras superiores temos o torque para o planeta mais interno, ele se encontra a 3 unidades de distância da estrela. Nas figuras inferiores, temos o torque para o planeta mais externo, ele se encontra a 26 unidades de distância da estrela. Plotamos para duas viscosidades apenas, a esquerda para $\alpha = 10^{-2}$ e a direita para $\alpha = 10^{-4}$. Torque em unidades do código. Fonte: Produção própria.	70
Figura 36	Perfil radial de densidade superficial do gás para diferentes massas de planetas e viscosidades dos discos “A” e “B”. Da esquerda para a direita temos as viscosidades, $\alpha = 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$. Todos os plots foram feitos no tempo correspondendo a 20 mil anos. Os “gaps” no perfil de densidade do disco são devido a presença do planeta no disco. Na imagem ainda é possível ver como a massa do planeta influencia na estrutura e profundidade do gap. Os planetas encontram-se em órbitas fixas. Fonte: Produção própria.	72
Figura 37	Critério para a abertura do gap aplicados as nossos discos. discos utilizando a equação descrita na seção [2.3.2] Eq.35. Da esquerda para a direita temos as viscosidades, $\alpha = 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$. Fonte: Produção própria.	73

Figura 38	“Snapshots” do disco “A” para diferentes viscosidades. Nas imagem superiores, temos planetas com $1M_{Jup}$, e nas inferiores planetas com $10M_{Jup}$. Os snapshots são gerados no instante $t=20$ mil anos. A cor representa a densidade superficial do disco em g/cm^2 . Fonte: Produção própria.	74
Figura 39	“Snapshots” do disco “B” para diferentes viscosidades. Em todos os casos os planetas tem $1 M_{Jup}$. Os snapshots são gerados no instante $t=20$ mil anos. A cor representa a densidade superficial do disco em g/cm^2 . Fonte: Produção própria.	74
Figura 40	Comparação da evolução da massa total do disco “A” entre as três viscosidades. A Comparação é feita com o disco sem planetas e o caso para o disco com apenas 1 planeta, com massas de 1 e $10 M_{Jup}$. Fonte: Produção própria.	75
Figura 41	Comparação da evolução da massa total do disco “B” entre as três viscosidades. O planeta possui $1 M_{Jup}$ e não possuímos simulações com um planeta com $10 M_{Jup}$ para o disco “B”. Fonte: Produção própria.	76
Figura 42	Torque entre o disco e um planeta, para o disco “A”. A esquerda temos as viscosidades $\alpha = 10^{-2}$, e a direita $\alpha = 10^{-3}$. De cima para baixo temos as massas de 1, 3, 7, $10 M_{Jup}$. Torque em unidades do código. Fonte: Produção própria.	77
Figura 43	Torque entre o disco e um planeta, para o disco “B”. A esquerda temos as viscosidades $\alpha = 10^{-2}$, e a direita $\alpha = 10^{-3}$. De cima para baixo temos as massas de 1, 3, 7 M_{Jup} . Não temos simulações com 1 planeta com $10 M_{Jup}$. Torque em unidades do código. Fonte: Produção própria.	78
Figura 44	Comparação da evolução da massa total do disco “A” para as três viscosidades (α). Fonte: Produção própria	80
Figura 45	Comparação da evolução da massa total do disco “B” para as três viscosidades (α). Fonte: Produção própria.	81
Figura 46	Evolução do semi-eixo maior (esquerda) e excentricidade (direita) de cada planeta no único caso estável do disco “A”. Fonte: Produção própria.	83
Figura 47	Ângulos ressonantes associados a ressonância de movimento médio 2:1 para pares de planetas adjacentes. Da esquerda para a direita, mostramos os ângulos ressonantes para os pares, e-d, d-c e c-b. Fonte: Produção própria.	83
Figura 48	Snapshots da simulação do modelo de disco “A” onde os planetas permaneceram estáveis. Cada um dos três discos representa o sistema em tempos diferentes, o primeiro no início, a segunda em aproximadamente 15 mil anos, e a terceira no último output do sistema a aproximadamente 19 mil anos. A cor representa a densidade superficial do gás do disco em g/cm^2 . Fonte: Produção própria.	84
Figura 49	Evolução do semi-eixo maior (esquerda) e excentricidade (direita) de cada planeta em uma simulação considerando a primeira configuração de massa, disco “B”, cenário de posição inicial dos planetas sendo <i>Closein</i> e $\alpha = 10^{-3}$. Os planetas são liberados para migrar em 10 mil anos. Fonte: Produção própria.	84

Figura 50	Ângulos ressonantes associados a ressonância de movimento médio 2:1 para pares de planetas adjacentes. Da esquerda para a direita, os ângulos ressonantes entre os planetas, e-d, d-c e c-b. Fonte: Produção própria.	85
Figura 51	Snapshots da simulação do modelo de disco “B” onde os planetas permaneceram estáveis. Cada um dos três discos representa o sistema em tempos diferentes, o primeiro no início, a segunda em aproximadamente 15 mil anos, e a terceira no último output do sistema a aproximadamente 58 mil anos. A cor representa a densidade superficial do gás do disco em g/cm^2 . Fonte: Produção própria.	85
Figura 52	Evolução do semi-eixo maior (esquerda) e excentricidade (direita) de cada planeta em uma simulação considerando a configuração 8 para a massa dos planetas (Tabela 3), disco “B”, cenário <i>Closein</i> e $\alpha 10^{-2}$. Nesse casos os planetas são liberados para migrar em 10 mil anos. Fonte: Produção própria.	86
Figura 53	Ângulos ressonantes associados a ressonância de movimento médio 2:1 para pares de planetas adjacentes. Da esquerda para a direita, os ângulos ressonantes entre os planetas, e-d, d-c e c-b. Fonte: Produção própria.	86
Figura 54	– Snapshots da simulação do modelo de disco “B” onde os planetas permaneceram estáveis. Cada um dos três discos representa o sistema em tempos diferentes, o primeiro no início, a segunda em aproximadamente 15 mil anos, e a terceira no último output do sistema a aproximadamente 19 mil anos. A cor representa a densidade superficial do gás do disco em g/cm^2 . Fonte: Produção própria.	87
Figura 55	Semi-eixo maior para o caso instável com massas 6, 7, 8 e 4 M_{Jup} Fonte: Produção própria.	87
Figura 56	– Snapshots do modelo de disco “B” onde a simulação se tornou instável. Cada um dos três discos representa o sistema em tempos diferentes, o primeiro no início, a segunda em aproximadamente 15 mil anos, e a terceira no último output do sistema a aproximadamente 43 mil anos. A cor representa a densidade superficial do gás do disco em g/cm^2 . Fonte: Produção própria	88
Figura 57	Semi-eixo maior para o caso instável com massas 7, 6, 5 e 4 M_{Jup} . Planeta liberado para migrar em 10 mil anos. Fonte: Produção própria.	89
Figura 58	– Snapshots do modelo de disco “B” onde as simulações acabaram instáveis, porém os planetas demoraram mais de 50 mil anos para se tornarem instáveis. Cada um dos três discos representa o sistema em tempos diferentes, o primeiro no início, a segunda em aproximadamente 15 mil anos, e a terceira no último output do sistema a aproximadamente 55 mil anos. A cor representa a densidade superficial do gás do disco em g/cm^2 . Fonte: Produção própria.	89
Figura 59	Semi-eixo maior para a distância <i>Far</i> , viscosidade 10^{-4} . A figura superior esquerda mostra o semi-eixo maior para os planetas liberados a partir de 5 mil anos, a superior direita para 25 mil anos, e a figura inferior para os planetas liberados a partir de 15 mil anos. Fonte: Produção própria.	90

Figura 60	Nas figura da esquerda mostramos de cima para baixo o semi-eixo maior e a excentricidade para $\alpha = 10^{-2}$, já na figura da direita também mostramos de cima para baixo o semi-eixo maior e a excentricidade para $\alpha = 10^{-2}$ Fonte: Produção própria.	91
Figura 61	Snapshots da simulação do modelo de disco “A” onde os planetas reverteram a migração. Nas figura superior cada um dos três discos representa o sistema em tempos diferentes, o primeiro no início, a segunda em aproximadamente 15 mil anos, e a terceira no último output do sistema a aproximadamente 95 mil anos para $\alpha = 10^{-2}$. Na figura intermediaria temos a mesma representação e nos mesmos tempos, mas $\alpha = 10^{-3}$. Na figura inferior é mostrado uma aproximação na região do disco onde os planetas se encontram. A cor representa a densidade superficial do gás do disco em g/cm^2 . Fonte: Produção própria.	92

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	– Dados sobre os planetas do sistema HR 8799. Da esquerda para a direita mostram, o nome do planeta, o semi-eixo maior da órbita (a), a massa estimada dos planetas em termos da massa de Júpiter (M_{Jup}), o raio físico dos planetas em termos do raio de Júpiter (R_{Jup}), a excentricidade orbital estimada (e), e o período dos planetas (T). Dados obtidos no site exoplanet.eu/catalog/ . Fonte: Produção própria.	39
Tabela 2	– Descrição dos parâmetros utilizados na construção dos discos “A” e “B”, na primeira coluna temos os parâmetros que compõem os discos, na ordem, a razão de altura do disco a uma unidade de distância do código (h), que é multiplicada por r^γ , com $\gamma = 0,25$, que é o flaringIndex (Ver seção [2.4.4]), em seguida temos a densidade superficial inicial ($\Sigma(0)$) em g/cm^2 , o perfil de densidade do disco (ζ), a massa total do disco em termos da massa da estrela ($M_\star$), e as viscosidades (α). Fonte: Produção própria.	65
Tabela 3	– Na primeira coluna temos os nomes das configurações de massa utilizadas em nossas simulações, nas demais colunas temos as respectivas massas separadas por cada um dos planetas. Os planetas são nomeados do interno para o mais externo no disco como e, d, c e b, respectivamente. Massas são dadas em unidades de M_{Jup} . Fonte: Produção própria.	79
Tabela 4	– Na primeira coluna temos os planetas utilizados em nossas simulações, na segunda e terceira coluna temos as respectivas distâncias a partir da qual os planetas foram liberados para migrar, em tempos determinados. Distâncias são apresentadas em UA. Fonte: Produção própria.	80
Tabela 5	– Resultado geral das simulações. Fonte: Produção própria.	82
Tabela 6	– Resultado estáveis separados por disco. Fonte: Produção própria.	82
Tabela 7	– Resultados do disco “B” separados por cada viscosidade. Fonte: Produção própria.	82
Tabela	– Tabela referente as simulações com a seguinte configuração de massas: 10–3–3–3 M_{Jup} Fonte: Produção própria.	102
Tabela	referente as simulações com a seguinte configuração de massas: 7–3–7–3 M_{Jup} . Fonte: Produção própria.	103
Tabela	referente as simulações com a seguinte configuração de massas: 10–5–5–4 M_{Jup} . Fonte: Produção própria.	103
Tabela	referente as simulações com a seguinte configuração de massas: 10–8–6–4 M_{Jup} . Fonte: Produção própria.	104
Tabela	referente as simulações com a seguinte configuração de massas: 6–7–8–4 M_{Jup} . Fonte: Produção própria.	104
Tabela	referente as simulações com a seguinte configuração de massas: 7–6–5–4 M_{Jup} . Fonte: Produção própria.	105

Tabela referente as simulações com a seguinte configuração de massas: $7-7-7-4$
 M_{Jup} . Fonte: Produção própria. 106

Tabela referente as simulações com a seguinte configuração de massas: $7,2-7,2-$
 $7,2-5,8 M_{Jup}$. Fonte: Produção própria. 107

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

UNESP	Universidade Estadual Paulista
MMNS	Massa Mínima da Nebulosa Solar
MMR	Ressonância de Movimento Médio
ILR	Inner Lindblad Resonance
OLR	Outer Lindblad Resonance

LISTA DE SÍMBOLOS

$M_{\odot}$	Massa do Sol
M_T	Massa da Terra
UA	Unidade Astronômica
$a_{\star}$	Distância até a estrela
a_P	Distância até o planeta
$M_{\star}$	Massa da estrela
M_P	Massa do planeta
d	Distância entre a Terra e a estrela
S	Objeto central no plano
P	Periastro
P_1	Plano da órbita do objeto
P_2	Plano de referência
γ	Ponto vernal
Ω_o	Nó ascendente
a	Semi-eixo maior
e	Excentricidade
M	Anomalia média
T	Período orbital
ι	Inclinação
Ω	Longitude do nó ascendente
λ	Longitude média
ω	Argumento do periastro
v_{Rad}	Velocidade radial do planeta
v_{bari}	Velocidade do baricentro
K	Semi-amplitude da velocidade radial

G	Constante gravitacional
ΔF	Variação do fluxo luminoso da estrela
$F_{\star}$	Fluxo luminoso sem eclipse
$F_{Eclipse}$	Fluxo luminoso com eclipse
R_P	Raio do planeta
$R_{\star}$	Raio da estrela
A	Ampliação
u	Separação angular entre a estrela fonte e a estrela lente
θ_S	Ângulo em que a estrela fonte pode ser vista sem a lente
θ_E	Raio de Einstein
c	Velocidade da luz
d_L	Distância entre o observador e a estrela lente
d_F	Distância entre o observador e a estrela fonte
d_{LF}	Distância entre a estrela fonte e a estrela lente
Σ	Densidade superficial do disco
r	Comprimento radial do disco de acreção
ρ	Densidade do gás
M_{Jup}	Massa de Júpiter
R_{Jup}	Raio de Júpiter
z	Altura do disco de acreção
P	Pressão do gás
ρ	Densidade volumétrica do gás
g_z	Aceleração da gravidade em z
M_{Dis}	Massa do disco
Ω_K	Velocidade Kepleriana
c_s	Velocidade do som
$\rho_{(g)}$	Densidade com relação a altura z

ρ_0	Densidade inicial
R	Constante dos gases ideais
T	Temperatura do gás
μ	Massa molecular média do gás
α	Viscosidade
ν	Viscosidade cinemática
Q	Parâmetro Toomre
H	Altura da escala de pressão
ω	Velocidade angular do disco
v_{tgas}	Velocidade tangencial do gás
a_{Cent}	Aceleração centrípeta
v_r	Velocidade radial
v_θ	Velocidade azimutal
R_{Hill}	Raio de Hill
φ	Ângulo ressonante
τ_P	Torque total
τ_{LR}	Torque devido as ressonâncias de Lindblad
τ_{CR}	Torque devido as ressonâncias de corrotação
r_P	Raio do planeta
Ω_P	Velocidade orbital do planeta
Ω_r	Velocidade orbital do gás
O_{GAP}	Critério para abertura do gap no disco
q	Razão entre a massa do planeta e a massa da estrela
t_{Close}	Tempo estimado para fechamento do gap
t_{Open}	Tempo estimado para a abertura do gap
m	Torque de maré
Φ	Potencial gravitacional

$T_{Visc}^{\rightarrow}$	Tensor de viscosidade
$\vec{l}$	Vetor unitário
h	Aspectratio
Σ_0	Densidade superficial inicial do disco
ζ	Sigma slopp
γ	FlaringIndex
ϵ	ThicknessSmoothing
Ω_f	OmegaFrame
M_{TOT}	Massa total do disco
$T_{r,\phi}$	Tensor viscosidade total
$\alpha\text{-eff}$	Alpha efetivo

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	25
1.1	Exoplanetas	25
1.2	Métodos de Detecção de Exoplanetas	26
1.2.1	Astrometria	27
1.2.2	Velocidade Radial	28
1.2.3	Trânsito	31
1.2.4	Microlentes Gravitacionais	32
1.2.5	Imageamento Direto	34
1.2.6	Estatísticas de Exoplanetas	35
1.3	O sistema HR 8799	37
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	40
2.1	Disco Protoplanetário	40
2.1.1	Estrutura Vertical do Disco	41
2.1.2	Viscosidade	44
2.1.3	Parâmetro Toomre (Q)	44
2.2	Formação Planetária	44
2.2.1	Modelo de Acreção de Núcleos	44
2.2.2	Acreção de Pebbles	47
2.2.3	Modelo de Instabilidade Gravitacional	48
2.2.4	Raio de Hill	49
2.2.5	Ressonância de Movimento Médio	50
2.3	Migração planetária	51
2.3.1	Migração tipo I	51
2.3.2	Migração tipo II	53
2.3.3	Migração tipo III	54
2.3.4	Migração no Sistema Solar: A hipótese Grand Tack	55
2.4	O Código Hidrodinâmico FARGO3D	57
2.4.1	Equações Resolvidas pelo FARGO3D	57
2.4.2	Condições de Contorno	59
2.4.3	Unidades	60
2.4.4	Parâmetros de Entrada	61
2.4.5	Parâmetros de Saída	63
3	MÉTODOS E PARÂMETROS DAS SIMULAÇÕES	64
3.1	Parâmetros do disco	64
3.2	Convergência numérica	68
3.3	Simulações com 1 Planeta	71

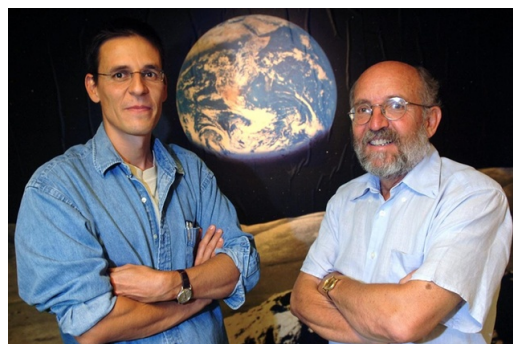
4	SIMULAÇÕES COM 4 PLANETAS: MODELANDO A DINÂMICA DO SISTEMA HR8799 EM UM DISCO DE GÁS	79
4.1	Explorando o Nosso Melhor Resultado	89
5	UM CENÁRIO HIPOTÉTICO COM 2 PLANETAS	91
6	CONCLUSÃO	94
	REFERÊNCIAS	95
	APÊNDICE	102

1 INTRODUÇÃO

1.1 EXOPLANETAS

Um exoplaneta é, por definição, um planeta que órbita uma estrela que não seja o Sol. Até o início da década de noventa exoplanetas eram apenas objetos de especulações dos astrônomos e entusiastas de ficção científica, porém, em 1992 os astrônomos Aleksander Wolszczan e Dale Frail realizaram a primeira detecção de um exoplaneta orbitando um pulsar (WOLSZCZAN; FRAIL, 1992).

Figura 1 – Didier Queloz e Michel Mayor.



Fonte: Keystone / Laurent Gillieron (2005)

Em 1995 os astrônomos Michel Mayor e Didier Queloz (Figura 1) anunciaram a descoberta do primeiro exoplaneta orbitando uma estrela parecida com o Sol (MAYOR; QUELOZ, 1995).

A estrela 51 Pegasi tem cerca de 8 bilhões de anos, $1,06 M_{\odot}$ e está a 47,9 anos-luz de distância, e seu planeta companheiro é chamado 51 Pegasi b (MAYOR; QUELOZ, 1995). Em 2019, Michel Mayor e Didier Queloz dividiram o prêmio Nobel de física com James Peebles pela descoberta desse planeta. Da década de noventa até hoje mais de 4000 exoplanetas foram confirmados. Muitos tipos de exoplanetas foram encontrados. Eles são agrupados por suas similaridades com os planetas que conhecemos do nosso próprio sistema solar (SPIEGEL et al., 2013). Existem exoplanetas com características físicas (tamanho e massa) semelhantes à Terra (JOHNSON, 2009). Esses exoplanetas são geralmente chamados de planetas tipo-Terra, apesar da maioria estarem relativamente mais próximos da estrela hospedeira do que a Terra está do Sol. Super-terras quentes são planetas que possuem massa superior àquela da Terra, porém massa bastante inferior a dos gigantes gasosos. Super-Terras são planetas com massa entre 10 e $20 M_T$ e períodos orbitais inferiores a 200 dias. Júpiteres quentes possuem massas próximas à massa de Júpiter mas com períodos orbitais extremamente curtos (ex: $P < 100$ dias). Por estarem em órbitas muito próximas às suas estrelas, Júpiteres quentes são mais facilmente detectáveis pelos métodos da velocidade radial e trânsito, os quais iremos discutir posteriormente. Planetas com massa e período orbital próximos de Júpiter, apesar de serem mais difíceis de detectar, também foram confirmados e são geralmente chamados de Júpiteres comuns.

Na lista de sistemas planetários mais exóticos, podemos citar dois que se destacam e se contrastam ao mesmo tempo. O primeiro é um sistema de super-Terras quentes chamado Kepler-11. O sistema Kepler-11 tem seis planetas orbitando a estrela onde o mais externo está a aproximadamente 0,462 UA de sua estrela (LISSAUER et al., 2011a). Para comparação, Mercúrio, o planeta mais interno do

Sistema Solar, tem uma órbita com distância média do Sol de 0.38 UA. O sistema Kepler-11 é um sistema de super-Terras quentes, sem planeta gasoso gigante. Já no contexto de sistemas com planetas gasosos gigantes talvez o mais peculiar até hoje detectado seja o sistema HR8799. O sistema HR8799 contém pelo menos quatro planetas gigantes gasosos, com massas superiores a de Júpiter. Observações sugerem (MAROIS et al., 2010) que o planeta mais próximo da estrela nesse sistema esteja a cerca de 16 unidades astronômicas enquanto o mais distante está a cerca de 68 unidades astronômicas. Esse sistema é um dos poucos detectados pelo método de imageamento direto [Ver próxima seção].

A grande distância orbital desses planetas até a estrela é difícil de entender. Planetas gigantes gasosos como esses devem se formar cedo, durante os primeiros milhões de anos de vida da estrela, fase na qual a estrela possui um disco gasoso circunstelar. Apenas durante essa fase esses planetas podem adquirir seus massivos envelopes de gás. Entretanto, planetas crescendo em um disco de gás interagem gravitacionalmente com este disco. Essa interação gera troca de momento angular o qual geralmente leva o planeta a migrar em direção à estrela. Este estudo é motivado pela seguinte questão: como os planetas do sistema HR8799 permaneceram tão longe da estrela? As teorias mais aceitas de formação planetária sugerem que planetas com massas maiores que uma massa da Terra ($<3-10$ Ma; (IZIDORO et al., 2014)) se formam cedo e migram, devido a interação gravitacional com o disco de gás da estrela jovem (MANDELL et al., 2007). A distância dos quatro planetas do sistema HR8799 até a respectiva estrela hospedeira desafia esta visão e induz a seguinte questão: por que os planetas do sistema HR8799 não migraram para as proximidades da estrela, potencialmente se tornando Júpiteres comuns ou Júpiteres quentes? O objetivo desse trabalho é estudar a evolução e estabilidade dinâmica do sistema planetário HR8799 durante a fase do disco de gás. Nosso estudo é realizado através de simulações numéricas hidrodinâmicas realizadas utilizando o código FARGO3D. Devido às incertezas nas massas e órbitas dos planetas do sistema HR8799 nós testamos uma variedade de configurações orbitais e massas, dentro do intervalo de incertezas através de mais de 140 simulações numéricas.

Esta dissertação é organizada da seguinte forma: na próxima seção nós faremos uma breve revisão dos métodos de detecção de exoplanetas e apresentaremos a fundamentação teórica do nosso estudo. No Capítulo 2 nós detalhamos os métodos utilizados em nosso estudo e os parâmetros de nossas simulações. Nos capítulos 3 e 4 nós apresentamos nossos resultados. No Capítulo 5 nós apresentamos algumas simulações adicionais e finalmente, no Capítulo 6, nossas principais conclusões.

1.2 MÉTODOS DE DETECÇÃO DE EXOPLANETAS

Encontrar exoplanetas é um processo longo e complicado. A maior parte dos métodos utilizam-se de fatores variantes no brilho ou na dinâmica das estrelas em seus sistemas. Nesta seção, apresentaremos os principais métodos de detecção de exoplanetas, explicando brevemente os princípios fundamentais de cada um e apontando suas vantagens e desvantagens.

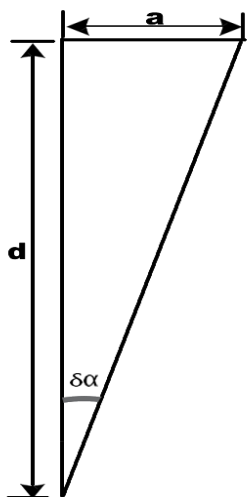
1.2.1 Astrometria

A astrometria é o método de detecção de exoplanetas mais antigo e consiste em detectar pequenas oscilações na posição da estrela causadas pela influência de planetas que a orbitam. Em um sistema planetário tanto o planeta quanto a estrela possuem um centro de massa em comum e a medida que o planeta realiza sua órbita a estrela sofre um leve movimento. Utilizando o problema de dois corpos podemos escrever as equações para a distância entre a estrela e o planeta com relação ao centro de massa do sistema:

$$a_{\star} = \frac{M_{\star}}{M_{\star} + M_P} a \quad a_P = \frac{M_P}{M_{\star} + M_P} a \quad (1)$$

Sendo respectivamente $a_{\star}$ e a_P a distância da estrela e a do planeta ao centro de massa, $M_{\star}$ M_P a massa da estrela e do planeta, e a é a distância entre a estrela e o planeta.

Figura 2 – Representação aproximada da separação angular aparente entre a estrela e o planeta (d é a distância entre a Terra e a estrela).



Ainda que a separação angular aparente entre o planeta e sua estrela apresente valores extremamente pequenos podemos fazer uma aproximação do seu valor. Observando a figura 2 e considerando o movimento do planeta a uma trajetória circular podemos estimar o valor do ângulo de separação angular ($\delta\alpha$) como:

$$\tan(\delta\alpha) \approx \delta\alpha = \frac{a}{d} \quad (2)$$

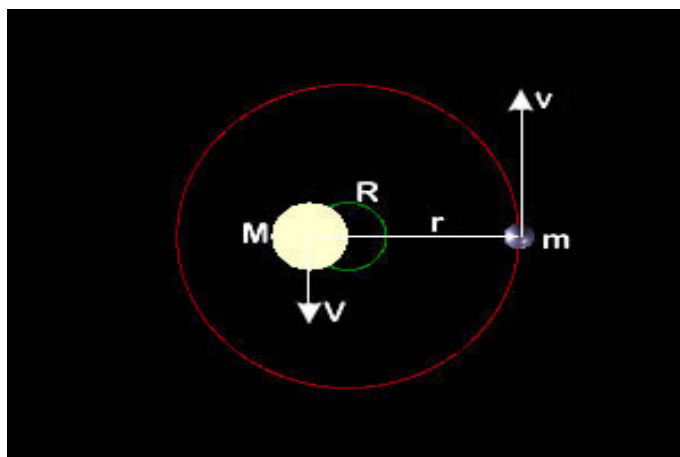
Como a $M_P \ll M_{\star}$ podemos reescrever as equações (1) e (2) e calcular o maior valor possível para o deslocamento angular da estrela:

$$(\delta\alpha) = \frac{a_{\star}}{d} = \frac{M_P}{M_{\star}} \frac{a}{d} \quad (3)$$

Fonte: Produção própria.

Este método é mais útil para a detecção de exoplanetas quando as suas órbitas estão perpendiculares a nossa linha de visão e os exoplanetas mais distantes da estrela. Outro fator importante é o tamanho dos planetas que devem ser massivos, com massa igual ou maior que a de Júpiter, pois tornam as oscilações de posição da estrela mais evidente.

Figura 3 – A figura representa um sistema perpendicular a linha de visão do observador. V , v , R , r , respectivamente são as velocidades e coordenadas com relação ao centro de massa do sistema.



Fonte: Produção própria.

Fatores climáticos e atmosféricos prejudicam a utilização do método em observatórios terrestres, isso pode gerar altos custos para enviar e manter equipamentos na órbita terrestre. Devido a sua maior eficiência para exoplanetas particularmente distantes da estrela, longos períodos de observação das órbitas são necessários, o que o leva a ser um processo custoso também do ponto de vista observacional. Um outro problema pode ser observado ao se analisar a equação (3), que mostra que o deslocamento angular da estrela é inversamente proporcional a distância do observador, isso implica que só podemos detectar exoplanetas em sistemas suficientemente próximos. Estes fatores tornam a astrometria o método que menos confirmou a presença de exoplanetas nas últimas décadas.

1.2.2 Velocidade Radial

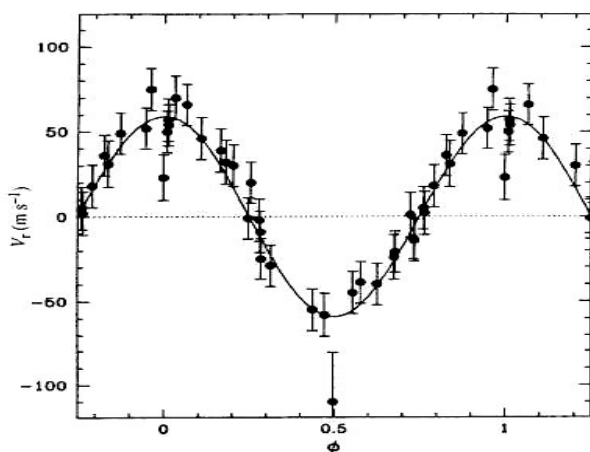
O planeta orbitando a estrela, afeta não somente a posição da estrela mas também sua velocidade. O método de detecção através da velocidade radial consiste em medir as variações da velocidade de afastamento ou aproximação da estrela analisando o espectro da estrela em determinados intervalos de tempo, assim é possível calcular a variação da velocidade da estrela utilizando o efeito Doppler (WRIGHT, 2018), como visto na representação da figura 4.

Figura 4 – A estrela sofre mudanças em sua velocidade devido ao efeito de arrasto causado pelo planeta que a órbita.



Fonte: NASA/JPL-Caltech (2015).

Figura 5 – Curva de velocidade da estrela 51 Pegasi.



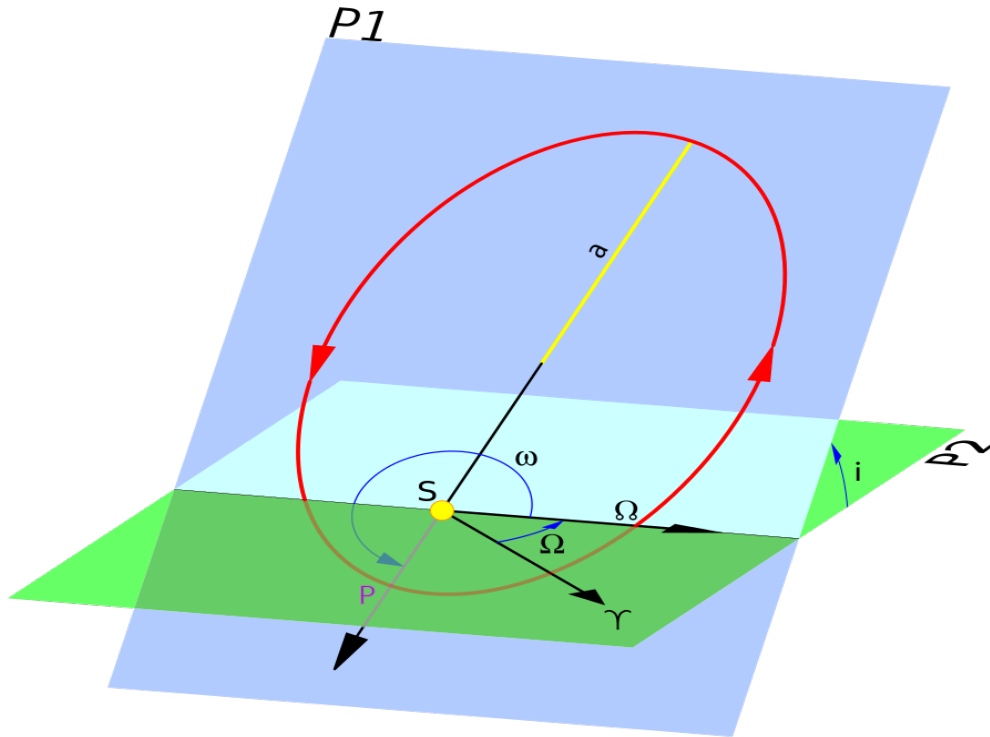
Fonte: Mayor; Queloz (1995).

O método da velocidade radial foi o método utilizado na descoberta do 51 Pegasi b. O planeta é do tipo Júpiter quente, possui cerca de $150 M_T$ e seu período orbital é de aproximadamente 4 dias. A figura 5 mostra a curva na velocidade do planeta.

O método da velocidade radial é melhor aplicado para sistemas planetários que estão de perfil para o campo de visão do observador. A técnica é particularmente muito utilizada para determinar os elementos orbitais de candidatos a exoplanetas observados por outros métodos (R; W, 2017), por exemplo, confirmar as detecções realizadas pelo método do trânsito. Assim como no método da astrometria, o método funciona melhor para planetas massivos e próximos a sua estrela.

Os elementos orbitais de um objeto celeste (Figura 6) são expressos em um conjunto de seis parâmetros que permitem especificar a sua órbita em três dimensões em torno de outro objeto, são eles:

Figura 6 – Plano orbital, S é o objeto central, P é o periastro, P_1 e P_2 respectivamente são os planos das órbitas do corpo secundário e o de referência, γ o ponto vernal, Ω é a longitude do nó ascendente.



Fonte: Wikipédia.

- a - semi-eixo maior,
- e - excentricidade - define a elipsidade da órbita,
- M - Anomalia média - relaciona a posição do objeto durante sua trajetória em torno do objeto central, geralmente é utilizado como ponto de referência o periastro. Se considerarmos t_0 como o tempo que se passou desde a última passagem do objeto pelo periastro, T o período orbital, podemos escrever a anomalia média como: $M = \frac{2\pi}{T}(t - t_0)$,
- i - Inclinação - É o ângulo que se forma entre o plano da órbita do objeto e o plano de referência.
- Ω - Longitude do nó ascendente - é o ângulo com vértice na estrela de um sistema, vai desde o ponto vernal até o nó ascendente, sua medida é feita sobre o plano de referência,
- ω - Argumento do periastro - É o ângulo descrito entre o nó ascendente até o periastro e é medido no plano orbital do objeto em seu sentido de translação.

Podemos descrever então a velocidade radial com o seguinte perfil: $v_{rad} = v_{bari} + Kf(t)$, sendo v_{bari} a velocidade do baricentro, $f(t)$ é uma função periódica no tempo e K é a semi amplitude da velocidade radial, descrita por:

$$K = \left(\frac{2\pi G}{T} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{M_P \sin(i)}{(M_\star + M_P)^{\frac{2}{3}}} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \quad (4)$$

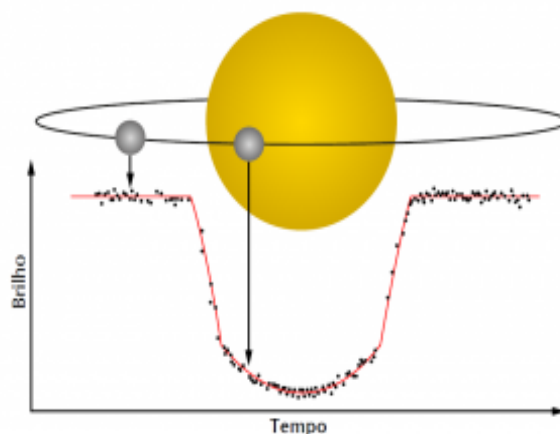
Onde G é a constante gravitacional. //

Se a massa da estrela é conhecida podemos inferir alguns elementos orbitais de um exoplaneta que a orbita. Note que a equação acima oferece uma maneira de inferir a massa do exoplaneta em função do seno da inclinação da órbita, isso implica que podemos determinar a massa mínima que o exoplaneta pode ter, porém não sua massa real. Estudos como os de (JORISSEN et al., 2001), mostram que na média as massas encontradas condizem com as massas obtidas por outros métodos de detecção.

1.2.3 Trânsito

Também chamado de método de fotometria de trânsito, utiliza o fato de que quando um exoplaneta fica entre sua estrela e a Terra ele causa uma diminuição na luminosidade que recebemos desta estrela, um eclipse, e mesmo esta diminuição de luminosidade sendo muito sutil, por volta de 1% para planetas como Júpiter e 0,01 % para planetas rochosos com tamanho próximo ao da Terra orbitando uma estrela parecida com o sol, conseguimos detectá-la.

Figura 7 – Diminuição do brilho recebido da estrela durante o trânsito do planeta.



Fonte: starsandexo-planets.org (2015).

O método do trânsito possibilita calcular o tamanho do planeta utilizando a curva de luz obtida e não apresenta grandes limitações com relação as distâncias dos sistemas planetários, desde que os planos orbitais encontrem-se alinhados com a nosso campo de visão. Para planetas pequenos o método não é eficiente pois a diminuição do brilho devido a trânsito é muito sutil, dificultando a confirmação em relação ao nível de ruído. Podemos também analisar a atmosfera do planeta, e utilizando o método da velocidade radial para obter a massa do exoplaneta podemos aliar as informações da massa e do tamanho para determinar a densidade do planeta. Outra informação que podemos obter sabendo a inclinação e o período da órbita é a distância entre o exoplaneta a sua estrela. As variações do fluxo do brilho da estrela podem ser calculados através da seguinte equação:

$$\frac{\Delta F}{F_{\star}} = \frac{F_{\star} - F_{Eclipse}}{F_{\star}} = \left(\frac{R_P}{R_{\star}} \right)^2, \quad (5)$$

onde $F_{\star}$ é o fluxo nominal de fótons, $F_{Eclipse}$ é o fluxo durante o transito do planeta, R_P o raio do planeta e $R_{\star}$ o raio da estrela. O método do trânsito esta mais sujeito a falsos positivos, ou seja, a detecção de um objeto que não é um exoplaneta. Diversos fatores podem contribuir para estes falsos

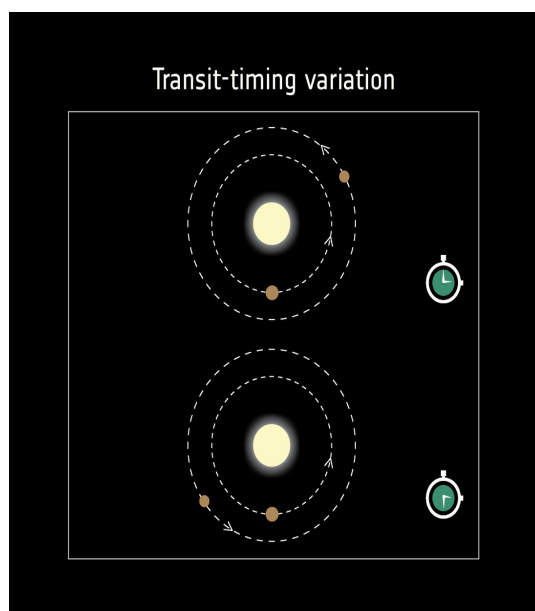
positivos como o trânsito de objetos localizados atrás da estrela, manchas solares presentes na fotosfera da estrela, sistemas estelares binários composto por uma estrela pequena, como uma anã marrom, por exemplo.

Para driblar estes falsos positivos, evita-se utilizar este método em regiões com grande número de estrelas. Também são usados diferentes filtros de luz para tentar captar possíveis desvios na luminosidade recebida, geradas por sistemas binários estelares. Uma vez que planetas não possuem luz própria, essas nuances na curva de luz podem ser facilmente estudadas, revelando se o objeto estudado é um exoplaneta ou uma estrela.

Existem outros dois passos, como visto anteriormente podemos descobrir a densidade do objeto ao aliar os métodos do trânsito e da velocidade radial, conhecendo a densidade do objeto podemos inferir se o objeto é um planeta gasoso, rochoso ou uma estrela, e por último podemos utilizar a matemática envolvida no trânsito, caso algum parâmetro obtido nas observações estiver minimamente errado, as equações expressarão valores divergentes do esperado.

Se um exoplaneta observado por trânsito possuir um companheiro em ressonância orbital, ele poderá ser inferido utilizando o atraso/adiantamento do seu instante esperado de trânsito. (AGOL et al., 2005).

Figura 8 – Representação da variação do tempo de trânsito devido a presença de outro ob-jeto no sistema.



Fonte: ESA (2010).

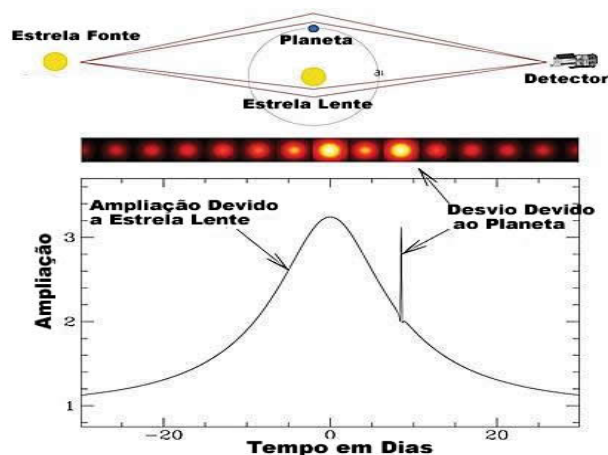
Essa técnica é chamada de Variação do Tempo de Trânsito. Ele pode ser usada para inferir a presença de exoplanetas que não transitam. Em sistemas compactos a interação gravitacional entre os planetas altera sua velocidade orbital, como consequência o período também muda. O método permite o cálculo indireto da massa dos exoplanetas em sistemas compactos (AGOL; FABRYCKY, 2018).

1.2.4 Microlentes Gravitacionais

As microlentes gravitacionais são um fenômeno astrofísico previsto pela teoria da relatividade geral e acontece quando a luz que parte de uma estrela passa muito próximo de outra a caminho de um observador na Terra. A gravidade da estrela intermediária curvará ligeiramente os raios de luz da

estrela fonte, amplificando seu brilho. Se a estrela intermediária possuir um planeta a própria gravidade do planeta cria uma variação temporária de brilho na curva de luz recebida da estrela, revelando sua presença. O fenômeno pode durar por horas até vários dias, e as características precisas da curva de luz como sua intensidade e comprimento, podem trazer informações sobre a massa e órbita do planeta.

Figura 9 – Esquematização do método de detecção por microlentes gravitacionais. .



Fonte: Wikipédia

A ampliação pode ser escrita como:

$$A = \frac{u^2 + 2}{u \sqrt{u^2 + 4}} \quad (6)$$

Sendo $u = \theta_S / \theta_E$ a separação angular entre a estrela fonte e a estrela “lente”, em unidades do raio de Einstein, que é o raio do fenômeno chamado anel de Einstein.

Figura 10 – Imagem captada pelo telescópio espacial Hubble mostra diversas galáxias tendo seu brilho deslocado e ampliado devido ao efeito de um anel de Einstein.



Fonte: ESA/Hubble e NASA (2015).

O anel de Einstein é gerado quando a luz de objetos distantes, como a luz das galáxias vistas na figura 10, passa por objetos muito massivos, se ela estiver na mesma linha de visada, a luz da fonte é curvada criando o efeito. O raio do anel é dado por:

$$\theta_E = \frac{2}{c} \left(\frac{GM_\star d_{LF}}{d_L d_F} \right) \quad (7)$$

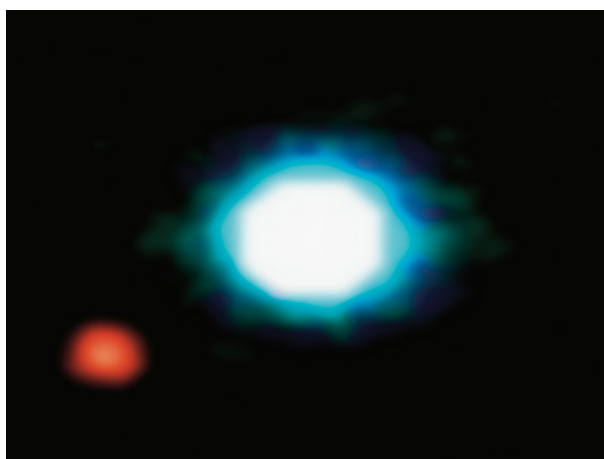
c é a velocidade da luz, d_{LF} é a distância da lente a fonte e, respectivamente, d_L e d_F são as distâncias entre o observador à lente e o observador à fonte. Os cálculos mais detalhados podem ser vistos em SACKETT (1999).

O método da microlente é capaz de detectar a presença de planetas pequenos a grandes distâncias, além disso, a microlente é mais sensível para detectar planetas em órbitas mais distantes de sua estrela. As grandes desvantagens deste método são que, o fenômeno de microlentes são aleatórios o que torna a detecção de planetas por este método eventos raros e os planetas encontrados dificilmente serão observados novamente uma vez que os eventos de microlentes são únicos.

1.2.5 Imageamento Direto

Com o imageamento direto obtemos uma imagem do sistema planetário observado, a figura 11 mostra o primeiro exoplaneta observado utilizando essa técnica. Quanto maior e mais distante o planeta estiver de sua estrela mais fácil será sua detecção.

Figura 11 – 2M1207b (Em Vermelho) foi o primeiro exoplaneta fotografado diretamente e o primeiro descoberto orbitando uma anã marrom.



Fonte: Chauvin et al., (2004).

Diferentemente dos métodos indiretos de detecção, o imageamento não precisa de longos períodos de observação, porém, para que se confirme a detecção é necessário verificar se a fonte luminosa provém da estrela, para isso um mínimo de duas imagens são obtidas em diferentes tempos (meses) para observar se o movimento do planeta corresponde a um objeto em órbita da estrela.

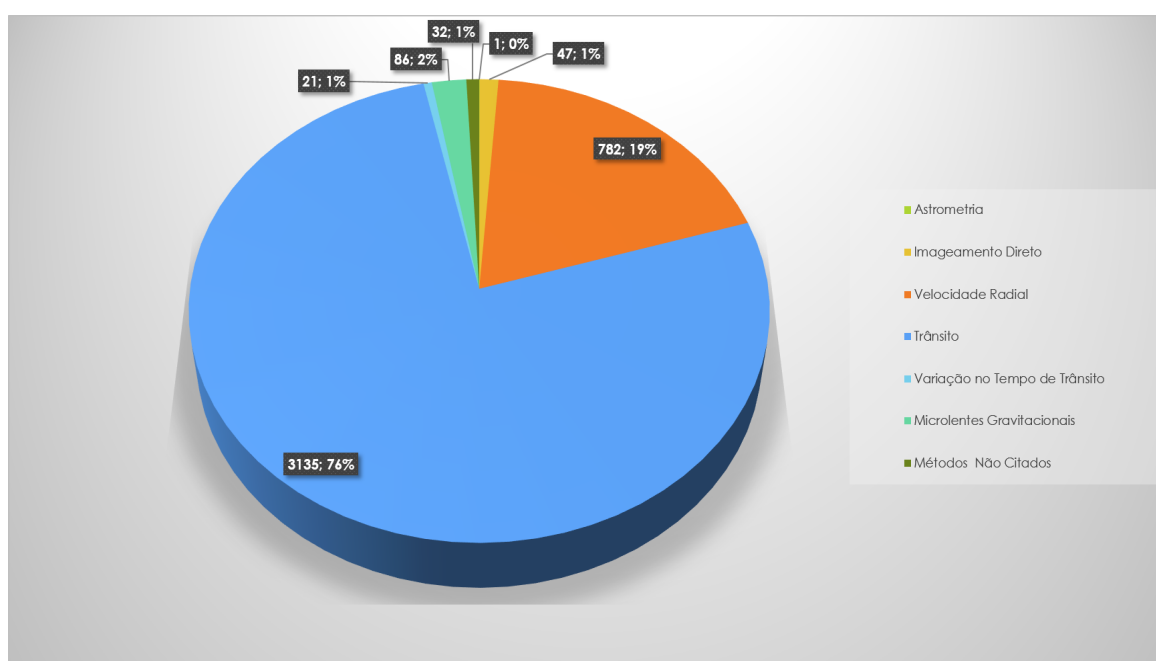
Uma das maiores dificuldades para se obter uma imagem direta de um exoplaneta é o fato dele refletir pouca luz, e ao observarmos da Terra a luminosidade da estrela pode “esconder” possíveis exoplanetas que a orbitam. Para resolver este problema duas técnicas são utilizadas, a coronografia que consiste em “tampar” a estrela utilizando uma máscara que esconde a estrela sem esconder o planeta, e outra técnica é a chamada extinção interferométrica onde são utilizados espelhos para causar interferência no fluxo de luz recebido da estrela. Isso “aniquila” seu brilho e como os raios de luz recebidos do planeta são de regiões levemente diferentes dos raios de luz da estrela é possível obter sua imagem. Fatores atmosféricos e meteorológicos também afetam a obtenção de imagens por telescópios

terrestres, o método ainda permite medir a órbita do planeta e a composição química de sua atmosfera utilizando técnicas de espectroscopia.

1.2.6 Estatísticas de Exoplanetas

Analisando os métodos de detecção podemos notar que há apenas um método (Imageamento) no qual recebemos as informações de maneira direta, todos os outros métodos oferecem maneiras indiretas, que ao estudar o brilho ou o comportamento da estrela podemos inferir se há ou não um exoplaneta a orbitando. A Figura 12 mostra um gráfico representando a quantidade de exoplanetas descobertos de acordo com cada método. Na construção do gráfico foram utilizados dados do site, Nasa Exoplanet Archive, no qual constavam 4104 exoplanetas confirmados.

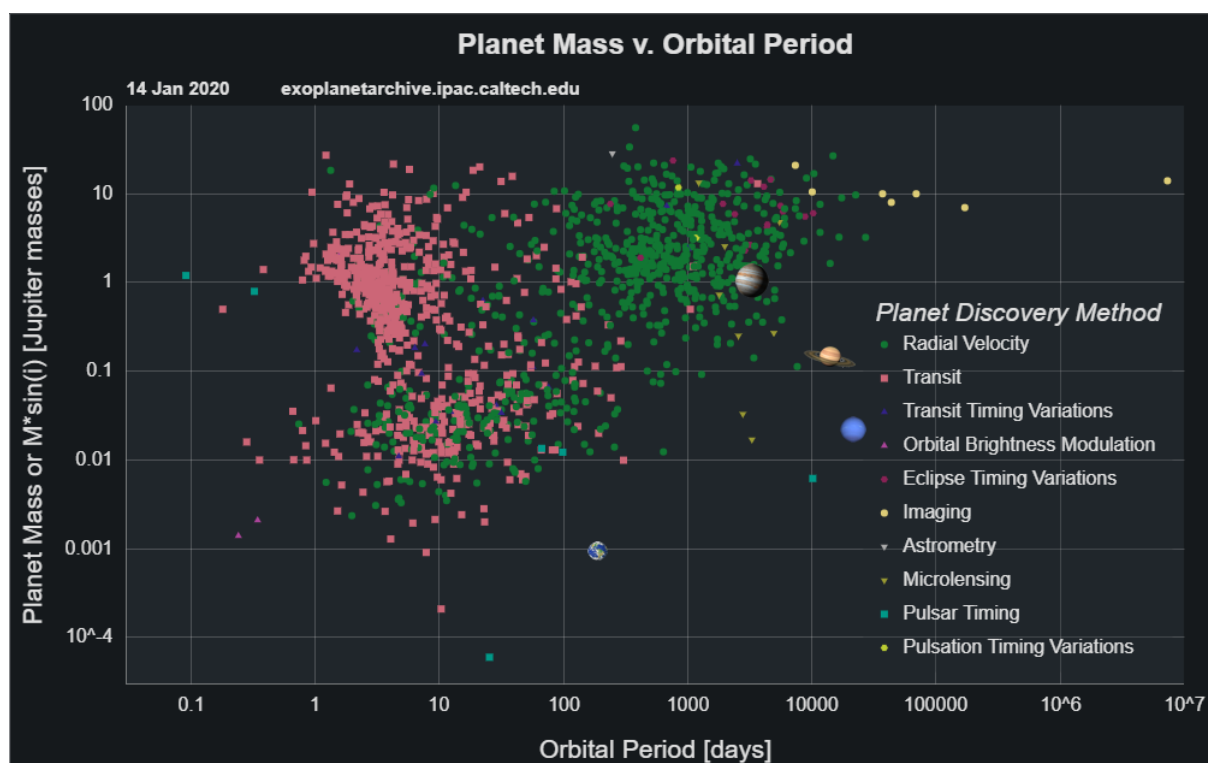
Figura 12 – Quantidade de exoplanetas descobertos separados pelos métodos que os identificaram.



Fonte: Produção própria.

Outra informação que podemos extrair ao analisar os métodos de detecção, é a dificuldade de se detectar planetas com baixa massa, rochosos como a Terra, por exemplo. As limitações tecnológicas e técnicas contribuíram para que as primeiras descobertas fossem de exoplanetas massivos e de curto período (Figura 13). Com o avanço tecnológico ao longo dos anos, a detecção de exoplanetas pequenos tem sido cada vez mais comum.

Figura 13 – Massa (aproximada) dos exoplanetas confirmados com relação ao seu período orbital.



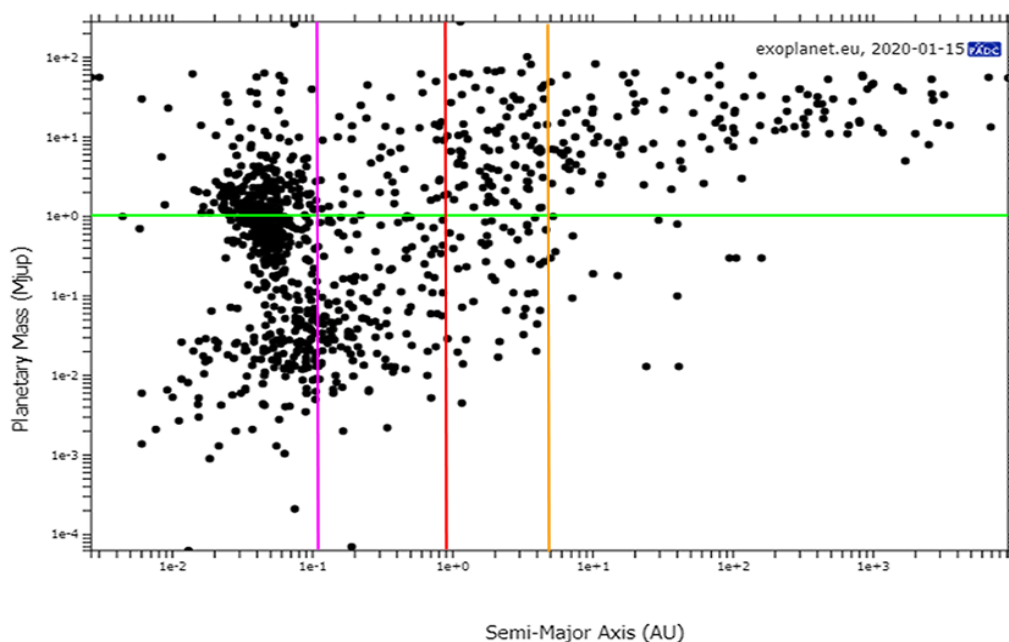
Fonte: NASA EXOPLANET ARCHIVE (2020).

Na procura por exoplanetas, o principal objetivo é encontrar planetas com água líquida em sua superfície e que talvez possa sustentar a vida. Exoplanetas parecidos com os que conhecemos do sistema solar são particularmente interessantes. Quase vinte anos após a descoberta do primeiro exoplaneta e mais de quatro mil confirmados, o sistema solar parece ser único em sua configuração e disposição dos planetas. Os planetas do sistema solar ocupam regiões “solitárias” (Figura 13). Grande parte dos sistemas observados apresentam planetas do tipo super-Terras quentes, Júpiteres quentes e Júpiteres comuns excêntricos. O sistema solar não tem uma super-Terra quente nem um Júpiter quente. Ainda, Júpiter, Saturno, Urano e Netuno possuem órbitas quase circulares, e longos períodos orbitais. Apesar de hoje as estatísticas observacionais sugerirem que o sistema solar pode ser raro, ainda sabemos muito pouco sobre a população de planetas com longos períodos orbitais, isso se deve a limitações observacionais.

Os modelos utilizados para explicar a formação do sistema solar indicam que Júpiter foi responsável por moldar e tornar nosso sistema solar como o conhecemos hoje (WALSH et al., 2011). Júpiter teve influência no nascimento de Marte. Ele impulsionou objetos ricos em água para a parte interna do sistema solar. Devido sua enorme força gravitacional, impediu e ainda impede que objetos potencialmente perigosos para a vida na Terra cheguem até nós (WALSH et al., 2011). Sua gravidade também deve ter “limpado” pequenos objetos e detritos sólidos do sistema solar interior, com isso, pode ter evitado a formação de superterras, permitindo a existência dos pequenos planetas rochosos (WALSH et al., 2011). Assim, descobrir planetas como Júpiter pode permitir compreender se nossos modelos estão corretos e se os planetas rochosos como a Terra são abundantes no universo. Um estudo que analisou mais de 1100 estrelas, estimou a frequência de exoplanetas como Júpiter em apenas

~3-10% (ROWAN et al., 2016).

Figura 14 – Massa em função do semi-eixo maior dos exoplanetas. A linha verde representa a massa de Júpiter, as linhas na vertical, rosa, vermelha e laranja mostram as posições dos planetas Mercúrio, Terra e Júpiter.



Fonte: The Extrasolar Planets Encyclopaedia (2020).

Na Figura 14 podemos notar o grande número de exoplanetas do tipo Júpiteres quentes. pelo modelo de formação planetária por acreção de núcleos os planetas gigantes devem se formar longe (em torno de 1 AU ou além) de sua estrela onde acreção de gás é facilitada. Em regiões próximas da estrela, devido as temperaturas do disco pode ser difícil para um planeta em crescimento sustentar seu envelope de gás (POLLACK et al., 1996). Na teoria mais popular, acredita-se que Júpiteres quentes formaram-se a maiores distâncias da estrela e migraram devido a interação com o disco de gás até às órbitas que se encontram. Migração planetária é comum por diversos processos. Ela foi utilizada em nosso sistema solar para explicar a órbita incomum de Plutão (MALHOTRA, 1993), as posições atuais dos planetas gigantes, e a formação de Marte. Na seção 2.3 discutiremos em detalhes o contexto de migração planetária e os tipos de migração.

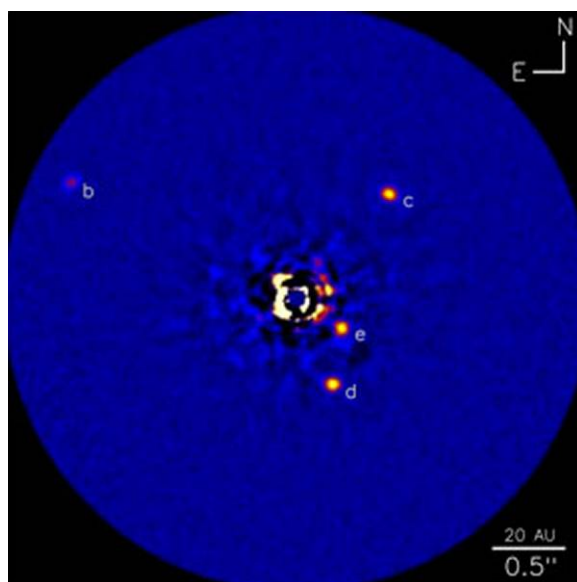
1.3 O SISTEMA HR 8799

Em 2008 uma equipe de astrônomos liderada por Christian Marois do Instituto de Astrofísica Herzberg, Canadá, anunciou a descoberta de três exoplanetas orbitando a estrela HR 8799 (MAROIS et al., 2008), que se encontra na constelação de Pegasus à aproximadamente 128,5 anos-luz da Terra. Em 2010 novas observações revelaram um quarto planeta orbitando a estrela na parte mais interna do sistema. A detecção desses planetas foi particularmente possível devido à pouca idade da estrela (cerca de 30 milhões de anos), isso faz com que os planetas fiquem bastante visíveis em observações no infravermelho próximo. A notável diferença no brilho do planeta mais distante (b) para os demais (Figura 15) se deve ao fato do sistema ser jovem e o planeta ainda conservar o calor proveniente de sua

formação, isso é uma condição necessária, pois o planeta precisa possuir temperatura elevada para emitir luz suficiente para detectarmos. Os planetas mais próximos da estrela perdem menos calor por estarem recebendo mais radiação dela.

A estrela HR8799 possui massa de 1,5 vezes a massa do sol, e possui muitas características interessantes. Como ser uma estrela variável Gamma Doradus. Isso significa que sua luminosidade varia devido a pulsos não radiais em sua superfície, apesar de não se compreender muito bem ainda as causas dessas variações, o fenômeno é observado em estrelas jovens da sequência principal, que é o caso da HR8799 que possui cerca de 30 milhões de anos. A estrela também é identificada como uma Lambda Boötis (GRAY; KAYE, 1999), devido a falta de elementos mais pesados não observados ao se analisar seu espectro.

Figura 15 – Imagem do sistema HR 8799 obtida através da técnica do imageamento direto, foram utilizados os telescópios Keck e Gemini no Havaí.

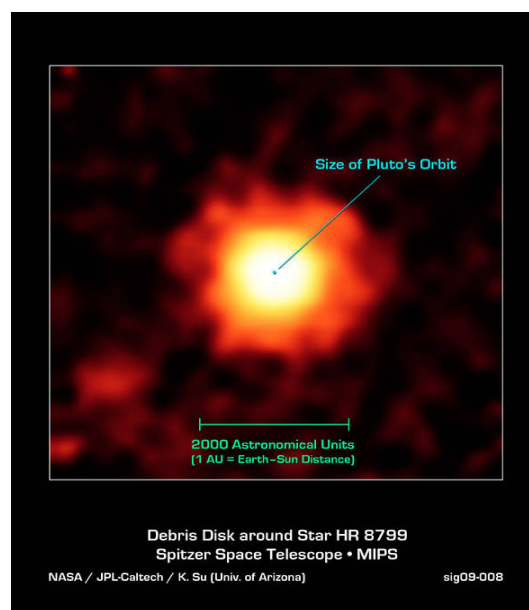


Fonte: Marois et al., (2010).

No sistema ainda foram observados dois discos de detrito ao planeta mais interno que é responsável por grandes emissões infravermelhas, e outro muito mais massivo a uma distância de ≈ 75 UA.

Figura 16 – Imagem obtida em 2009 no infravermelho.

A figura 16 nos dá uma visão do que provavelmente seja o disco externo, a região branco-amarelada. Já o halo difuso alaranjado que se estende por mais de 2000 UA pode ser uma consequência da dinâmica dos planetas que perturbam os objetos no disco fazendo-os colidirem e espalhando o material para além de suas órbitas. Para simples comparação temos a órbita de Plutão ao centro da imagem ocupando 'apenas' 80 UA.



Fonte: NASA (2009).

Um estudo publicado em 2010 (JANSON et al., 2010), trouxe informações importantes sobre o penúltimo planeta do sistema. Usando técnicas de óptica adaptativa, foi possível analisar a atmosfera do planeta através do seu espectro, tornando o HR 8799 c o primeiro exoplaneta a ter seu espectro captado diretamente. Os pesquisadores conseguiram confirmar a presença de água e baixa concentração de metano na atmosfera. A tabela 1 apresenta algumas informações sobre os 4 planetas do sistema HR8799.

Tabela 1 – Dados sobre os planetas do sistema HR 8799. Da esquerda para a direita mostram, o nome do planeta, o semi-eixo maior da órbita (a), a massa estimada dos planetas em termos da massa de Júpiter (M_{Jup}), o raio físico dos planetas em termos do raio de Júpiter (R_{Jup}), a excentricidade orbital estimada (e), e o período dos planetas (T).

Planeta	a (UA)	Massa (M_{Jup})	Raio ((R_{Jup}))	e	T (Anos)
e	16,4	7^{+3}_{-2}	1,17	0,15	~ 49
d	27	7^{+3}_{-2}	1,2	0,1	~ 112
c	42	7^{+3}_{-2}	1,3	0	~ 225
b	68	5^{+2}_{-1}	1,2	0	~ 445

Fonte: Produção própria. Dados obtidos no site exoplanet.eu/catalog/ (2019)

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 DISCO PROTOPLANETÁRIO

Nesta seção iremos descrever, de maneira sucinta, a formação, estrutura e evolução dos discos de acreção. Esta seção foi baseada nos trabalhos, (SPRUIT, 2010) e (ARMITAGE, 2007).

Estrelas nascem em regiões compostas por gás e poeira conhecidas como nuvens moleculares, constituídas em sua grande maioria por hidrogênio molecular e hélio. As nuvens moleculares, sob certas condições, formam regiões densas que podem colapsar devido sua própria gravidade, dando origem a uma protoestrela (HOYLE, 1960), (SHU et al., 1987). O restante do material colapsante forma um disco circunstelar que tende a acretar devido aos efeitos de viscosidade no disco que redistribuem momento angular. Acredita-se que o processo de colapso de uma estrela dure cerca de 100 mil anos. Após este período, um disco cuja massa é muito menor que a massa da estrela, pode iniciar o processo de formação de planetas. Esse disco é geralmente chamado de disco protoplanetário. Observações sugerem que discos possuem um tempo de vida estimado em dez milhões de anos ou menos. Durante essa fase, a estrela continua acretando matéria do disco lentamente (HARTMANN et al., 1998), além disso, o disco também sofre perdas de matéria nas regiões mais externas.

Um disco protoplanetário deve conter uma quantidade mínima de material para que possa formar um sistemas planetário. Para inferir essa massa podemos usar a estrutura atual do sistema solar para derivar a estrutura do disco que deu origem a este sistema, sob algumas considerações, por exemplo, assumindo que os planetas se formaram próximo de suas órbitas atuais. Assume-se também que a composição inicial do sistema solar seja aquela do Sol. Essa estimativa é chamada de massa mínima da nebulosa solar (MMNS) (WEIDENSCHILLING, 1977), (HAYASHI, 1981). Esse modelo descreve certas características da nebulosa solar como a densidade superficial do gás, altura do disco e efeitos de turbulência (devido a viscosidade do disco) e magnéticos. Estima-se que o valor da massa mínima da nebulosa solar inicial estava entre 0,01 - 0,02 $M_{\odot}$. Para fazer essa reconstrução da densidade de gás e sólidos na MMNS é utilizado um modelo aonde o sistema solar é dividido em diversos anéis, cada anel representando a órbita dos planetas do sistema solar. A massa dos anéis é calculada a partir dos elementos pesados conhecidos em cada planeta somada a uma mistura de hidrogênio e hélio que recompõe a composição ao nível solar. A massa é distribuída de maneira uniforme em cada um dos anéis. Ao fazer isso temos que, entre Vênus e Netuno e ignorando a massa do cinturão de asteroides, a densidade superficial (Σ) é proporcional à $r^{-\frac{3}{2}}$. O valor encontrado por [Hayashi, 1981] foi:

$$\Sigma = 1700 \left(\frac{r}{1 \text{ UA}} \right)^{-\frac{3}{2}} \frac{g}{cm^2}, \quad (8)$$

onde r é a distância heliocêntrica.

A densidade superficial pode ser calculada usando:

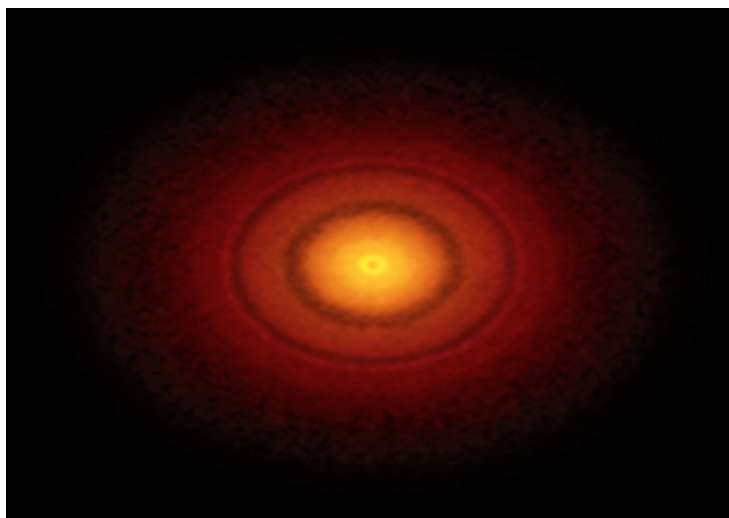
$$\Sigma(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho dz \quad (9)$$

sendo ρ a densidade volumétrica do disco, a partir desta descrição a massa do disco pode ser calculada usando a seguinte equação:

$$M_{Dis} = \int_{R_{Min}}^{R_{Max}} 2\pi r \Sigma dr \quad (10)$$

Como veremos nas seções seguintes, estudar a evolução do disco com relação a massa e densidade nos traz informações fundamentais sobre o crescimento dos planetas e o seu comportamento dentro do disco de acreção.

Figura 17 – Imagem obtida pelo Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA). Nela é possível observar com detalhes um disco de formação planetária em torno de TW Hydrae, uma estrela semelhante ao Sol.



Fonte: Andrews et al., (2016).

A figura 17 mostra a estrutura de um disco protoplanetário em torno de uma estrela jovem observado pelo ALMA. Esses discos são os berçários de planetas. O disco mostra estruturas na forma de anéis que podem estar associadas a presença de planetas no disco (DULLEMOND et al., 2018). Uma das poucas imagens que temos de discos protoplanetários. Apesar de grandes esforços para se observar essas estruturas, alguns problemas como a necessidade de equipamentos com alta resolução angular e o fato de que os discos possuem temperatura relativamente baixa, proporciona dificuldades para captarmos as radiações eletromagnéticas de suas regiões mais internas.

2.1.1 Estrutura Vertical do Disco

Compreender a estrutura vertical do disco é fundamental para definirmos diversos parâmetros do disco. A figura 18 ilustra a estrutura de um disco em um contexto geométrico e didático. z é a altura do disco e r seu comprimento radial. As forças que atuam para manter a estabilidade do disco são

essencialmente duas (dentro da nossa aproximação), a força da gravidade na vertical e o gradiente de pressão. A equação 11 abaixo, garante o equilíbrio hidrostático do disco:

$$\frac{dP}{dz} = -\rho \cdot g_z, \quad (11)$$

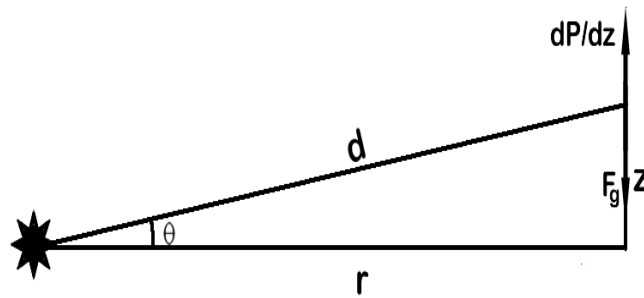
sendo P a pressão do gás, ρ a densidade volumétrica do gás e g_z a aceleração da gravidade em z . Já a equação para o campo gravitacional na direção- z pode ser expressa por:

$$g_z = \frac{GM_\star}{d^2} \sin\theta \quad (12)$$

Dados observacionais (HARTMANN et al., 1998) corroboram com os modelos teóricos que mostram que a massa do disco é muito menor que a massa da estrela ($M_{Dis} \ll M_\star$). Por este motivo podemos ignorar a força gravitacional devido sua própria massa, e usando $\sin(\theta) = z/d$, e $d^2 = r^2 + z^2$, teremos:

$$g_z = \frac{GM_\star}{(r^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \cdot z \quad (13)$$

Figura 18 – Representação geométrica do disco protoplanetário.



Fonte produção própria.

Agora, considerando que comprimento do disco é muito maior que sua altura z ($r \gg z$), e sabendo que a velocidade orbital Kepleriana pode ser escrita como $\Omega = \sqrt{GM_\star/r^3}$, podemos resumir a equação 10 simplesmente escrevendo:

$$g_z \approx \Omega_k^2 z \quad (14)$$

Podemos assumir que o disco é localmente isotérmico devido a sua espessura ser muito pequena quando comparada a sua extensão. Com isso a pressão pode ser expressa como função da velocidade do som (C_s) ao quadrado ($P = \rho C_s^2$). Sabendo que a composição do disco é basicamente gás e poeira, podemos utilizar a equação dos gases ideais $P = \rho R T$ e escrever a velocidade do som como:

$$\sqrt{\frac{P}{\rho}} = C_s \quad (15)$$

sendo R a constante dos gases ideais e T a temperatura do gás. Com isso, a equação 11 pode ser reescrita como:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} = -\frac{\Omega_k^2}{C_s^2} \quad (16)$$

Temos como a solução para esta equação diferencial de primeira ordem:

$$\rho(z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right) \quad (17)$$

onde H é a altura da escala de pressão vertical do disco, que é definido como sendo a razão entre a velocidade do som e a velocidade orbital Kepleriana.

$$H = \frac{C_s}{\Omega_k} \quad (18)$$

escrevendo a velocidade angular como $\omega_m = v_{tgas}/r$, sendo v_{tgas} a velocidade tangencial do gás, podemos fazer a seguinte aproximação:

$$\frac{C_s}{H} = \frac{v_{tgas}}{r} \Rightarrow \frac{C_s}{v_{tgas}} = \frac{H}{r} \quad (19)$$

Ainda usando a equação para os gases ideais é possível verificar que a velocidade do som no disco varia com a temperatura ($C_s^2 = T R$), e a temperatura varia de acordo com a distância até a estrela. Se parametrizarmos a velocidade do som como sendo $C_s \propto r^{-\beta}$ ($-\beta + \frac{1}{2} = \gamma$ [Ver seção 2.4.4]) e usarmos a equação 19, encontraremos a seguinte relação:

$$\frac{H}{r} \propto r^\gamma \quad (20)$$

A altura do disco dada por H/r depende da sua temperatura, porém, utilizaremos um disco localmente isotérmico sem que haja a necessidade de nos preocuparmos com as trocas de calor no disco, efeitos termodinâmicos/adiabáticos do disco.

Na direção radial do disco a força gravitacional da estrela deve estar em equilíbrio com o gradiente de pressão do gás e também com a aceleração centrípeta (a_{cent}), como descrito na equação abaixo:

$$a_{cent} = \frac{G M_\star}{r^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (21)$$

Nosso disco é localmente isotérmico, ou seja, a temperatura é constante em cada região do disco, o perfil de temperatura do disco pode ser expresso pela seguinte equação:

$$T = \left(\frac{H}{r}\right)^2 \frac{G M_\star \mu}{r R} \quad (22)$$

onde μ é a massa molecular média do gás.

2.1.2 Viscosidade

A viscosidade (α) é parte fundamental que compõe a estrutura do disco protoplanetário, uma vez que sua principal função é redistribuir o momento angular no disco (SHAKURA; SUNYAEV, 1973), (LYNDEN-BELL; PRINGLE, 1974). Diversos trabalhos mostraram que apenas a viscosidade intrínseca dos elementos presente no disco (molecular) seriam incapazes de gerar as quantidades de acreção observadas nos discos. As fontes dessas viscosidades no disco não são muito bem entendidas ainda hoje e o tema continua em estudo (RAFIKOV, 2017). Os discos protoplanetários são geralmente modelados utilizando a parametrização da viscosidade de Shakura-Sunyaev, que supõe que a principal fonte de viscosidade no disco sejam turbulências. As características físicas e a origem destas turbulências são parametrizadas em um coeficiente α , e expressa como:

$$\nu = \frac{\alpha c_s^2}{\Omega_k} \quad (23)$$

sendo ν a viscosidade cinemática. o valor de α é estimado entre 10^{-2} e 10^{-6} (MUKHOPADHYAY, 2008), (STONE; BALBUS, 1996), (HARTMANN et al., 1998).

2.1.3 Parâmetro Toomre (Q)

Sob algumas condições, discos protoplanetários podem colapsar devido a sua própria gravidade. O parâmetro Toomre (TOOMRE, 1964) é um critério de estabilidade para discos com rotação diferencial (diferentes partes do disco se movem com velocidades angulares diferentes). A estabilidade local de partes do disco depende da relação entre rotação, gravidade, e a pressão do gás. Um disco pode ser considerado gravitacionalmente instável se $Q < 1$, onde

$$Q = \frac{c_s \Omega_K}{\pi G \Sigma}. \quad (24)$$

Se admitirmos $\Sigma \propto 1/r$, então podemos estimar a massa de um disco gravitacionalmente instável como:

$$\frac{M_{Dis}}{M_\star} \approx 4 \frac{H}{r} \quad (25)$$

Nesse trabalho, os parâmetros iniciais dos nossos discos serão escolhidos de forma que $Q \gtrsim 1$. Nós iremos mostrar mais tarde que nossos discos também perdem massa com o tempo, devido as nossas condições de contorno que permitem a 'saída' de gás na borda interna e externa do nosso domínio computacional (condições de contorno do tipo "bordas abertas").

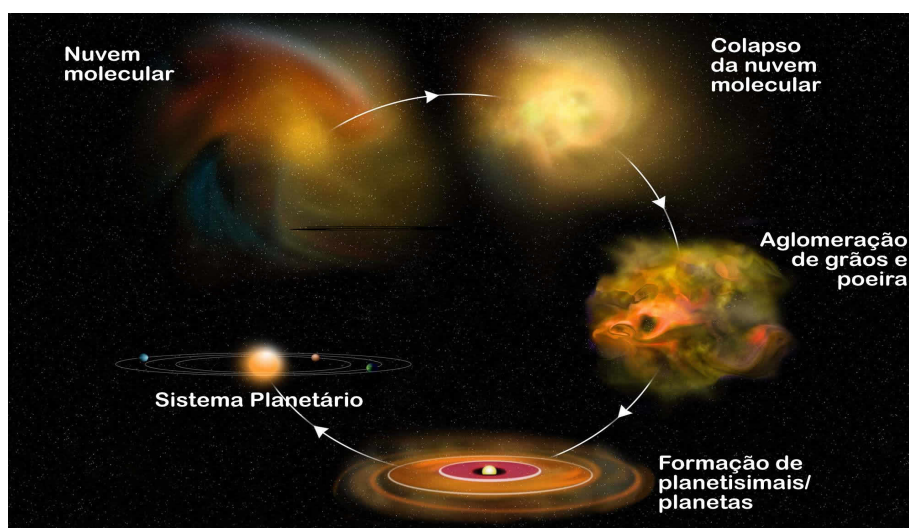
2.2 FORMAÇÃO PLANETÁRIA

2.2.1 Modelo de Acreção de Núcleos

Ainda que a maior parte da massa do disco circunstelar esteja no estado gasoso, cerca de 99%, o restante do material é composto por grãos de poeira com tamanhos que variam de $0,1 \mu m$ a $1 \mu m$. A formação de planetas no modelo de acreção de núcleos geralmente é dividida em três estágios

fundamentais (LISSAUER, 1993). No primeiro estágio os grãos de poeira viajando a velocidades extremamente baixas colidem e aglutinam formando os chamados pebbles, partículas com tamanho entre milímetros e centímetros. Pebbles crescem via instabilidades gravitacionais e colapso, dando origem a planetesimais que possuem tamanho estimado de 10 a 1000 quilômetros. Ao atingirem este tamanho, os planetesimais ficam menos sujeitos aos efeitos do arrasto do disco e crescem devido a acreção mútua e de pebbles espiralando no disco. Se uma massa significativa de planetesimais existe no disco, os maiores planetesimais podem entrar no chamado crescimento descontrolado, isso ocorre devido a acreção de outros planetesimais. Planetesimais maiores tendem a crescer muito mais rápido do que os menores (KOKUBO; IDA, 1996). Esse estágio pode eventualmente evoluir para o regime de crescimento oligárquico, onde alguns embriões se formam no disco e começar a perturbar significativamente a dinâmica de outros planetesimais (IDA; MAKINO, 1993). Uma vez que embriões acretam a maioria (ou toda) a massa em planetesimais nas suas zonas de alimentação, eles evoluem para a fase de crescimento caótico, via impactos gigantes (WEIDENSCHILLING et al., 1997).

Figura 19 – Representação da formação de sistemas planetários.

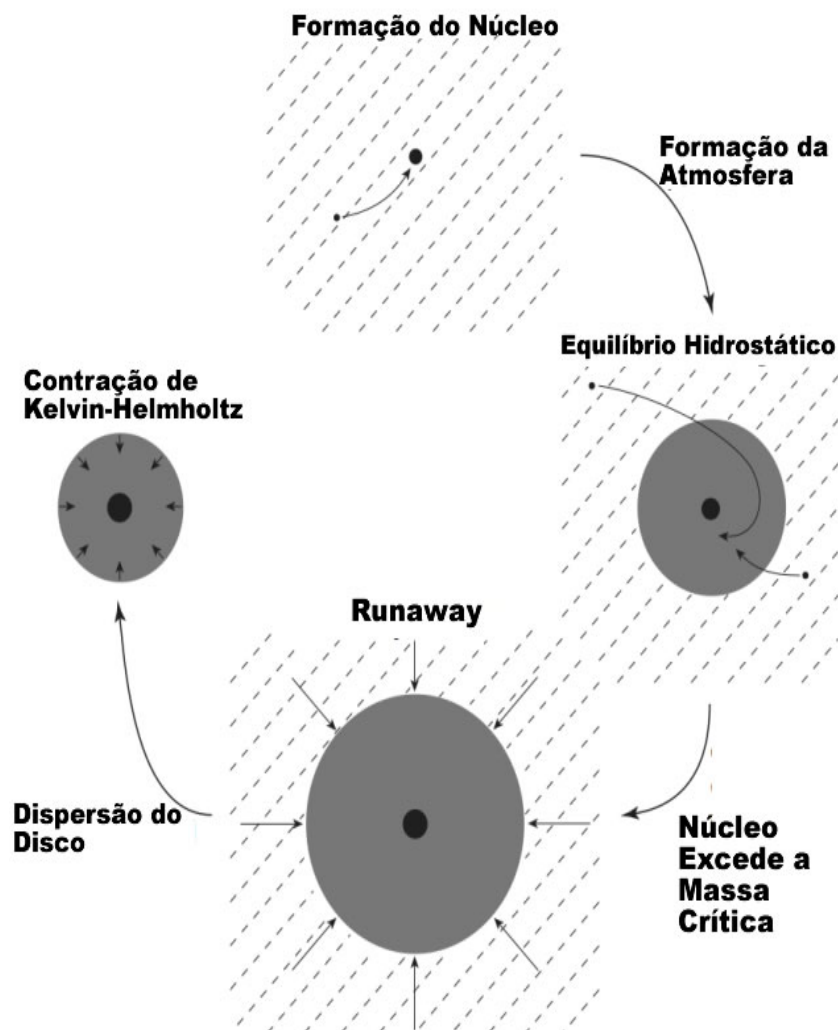


Fonte: Adaptado de Bill Saxton, NRAO/AUI/NSF (2017).

Os processos descritos acima se referem particularmente a formação de planetas terrestres como a Terra e Vênus, por exemplo. Embriões planetários podem continuar crescendo até atingir massa de cerca de $\sim 10 M_T$ (IZIDORO; RAYMOND, 2018). Embriões suficientemente massivos podem ser capazes de atrair gravitacionalmente gás do disco e se tornar planetas gigantes gasosos (POLLACK et al., 1996). A acreção de gás por um planeta gigante pode ser resumida da seguinte forma. Inicialmente, a força da gravidade do embrião planetário (ou núcleo) está em equilíbrio hidrostático com o gradiente de pressão da atmosfera inicialmente adquirida por ele. Parte da energia proveniente da acreção é irradiada. Porém, se a massa da atmosfera atingir eventualmente uma massa equivalente a do núcleo, haverá um aumento na pressão e também na gravidade total do planeta, tornando a atmosfera mais difícil de ser suportada. O equilíbrio hidrostático é encerrado e a atmosfera se contrai, permitindo que mais gás do disco seja acretado pelo planeta, o levando a um regime de crescimento acelerado cuja

massa final irá depender da massa disponível no disco. Este processo é representado na figura 20.

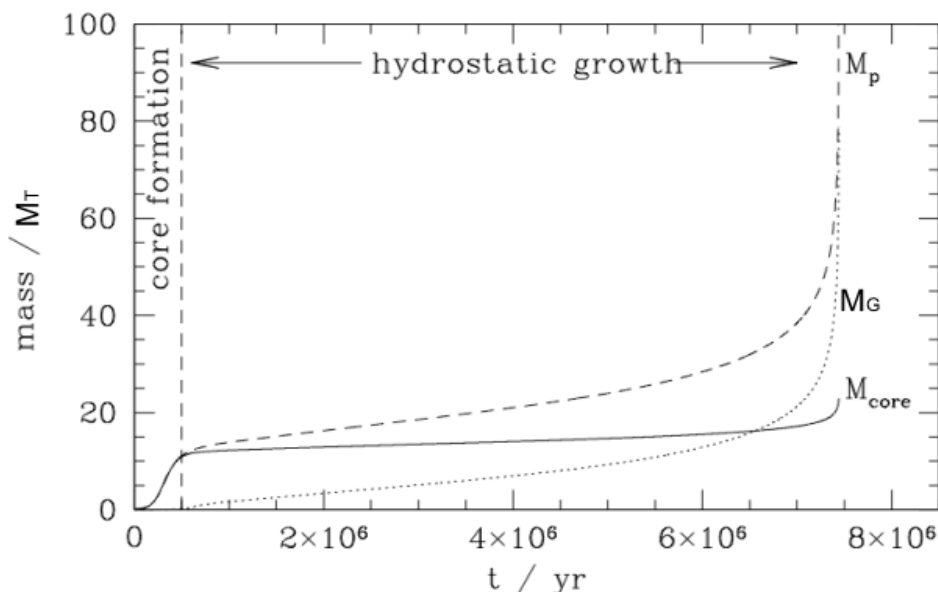
Figura 20 – A imagem resume a formação de planetas gasosos.



Fonte: Armitagem, (2009).

A figura 21 apresenta o crescimento de um planeta gigante gasoso em um período consistente com o tempo de vida estimado de um disco protoplanetário. A formação de um planeta gigante gasoso por acreção de núcleos é possível dentro de poucos milhões de anos se o mesmo estiver dentro de algumas UA e próximos da linha de gelo (IDA; LIN, 2004), (KENNEDY; KENYON, 2008), pois nessa região o disco é frio e a água presente nele pode condensar, o que aumenta a densidade de sólidos que o núcleo pode acretar. A grande dificuldade do modelo de acreção para formar planetas gigantes gasosos é o tempo de vida do disco, que pode não ser o suficiente para permitir seu crescimento. Outro modelo de formação planetária chamado de instabilidade gravitacional, tenta explicar a formação desses gigantes através do colapso gravitacional em regiões de maior densidade no disco.

Figura 21 – A imagem representa a evolução no tempo da massa do núcleo (M_{core}), do gás (M_G), e a soma das duas (MP).



Fonte: Pollack et al., (1996).

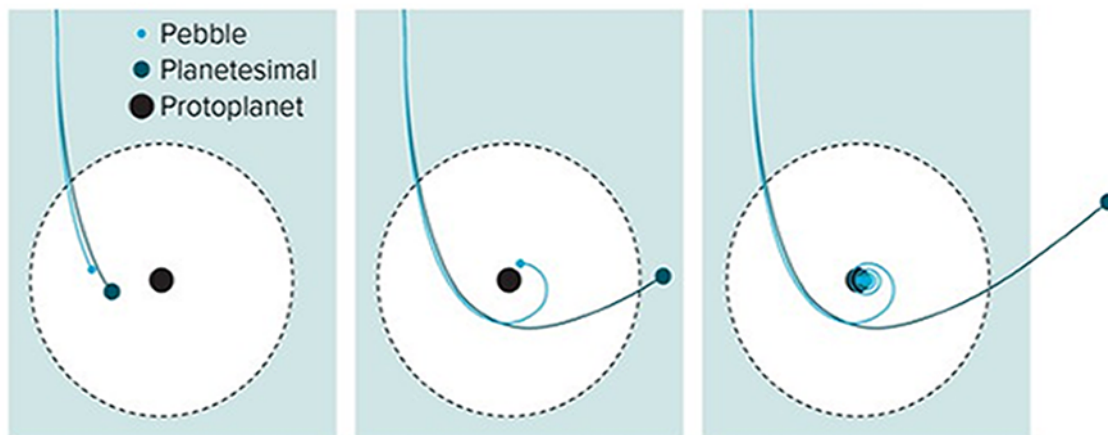
2.2.2 Acreção de Pebbles

Um dos grandes problemas para se formar planetas gigantes gasosos dentro do modelo de acreção de núcleos, é o tempo de vida dos discos protoplanetários. O núcleo com cerca de $10M_T$ precisa crescer rapidamente para acretar o gás presente no disco antes de sua dissipação. O problema é ainda maior para explicar a presença destes gigantes a grandes distâncias da estrela, como é o caso do sistema HR 8799. O longo período orbital torna praticamente inviável o crescimento rápido do núcleo sólido, com isso o planeta se torna incapaz de acretar o gás durante a vida útil do disco (THOMMES et al., 2003). Outro ponto mostrado em (MANDELL et al., 2007), e (IZIDORO et al., 2014) é que os protoplanetas que estão migrando no disco podem espalhar os planetesimais, diminuindo a taxa de acreção e retardando o processo de crescimento.

Pebbles são partículas de poeira com tamanhos que variam entre milímetros a centímetros que estão razoavelmente desacopladas do gás presente no disco. Como já vimos, existe um gradiente de pressão que mantém a estabilidade do disco contra os efeitos da gravidade. Devido ao suporte da pressão, o gás orbita a estrela a uma velocidade sub-kepleriana (HAYASHI, 1981). Pebbles no disco orbitando em velocidade kepleriana sentem arrasto gasoso e espiralam em direção à estrela. Isso cria um fluxo destas pequenas partículas que fomenta o crescimento de embriões planetários no disco. Isso acontece porque pebbles são acretados de forma mais eficiente do que planetesimais, principalmente nas partes externas do disco ($>1\text{UA}$) (LAMBRECHTS et al., 2014). Acreção de pebbles pode formar o núcleo de um planeta gasoso gigante em uma escala de tempo muito inferior do que aquela considerando apenas crescimento via planetesimais [Ver 2.2.4] (LAMBRECHTS et al., 2014). Essa é a grande vantagem da acreção de Pebbles, enquanto no modelo de acreção de núcleos o crescimento do planeta está sujeito a incorporar objetos maiores, que estão mais suscetíveis a desviar sua trajetória, no cenário de acreção de Pebbles as partículas ao entrarem na esfera de Hill [Ver 2.2.4] irão espiralar em direção ao protoplaneta

ao invés de ser dispersada.

Figura 22 – Representação de como um planetesimal pode ser desviado ao invés de ser acretado quando está dentro do raio de Hill, por outro lado pebbles espiralam até serem acretados pelo núcleo.



Fonte: M. Lambrechts E A. Johansen, L. Modica, Knowable (2016).

Os pebbles se acumulam muito rápido, podendo ser até mil vezes mais eficiente que a acreção de planetesimais (LAMBRECHTS; JOHANSEN, 2012). A taxa de acreção diminui gradativamente a medida em que se afasta da estrela, isso possibilita a formação de núcleos planetários em regiões mais afastadas. A formação de planetas menores, internos a linha do gelo, pode ser explicada devido a uma redução no tamanho dos pebbles nesta região devido a perda de água por processos de sublimação, o fluxo então sofre uma drástica redução ocasionando uma menor taxa de acreção (MORBIDELLI et al., 2015).

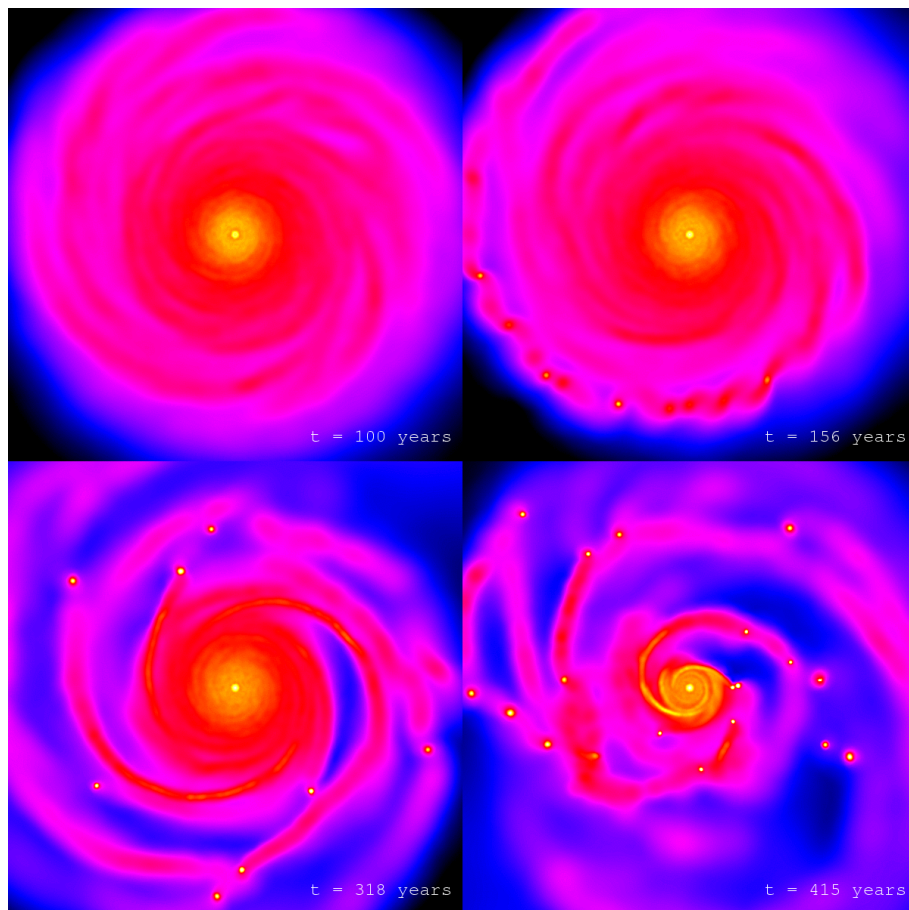
2.2.3 Modelo de Instabilidade Gravitacional

A instabilidade gravitacional utiliza a mesma ideia de formação estelar para explicar a formação de planetas gigantes (BOSS, 1997), onde em certas regiões distantes da estrela e mais densas do disco podem colapsar devido à sua própria gravidade, e em pouco tempo nasce um planeta gigante gasoso. Este modelo não é tão eficiente para explicar a formação de planetas de baixa massa e necessitam de um disco mais massivo para iniciar a formação de planetas. Vale ressaltar que os cenários de acreção do núcleo e instabilidade gravitacional podem, a priori, operar em conjunto.

Quando o disco é massivo e relativamente frio, as regiões onde Q são menor do que 1 podem colapsar devido sua própria gravidade. O colapso pode criar aglomerados de gás (e poeira) que podem se contrair e formar planetas gasosos gigantes massivos. Simulações numéricas sugerem que a formação de um planeta através deste método está condicionado a um rápido resfriamento destes aglomerados, pois caso a temperatura aumente, a pressão interna do gás poderia parar o colapso. Devido a necessidade de um resfriamento rápido é estimado que as colapsos gravitacionais ocorram próximas ou além de 50 UA. Em regiões mais próximas a estrela onde o disco não é mais quente, pode ser difícil formar planetas através desse processo (MATZNER; LEVIN, 2005), (RAFIKOV, 2005).

As simulações realizadas com este modelo geralmente apresentam a formação de planetas com massas maiores do que $2 M_{Jup}$, mas isso pode ser também um efeito da resolução adotada nas simulações.

Figura 23 – Snapshots de uma simulação numérica de um disco gravitacionalmente instável. Os pontos brilhantes são os aglomerados formados por instabilidade gravitacional que poderão originar planetas gigantes.



Fontes: G. Lufkin et al (Universidade de Washington) (2008).

2.2.4 Raio de Hill

O raio de Hill (R_{Hill}) é o raio de uma esfera imaginária (esfera de Hill) que envolve um objeto secundário de menor massa, orbitando um objeto central de maior massa. Dentro do raio Hill, outros corpos massivos orbitam o objeto secundário e não o objeto de maior massa. Um exemplo é a Lua que esta dentro do raio de Hill da Terra.

O raio de Hill pode ser expresso como:

$$R_{Hill} \approx (1 - e) \left(\frac{M_P}{3M_\star} \right)^{\frac{1}{3}} a \quad (26)$$

onde e é a excentricidade da órbita do planeta e a o semi-eixo maior. Para órbitas aproximadamente circulares vale a aproximação:

$$R_{Hill} \approx \left(\frac{M_P}{3M_\star} \right)^{\frac{1}{3}} a_P \quad (27)$$

2.2.5 Ressonância de Movimento Médio

Ressonâncias de modo geral ocorrem em sistemas dinâmicos onde um corpo é perturbado por outro devido a forças gravitacionais. As ressonâncias de movimento médio (MMR) surgem quando a frequência angular do corpo perturbado possui comensurabilidade com a frequência angular do corpo perturbador. As MMR fazem parte das chamadas ressonâncias órbita-órbita por estarem relacionadas aos movimentos orbitais dos objetos.

As MMR são extremamente comuns em nosso sistema solar, por exemplo, vários asteroides no cinturão estão em ressonância de movimento médio com Júpiter. Saturno tem também vários satélites em ressonâncias de movimento médio (entre eles), como por exemplo, Jano e Epimeteu. Muitos sistemas com exoplanetas apresentam configurações em MMR, dados do Kepler apontam que em sistemas onde os planetas possuem menor massa e orbitam mais próximos de sua estrela as MMR são mais comuns (FABRYCKY et al., 2014). Em (LISSAUER et al., 2011b) é mostrado que um terço dos exoplanetas encontrados utilizando o método de detecção da velocidade radial estão próximos a alguma MMR, e a metade encontra-se próximo a uma MMR 2:1. Estimativas das órbitas dos 4 planetas no sistema HR8799 também sugerem que eles estejam em ressonância de movimento médio. Nesse sistema, planetas adjacentes estão provavelmente na ressonância 2:1 (FABRYCKY; MURRAY-CLAY, 2010).

Matematicamente, a relação de comensurabilidade entre dois corpos pode ser expressa por:

$$\frac{\lambda'}{\lambda} \simeq \frac{i}{j} \quad (28)$$

onde λ' e λ são as longitudes médias dos planetas, já i e j são números inteiros.

Porém, somente a comensurabilidade dos períodos não assegura que irá ocorrer a ressonância, para afirmarmos que dois objetos estão em ressonância é necessário que exista libração do ângulo associado à ressonância. A forma geral do ângulo ressonante pode ser expressa por:

$$\varphi = j_1\lambda' + j_2\lambda + j_3\varpi' + j_4\varpi + j_5\Omega' + j_6\Omega \quad (29)$$

sabemos que os coeficientes j_i devem satisfazer o critério de D'Alembert, que afirma que a soma dos coeficientes dos ângulos da longitude, do ângulo φ , devem ser igual a zero, contudo, a soma dos j_i descritos na equação acima devem ser igual a zero. Para o nosso caso, a longitude do nó ascendente Ω é igual a zero pois nosso caso é planar, a equação 29 se resume em:

$$\varphi = j_1\lambda' + j_2\lambda + j_3\varpi' + j_4\varpi \quad (30)$$

Neste trabalho nós iremos focar na ressonância de movimento médio 2:1. Os ângulos ressonantes associados com a ressonância 2:1, no nosso caso planar são (considerando o corpo “''” como o aquele com maior período orbital) :

$$\varphi = 2\lambda' - \lambda + \varpi' \quad (31)$$

$$\varphi = 2\lambda' - \lambda + \varpi. \quad (32)$$

No Capítulo 4 faremos uma análise desses ângulos associados a ressonância de movimento médio 2:1 usando os resultados de nossas simulações com os 4 planetas.

2.3 MIGRAÇÃO PLANETÁRIA

Como já vimos, vários dos sistemas planetários descobertos apresentam órbitas incomuns que desafiam os paradigmas da formação planetária. Os chamados Júpiteres quentes, por exemplo, orbitam suas estrelas em órbitas com período de horas ou dias. A proximidade desses planetas a suas estrelas sugerem que eles se formaram a grandes distâncias e migraram para as partes internas do disco (HELLER, 2019). Um dos principais mecanismos para explicar a migração planetária é a interação gravitacional entre o planeta e o gás presente no disco. O planeta tende a migrar devido a torques gerados pelo disco de gás no qual está inserido (WARD, 1997). Planetas com pouca massa perturbam o disco fracamente e os efeitos de ressonâncias levam a um regime de migração que chamamos de migração tipo I. Se o planeta for mais massivo ele perturba o disco de tal maneira que pode criar uma lacuna (gap) no disco entrando na migração tipo II. Já planetas com massas intermediárias crescendo em um disco massivo podem abrir um gap parcial e migrar no regime de migração do tipo III. Abaixo será discutido detalhadamente cada um dos três regimes de migração. A interação entre o planeta e o disco de gás tende a alterar de maneira mais significativa o semieixo, excentricidade e inclinação orbital de um planeta.

2.3.1 Migração tipo I

Planetas com baixas massas ($\approx M_T$) imersos no disco de gás, geram fracas perturbações no disco ao interagirem gravitacionalmente com o mesmo. O fluxo de momento angular causado por estas interações é praticamente nula em comparação com o transporte de momento angular gerado pela viscosidade, com isso a densidade superficial do disco permanece quase idêntica (WARD, 1997). O torque total sofrido pelo planeta devido a sua interação com o disco será a soma entre os torque causados pelas ressonâncias de Lindblad (LR), devido as diferentes velocidades entre as regiões externa e interna à órbita do planeta, e as ressonâncias de corotação (CR), que ocorrem onde os elementos do disco compartilham o mesmo raio orbital do planeta. Nessas regiões, o gás apresentará uma órbita em formato de ferradura, como pode ser visto na ampliação à direita da figura 24.

O torque total pode ser calculado usando a seguinte equação:

$$\tau_P = \sum_{ILR} \tau_{LR} + \sum_{OLR} \tau_{LR} + \tau_{CR} \quad (33)$$

onde ILR significa Inner Lindblad Resonance, região em que o planeta ganha momento angular e OLR Outer Lindblad Resonance, que são as regiões onde o planeta perde momento angular. As ressonâncias de Lindblad são responsáveis pelas ondas de densidade espiral observadas na Figura 24. O desequilíbrio de forças dentro e fora da órbita do planeta faz com que o planeta ganhe ou perca

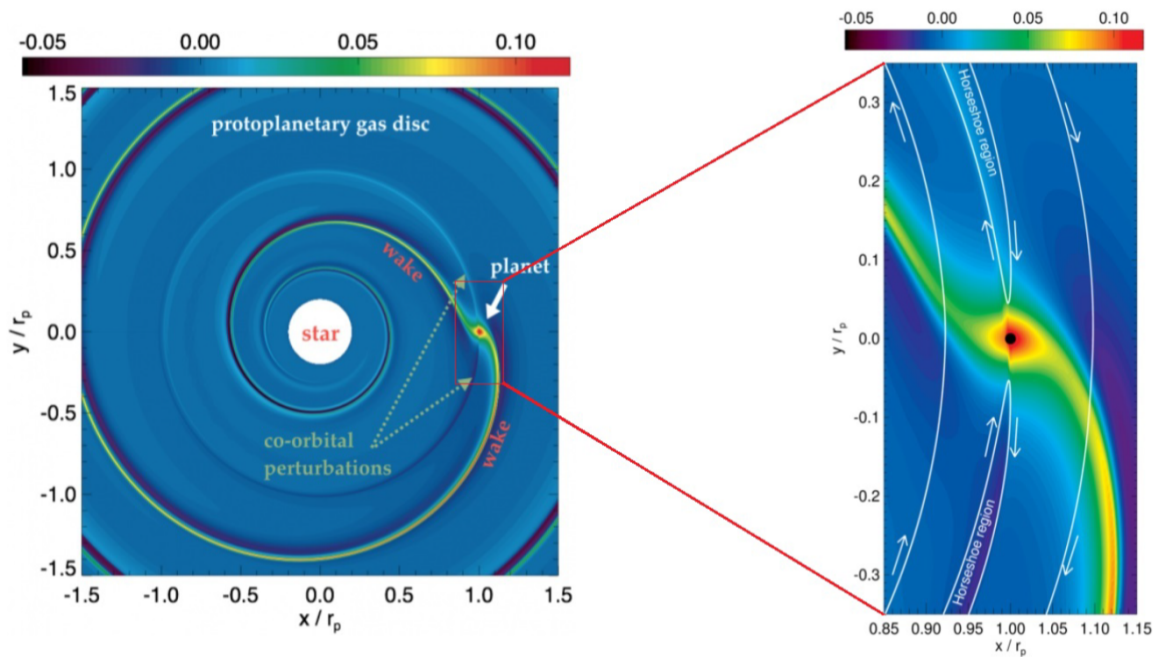
momento angular. Se ele ganhar momento angular ele migrará em direção borda externa do disco e caso ele perca momento angular ele migrará para borda interna. O último termo τ_{CR} é o torque co-orbital devido a ressonâncias de corotação, o qual pode ter papel importante na direção efetiva de migração.

As ressonâncias citadas acima correspondem a regiões onde o planeta troca momento angular com o disco, como é mostrado em (GOLDREICH; TREMAINE, 1979). A frequência de perturbação é descrita como $m[\Omega_r - \Omega_p] = {}^+k$, onde m é um número inteiro, Ω_r é a velocidade orbital do gás, Ω_p é a velocidade orbital do planeta e k é a frequência epicíclica do gás. As localizações das ressonâncias são expressas por:

$$r_{ILR} = r_P \left(\frac{m}{m-1} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad e \quad r_{OLR} = r_P \left(\frac{m}{m+1} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad (34)$$

Ao tomarmos o limite onde $m \Rightarrow \infty$ é possível perceber que as localizações convergem para a posição do planeta. As ressonâncias de corotação ocorrem para $\varpi = 0$, ou seja, quando $\Omega_p = \Omega_r$.

Figura 24 – Na figura é possível ver a perturbação que um planeta com $5 M_T$ gera no disco de gás e a onda de densidade espiral devido as ressonâncias de Lindblad que se propaga por toda extensão do disco. A direita é feita uma ampliação da região onde se encontra o planeta para se observar as perturbações devido as ressonâncias de corotação, que criam uma região orbital em formato de ferradura.



Fonte: Wallsby, (2017), original em Barutea et al., (2014).

Para uma simples comparação com o tempo de vida do disco, podemos fazer uma aproximação do tempo de migração de um planeta com a massa da Terra. Se consideramos somente o torque de Lindblad, o planeta levará cerca de 300 mil anos para migrar 1 UA em um modelo de disco equivalente ao modelo da massa mínima da nebulosa solar (TANAKA et al., 2002).

Considerar o disco isotérmico pode afetar significativamente a taxa de migração (BENÍTEZ-LLAMBAY et al., 2015), pois a temperatura altera as características físicas do gás, que por sua vez altera a estrutura do disco.

2.3.2 Migração tipo II

Para planetas com massas maiores, como Júpiter, por exemplo, sua força gravitacional perturba mais significativamente o disco de gás e cria um “gap”, uma lacuna, devido a troca de momento angular entre o planeta e o disco. Esse processo tende a afastar o gás da vizinhança da órbita do planeta, criando uma região onde a densidade superficial do gás é mais baixa. A direção e a velocidade de migração orbital dependem da evolução do disco de gás, principalmente dos processos internos de transporte de momento angular. Nas regiões do disco em que o gás flui para a borda interna, ele “carrega” o planeta para a borda interna, o mesmo ocorre caso o gás flua para a borda externa. O fluxo viscoso é responsável por reabastecer a região onde o planeta abriu o gap, essa relação dita o tamanho do gap no disco (BRYDEN; LIN, 1999).

O gap será aberto caso atenda o seguinte critério (CRIDA et al., 2006):

$$O_{GAP} = \frac{3}{4} \frac{H}{R_{Hill}} + \frac{50\nu}{q\Omega_K a_p^2} \leq 1 \quad (35)$$

onde q é a razão $M_p/M_\star$.

Uma outra condição para a abertura do gap está relacionado com a eficiência dos torques envolvidos em manter a região do gap sem gás. Uma vez que o fluxo viscoso tende a alimentar estas regiões e consequentemente ir fechando o gap (GOLDREICH; TREMAINE, 1980), (LIN; PAPALOIZOU, 1980), porém, o gap não será fechado, haverá apenas uma mudança na largura do gap. O tempo aproximado para o fluxo viscoso ir “fechando” o gap é expresso por (TAKEUCHI et al., 1996):

$$t_{Close} \sim \frac{(\Delta r)^2}{\nu} \quad (36)$$

sendo Δr a largura do gap, já o tempo aproximado para a abertura do gap pode ser expresso por:

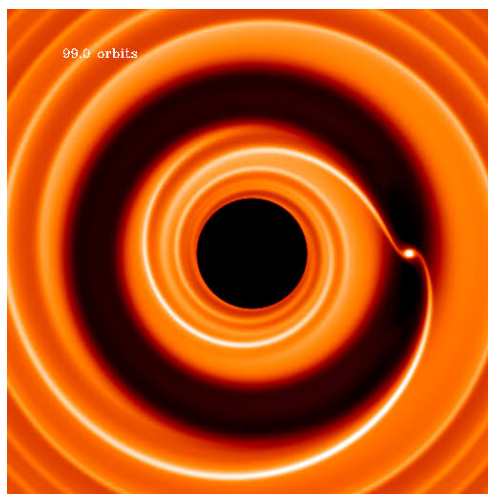
$$t_{Open} \sim \frac{1}{m^2 q^2 \Omega_p} \left(\frac{\Delta r}{a_p} \right)^2 \quad (37)$$

onde m é está relacionado a torques de maré, onde $m = a_p \Omega_p / C_S$.

Um dos casos mais explorados na literatura, como por exemplo (IDA; LIN, 2004), é o caso onde o planeta fica “preso” no gap. Essa situação pode acontecer quando a densidade superficial da região dentro do gap é extremamente baixa, o planeta então divide o disco como é possível ver na figura 25. Nesta situação sua migração é dividido ao fluxo viscoso, uma consequência disso é que migração do tipo II é geralmente muito mais lenta que a do tipo I. Quando o planeta dentro do gap se aproxima da borda

interna há um aumento no toque que disco exerce sobre ele, com isso o disco “empurra” o planeta no sentido da borda externa, que por sua vez faz o mesmo, isso mantém o planeta enclausurado no gap.

Figura 25 – Na migração tipo II o gap divide o disco de gás. A figura foi obtida utilizando o código FARGO.



Fonte: Frédéric Masset (2003)

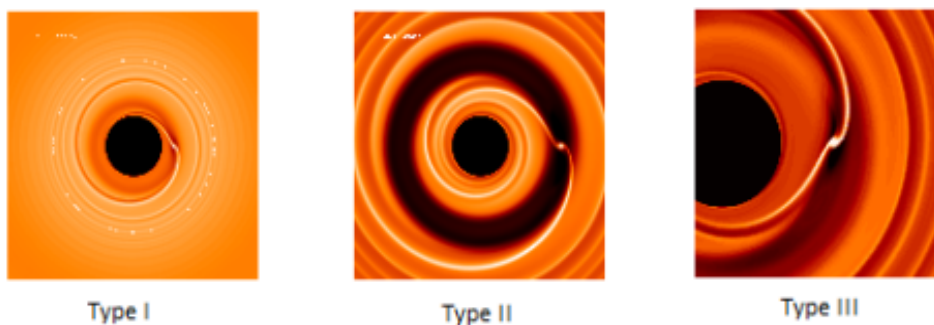
Simulações numérica (KLEY; NELSON, 2012), (NELSON et al., 2000) mostram que um planeta pode migrar cerca de 5 UA em cerca de 100 mil anos.

2.3.3 Migração tipo III

Às vezes chamado de migração descontrolada, a migração do tipo III (MASSET; PAPALOI-ZOU, 2003) é parecida com a migração do tipo I, a diferença está na interação do planeta com o disco. Na migração do tipo I a interação está associada a distúrbios das ondas em espiral, já na migração do tipo III a interação está associada aos fluxos corrotacionais no disco. O movimento do planeta desloca o gás em sua região co-orbital, isto cria uma assimetria de densidade entre o gás na parte interna do disco e a parte externa, o planeta então abre um gap parcial.

A migração do tipo III também é mais estudada para planetas com massas intermediárias, por exemplo Saturno, e discos mais massivos (LIN; PAPALOIZOU, 2010).

Figura 26 – Comparação entre os três tipos de migração. A imagem mostra como a cada tipo de migração perturba o disco de gás.

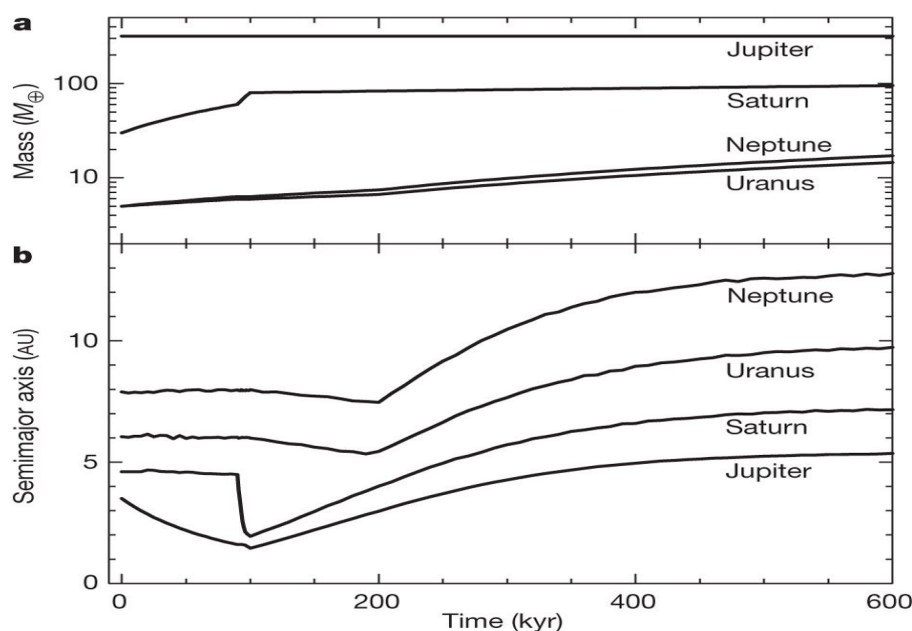


Fonte: Frédéric Masset (2003).

2.3.4 Migração no Sistema Solar: A hipótese Grand Tack

A hipótese do Grand-Tack (WALSH et al., 2011) sugere que Júpiter e Saturno não se formaram em suas órbitas atuais, e sim mais próximas do sol. Júpiter teria se formado a 3.5 UA e migrado em direção ao Sol enquanto Saturno ainda estava se formando. Quando Saturno atinge massa próxima a que possui atualmente ele começa a migrar para dentro (parte interna do sistema solar) mais rápido que Júpiter, na migração do tipo-III. Quando Júpiter estava a cerca de 1.5 UA do Sol, Saturno o captura em uma ressonância 3:2 e ambos revertem o sentido de migração, estacionando próximo as órbitas nas quais se encontram hoje, devido a dissipação do disco de gás. Nesse modelo, os gigantes de gelo (Urano e Netuno) acompanham a migração dos planetas gigantes, numa espécie de pastoreio.

Figura 27 – Migração dos quatro planetas gigantes do sistema solar, na figura b é possível notar como Saturno se forma posteriormente e migra rapidamente até capturar Júpiter em ressonância e então migrarem para a borda externa.



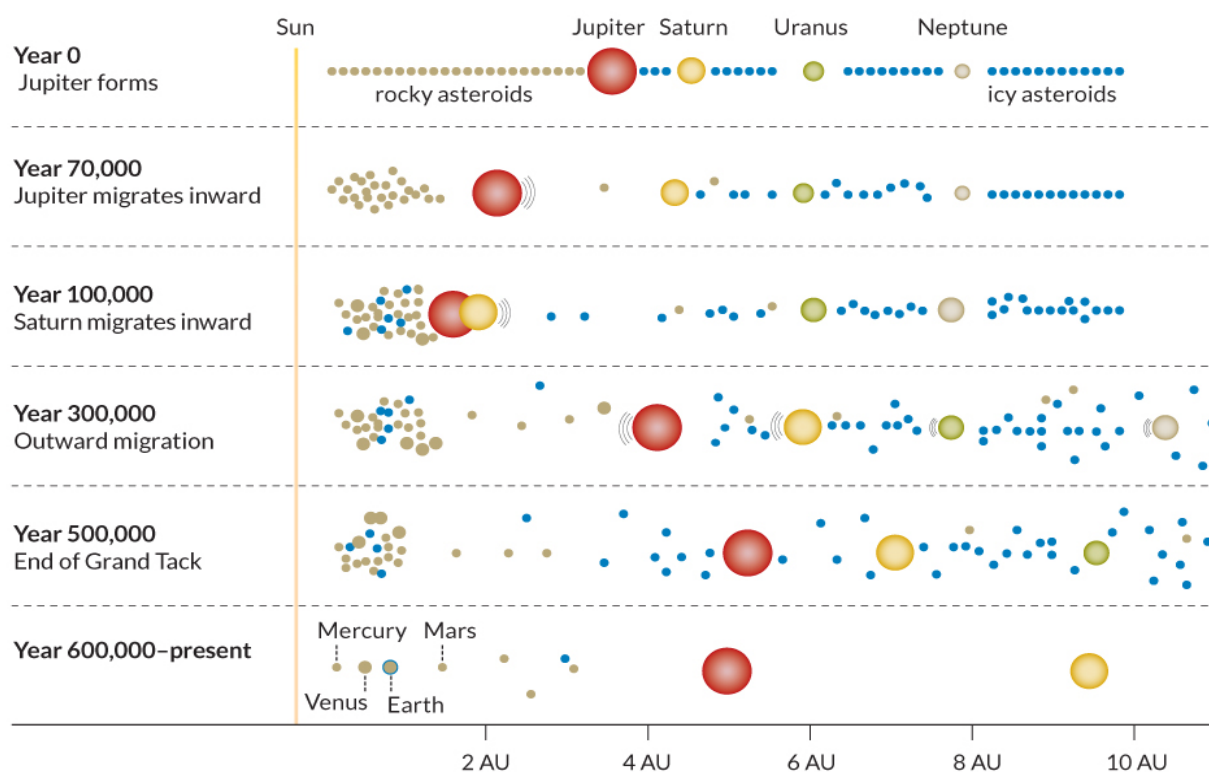
Fonte: Walsh et al., (2011).

Diversos fenômenos observados no sistema solar corroboram com a hipótese do Grand Tack, como por exemplo, a baixa massa de Marte e a ausência de super-terras no nosso sistema solar. O problema na formação de Marte (RAYMOND et al., 2009) é a divergência entre diversas simulações numéricas para a formação dos planetas terrestres no sistema solar, elas acabam por formar planetas com a metade ou até uma massa da Terra, o que difere da massa real de Marte que é de $0,107 M_T$. As simulações realizadas com o modelo do Grand Tack mostram que quando Júpiter está migrando para a borda interna do sistema solar, ele lança planetesimais para dentro de 1 UA criando uma região com grande quantidade de material que possibilita a formação dos planetas rochosos maiores, como a Terra e Vênus, enquanto a região onde se formaria Marte fica com menos material. Essa falta de material, possibilita a formação de Marte com sua baixa massa.

Reverter a migração de planetas em um disco de gás requer condições especiais. A reversão parece ocorrer quando o planeta mais interno possui massa superior a do mais externo. Por exemplo, um fator

de 2-3 vezes mais massivo que o último (MASSET; SNELLGROVE, 2001). Essa combinação de massa é importante porque o gap criado pelo planeta mais externo tende a ser parcial, isso permite que o gás da parte externa do disco flua para a parte interna. Como consequência da conservação de momento angular, se a quantidade de gás fluindo para a parte interna for suficientemente alta, o planeta mais interno tende a ser “empurrado” para fora, possibilitando a reversão da migração.

Figura 28 – Representação da evolução do sistema solar seguindo o modelo grand tack.



Fonte: Walsh et al., (2011).

Inspirados pela evolução dos planetas gigantes sugerida no modelo Grand-Tack, nós fizemos as seguintes perguntas: Seria possível obter migração do 'tipo' Grand Tack para um sistema de 4 planetas gigantes? Poderia ser essa a razão dos planetas do sistemas HR8799 estarem tão distantes da estrela? Para responder essa questão nós consideraremos, em alguns casos, parâmetros de massa dos planetas que poderiam favorecer reversão de migração observado no Grand Tack (MASSET; SNELLGROVE, 2001). Como discutido anteriormente, (MASSET; SNELLGROVE, 2001) mostram que o processo de reversão de migração, no caso com 2 planetas, pode ocorrer quando o planeta mais externo tem massa menor do que a do mais interno, geralmente um fator de 2 ou 3. Considerando as incertezas nas massas dos planetas do sistema HR8799, nós testamos, por exemplo, casos onde os dois planetas mais internos e externos, tem respectivamente, massas de 7 e 3 massas de Júpiter. Esse caso corresponde a um sistema com 2 pares de planetas com razões de massa similares aquela de Júpiter e Saturno, que poderiam exibir migração do tipo Grand Tack. Realizamos simulações considerando um cenário onde o planeta mais interno tem massa igual a 10 massas de Júpiter e os três mais externos têm massas de 3 vezes a massa de Júpiter, o que pode favorecer a formação de um gap parcial comum para os três planetas mais externos. Nós realizamos também, simulações considerando

a massa dos planetas conforme estimativas de modelos dinâmicos (PETIT DIT DE LA ROCHE et al., 2020). No total, testamos 9 configurações de massa diferentes. Lembrando que o intuito do nosso projeto é verificar se um mecanismo parecido com o do Grand Tack podem possibilitar os planetas do sistema HR 8799 passar por processos de migração que os levem até suas órbitas observadas.

2.4 O CÓDIGO HIDRODINÂMICO FARGO3D

O FARGO3D é um código desenvolvido com ênfase em simulações hidrodinâmica e magneto-hidrodinâmica no contexto de disco protoplanetários. Esse código é sucessor do código FARGO (Fast Advection in Rotating Gaseous Objects; (MASSET, 2000), porém, acrescenta novos conceitos como a capacidade multi-fluida, que permite definir uma equação de estado para cada fluido, e considerar que fluidos sem pressão, como poeira no disco. Outras características como modelagem tri-dimensional e a possibilidade de uso de sistemas de referências cilíndricos e esféricos tornam o código mais versátil que seu antecessor. Existe ainda outras versões do FARGO. A usada em (ATAIEE et al., 2014) permite o uso de autogravidade, por exemplo. O desenvolvimento do código FARGO é focado nos processos de interação entre planetas com o disco de gás, e ele é fruto de modificações de um algoritmo de fenômenos de transporte.

O código resolve as equações de Navier-Stokes e de continuidade em uma malha euleriana para o disco de gás. A viscosidade é parametrizada por α . O disco é sujeito a gravidade de um objeto localizado no centro da malha. O código também calcula a evolução do disco devido a interação com planetas no disco. Como utilizaremos um disco localmente isotérmico, a equação de estado $P = C_s^2 \rho$, englobará a Pressão, a Temperatura e a densidade superficial do disco. As grandezas escalares são definidas centradas nas células da malha, enquanto as vetoriais são definidas entre as células da malha, de maneira semelhante ao feito em (HARLOW; WELCH, 1965).

2.4.1 Equações Resolvidas pelo FARGO3D

Nesta seção apresentaremos as principais equações resolvidas pelo código. O FARGO3D utiliza três equações básicas que regem os princípios da conservação da massa, do momento e da energia. A conservação da energia não precisa ser resolvida para o nosso caso pois, como estamos com um disco isothermal, a temperatura é descrita através da equação (11) para o equilíbrio hidrostático.

- A equação que compreende a conservação da massa, também chamada de equação da continuidade, é dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (38)$$

como estamos trabalhando em um disco 2D, basta integrarmos esta equação para obtermos a equação da continuidade em função da densidade superficial.

$$\int \frac{\partial \rho}{\partial t} dz + \int \nabla \cdot (\rho \vec{v}) dz \Rightarrow \boxed{\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\Sigma \vec{v}) = 0} \quad (39)$$

- A conservação do momento é expressa por:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) = -\nabla P + \rho \vec{f} \quad (40)$$

onde $\vec{f}$ é inserido para englobar forças que tendem a alterar o momento do gás no disco. Mas, a equação descrita acima é utilizada para gases ideais, em nosso trabalho nós utilizamos a viscosidade parametrizada por α (ver seção [2.1.2]), aplicando as devidas mudanças, teremos:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) = -\nabla P + \rho \nabla \cdot \Phi + \nabla T_{Visc}^{\rightarrow} \quad (41)$$

onde Φ e $T_{Visc}^{\rightarrow}$ são o potencial e o tensor de viscosidade, que serão detalhados abaixo. Esta equação também é conhecida como equação de Navier-Stokes.

- A forma explícita da equação de Navier-Stokes para as velocidades radiais e azimutais, respectivamente (v_r , e v_θ), são dadas abaixo utilizando coordenadas cilíndricas e desprezando os termos relativos a altura do disco, uma vez que nosso disco é bidimensional;

Para v_r , temos:

$$\rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} - \frac{\omega_\phi^2}{r} \right) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \rho g_r + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \phi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \phi} \right] \quad (42)$$

Para v_θ , temos:

$$\rho \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \phi} + \frac{v_r v_\theta}{r} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \phi} + \rho g_\phi + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\theta) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \phi^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} \right] \quad (43)$$

- A já citada equação de estado, considerando o disco localmente isotérmico:

$$P = C_s^2 \rho \quad (44)$$

- O Potencial Gravitacional:

$$\begin{aligned} \Phi(r, \phi) = & -\frac{GM_\star}{r} - \frac{GM_p}{(r^2 + r_p^2 - 2rr_p \cos(\phi) + \epsilon^2)^{\frac{1}{2}}} + \frac{GM_p}{r_p^2} r \cos(\phi) + \\ & + r \int_{disco} \frac{G \Sigma(r', \phi')}{r'^2} \cos(\phi - \phi') r' dr' d\phi' \end{aligned} \quad (45)$$

sendo ϵ o fator de suavização do potencial para o planeta (ver[2.4.4]).

- Tensor de Viscosidade, uma descrição detalhada e as componentes de acordo com cada sistema de coordenada pode ser visto em BENÍTEZ-LLAMBAY; MASSET (2016).

$$\vec{T}_{Visc} = \rho\nu \left[\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^T - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \vec{v})\vec{I} \right] \quad (46)$$

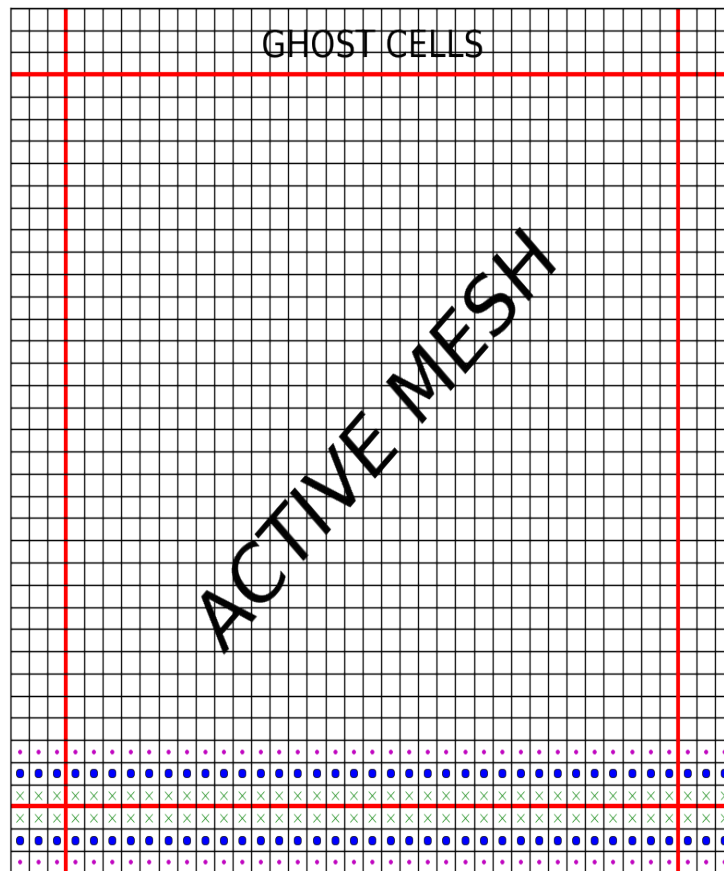
onde $\vec{v}$ é a viscosidade cinemática do fluido, $\vec{I}$ é um vetor unitário.

Um maior detalhamento das equações descritas pode ser visto em (DE VAL-BORRO et al., 2006), (MÜLLER et al., 2012).

2.4.2 Condições de Contorno

O FARGO3D realiza os cálculos dentro do domínio computacional, porém nos limites da malha ele precisa de informações de regiões que pra ele é “vazia”, isto poderia gerar efeitos inexistentes em sistemas físicos reais. Para contornar este problema o código utiliza o conceito de células fantasmas, que são preenchidas com as informações das ultimas células dentro do domínio computacional. O FARGO3D utiliza como padrão 3 células, como é visto na figura 29.

Figura 29 – A terceira célula fantasma é preenchida com a primeira célula ativa, o mesmo vale para as outra duas.

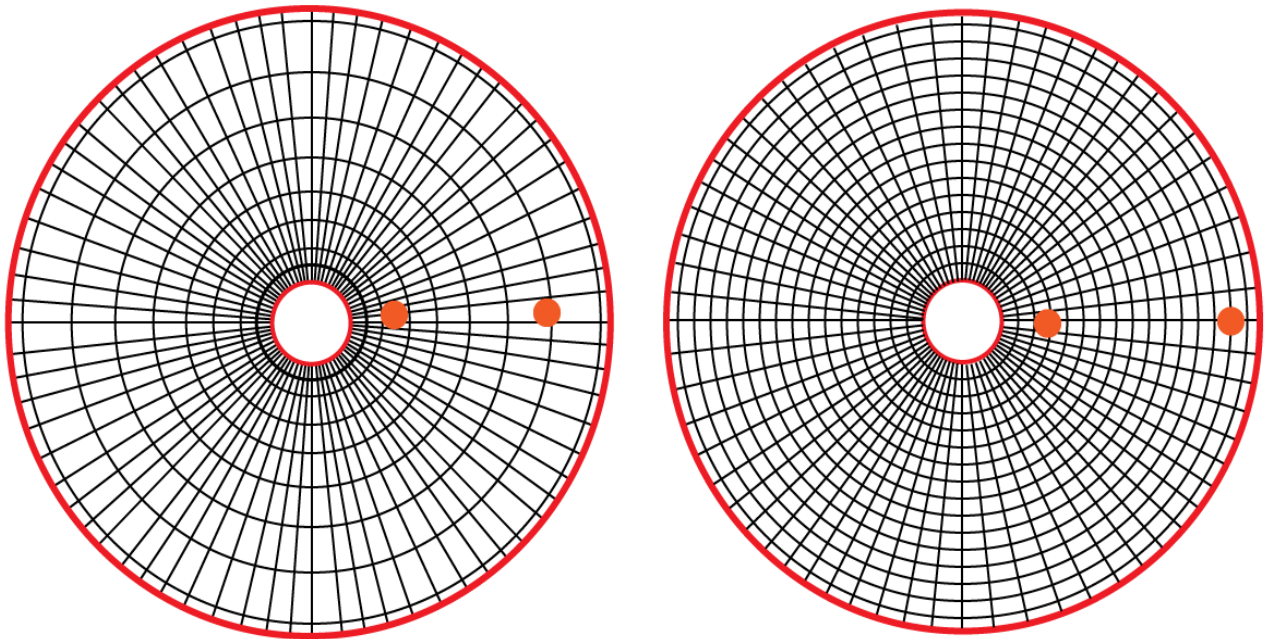


Fonte: FARGO3D, figura obtida em: <https://fargo3d.bitbucket.io/boundaries.html?highlight=ghost>

As condições de contorno são aplicadas dentro do código logo após a inicialização de um determinado SETUP, sempre antes do primeiro OUTPUT e em seguida, duas vezes por passo de integração. Todas as variáveis primitivas e as forças eletromotrizes (se consideradas) estão sujeitas as condições de contorno. As condições de contorno são aplicadas nas bordas internas e externas do disco devido ao fato de que nos extremos do domínio computacional não é possível calcular as derivadas relativa a velocidade do gás no disco, as condições de contorno permitem extrapolar o valor da malha para além do domínio computacional. Em nosso caso utilizamos as condições de contorno como sendo do tipo “borda aberta”, isso permite que o material do disco “escape” para além do domínio computacional, o que simula acreção na estrela e evolução viscosa do disco.

Neste trabalho optamos por utilizar o espaçamento entre as células no modo logarítmico devido a grande extensão do nosso disco (~ 180 UA). Isso permite que tenhamos um grande número de células na região interna do disco e um reduzido número de células na região externa do disco. Isso garante que tenhamos pelo menos 10 células dentro do raio de Hill de um planeta com massa de 3 massa de Júpiter a qualquer distância do disco (veja Seção 3.1).

Figura 30 – Representação da malha do disco. A figura da esquerda representa um disco com células com tamanhos que crescem logaritmicamente na direção radial. A figura da direita representa um disco onde o espaçamento das células é linear na direção radial.



Fonte: Produção própria.

2.4.3 Unidades

Uma das novas ferramentas incluídas no FARGO3D é a possibilidade de se trabalhar com outros sistemas de unidades. Na versão anterior só era possível utilizar unidades normalizadas onde, por exemplo, G e a $M_\star$ tem valor igual a 1. Trabalhar em um sistema de unidades adimensional pode ser perigoso e pouco intuitivo, apesar da vantagem numérica. Utilizar diferentes sistemas de unidades

possibilita fazer uma comparação entre os resultados que código apresenta, e com isso determinar se são idênticos. Um outro ponto é que ao se atualizar o código adicionando sistemas físicos mais complexos, exige que novas equações mais complexas sejam resolvidas e com elas podem aparecer constantes cujo os valores são bem definidos, normalizar estas constantes pode não ser uma tarefa simples.

Por conveniência, optamos em utilizar o código com uma função que possibilita incluir os valores de entrada em um sistema sem escalas e o código redimensiona os valores após sua compilação. Utilizando esse sistema sem escala, um período orbital é igual a 2π , uma unidade de distância é 5,2 (distância de Júpiter em UA), e a massa dos planetas são dadas em termos da $M_\star$.

2.4.4 Parâmetros de Entrada

Nesta seção, detalharemos as principais características dos valores de entrada para os SETUPS utilizados no FARGO3D, realizando basicamente uma transcrição das informações contidas no manual do código. Apresentaremos cada item de acordo com a posição dentro de cada arquivo. Começando pelo principal arquivo de entrada, *setup.par*, que define as principais características do disco.

Aspectratio (h): define a espessura do disco, em $r = R_0$, onde R_0 é o comprimento do disco, temos a seguinte relação:

$$h = \frac{H}{R_0}$$

Como vimos na seção sobre o disco, este parâmetro esta fisicamente relacionado a velocidade do som: $\frac{H}{r} = \frac{C_s}{\Omega_{Kr}}$, este parâmetro é uma maneira de inicializar a velocidade do som no disco.

Sigma 0 (Σ_0): define um valor numérico para a densidade superficial no disco em $r = R_0$

Sigma Slope (ζ): utiliza uma lei de potência para expressar o perfil de densidade do disco, é dado por:

$$\Sigma_r = \Sigma_0 \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-\zeta}$$

FlaringIndex (γ): atribui um valor para a curvatura do disco, quando nulo a espessura do disco é constante (a altura do disco é escalada linearmente com r), a dependência da espessura do disco com γ é dado pela seguinte expressão:

$$h = \frac{H}{r} = h_0 \left(\frac{r}{R_0} \right)^\gamma$$

Alpha (α): ativa o módulo de viscosidade com uma viscosidade alfa constante.

PlanetConfig: o nome do arquivo com as características dos planetas.

ThicknessSmoothing (ϵ): define o parâmetro de suavização do potencial para todos os planetas. O uso deste parâmetro é mutuamente exclusivo com o *RocheSmoothing*. O comprimento de suavização s do potencial é dado por:

$$s = h \left(\frac{r}{R_0} \right)^\gamma \times r \times \epsilon$$

Assim, o potencial do planeta de massa M_p numa distância r_p será descrito pela função potencial:

$$\varphi = - \frac{GM_p}{\sqrt{r^2 + s^2}}$$

RocheSmoothing (ϵ): define o parâmetro de suavização do potencial para todos os planetas, porém o cálculo é feito usando o raio de Hill do planeta.

$$s = \epsilon \times r \times \left(\frac{M_p}{3M_\star} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Eccentricity: define o valor inicial para a excentricidade dos planetas.

ExcludeHill: quando ativado, um “corte” é introduzido quando a força é calculada próxima ao planeta, o corte é calculado da seguinte maneira:

$$h_c = 0 \quad \text{se} \quad \frac{r}{r_{Hill}} < 0,5$$

$$h_c = 1 \quad \text{se} \quad \frac{r}{r_{Hill}} > 1,0$$

$$h_c = \sin^2 \left[\pi \left(\frac{r}{r_{Hill}} - \frac{1}{2} \right) \right] \text{ para outros valores}$$

O “corte” é feito antes do cálculo do torque: $F_{Cutoff} = F \times h_c$

IndirectTerm: seleciona se o cálculo do potencial irá envolver termos indiretos que surgem devido a aceleração primária devido a gravidade dos planetas e possivelmente do próprio disco. Estes termos indiretos surgem devido a escolha da origem do sistema de coordenadas. No FARGO3D o sistema de coordenadas está na estrela, portanto, este termo deve sempre estar denotado como YES.

Spacing: define se o espaço na malha sera linear ou logarítmico.

Frame: Seleciona o referencial, que pode ser fixo(F), onde o referencial gira com velocidade constante que é definida pela variável OmegaFrame, corrotação (C), o referencial gira com o planeta 0, e guiding center (G), onde o referencial gira com o guiding center do planeta 0.

OmegaFrame (Ω_f): define um valor para a velocidade angular do referencial. Só é usado quando Frame=F.

Outras características do disco são definidas dentro do arquivo *setup.par*, como a extensão do disco, a resolução a ser utilizada, ou seja, a quantidade de células, além do passo e tempo de integração.

O arquivo *planet.cfg* é responsável por carregar as informações a cerca dos planetas utilizados em um SETUP. Nele é possível definir a distância do planeta até a estrela, a massa do planeta e o

comportamento dele dentro do disco, se eles irão interagir com o disco e com planetas adicionais.

Existe uma infinidade de outras características que podem ser definidas para um SETUP, a ideia aqui foi dar uma visão geral das principais características do código, os métodos utilizados pelo FARGO3D para a resolução das equações estão fora do escopo desta dissertação.

2.4.5 Parâmetros de Saída

O FARGO3D devolve como resultado das simulações diversos arquivos, abaixo serão descritos os mais importantes. O índice $[i]$ representa a existência de mais de um arquivo para o parâmetro apresentado.

- *mass.dat*, nos dá a evolução da massa do disco,
- *bigplanet[i].dat*, nele estão contidas as informações sobre o planeta, como suas coordenadas x , y , z (para o caso em 3D), as velocidades (v_r , e v_θ), e a massa do planeta.
- *gasdens[i].dat*, *gasenergy[i].dat*, *gasvx[i].dat*, *gasvy[i].dat*, representam respectivamente, a densidade do gás, a energia, e as velocidades v_{Rad} e v_θ do disco de gás.
- *orbit[i].dat*, ele retorna as informações das órbitas dos planetas, a excentricidade, semi-eixo maior, as anomalias média e verdadeira, a inclinação, e outros.
- *summary[i]*, este arquivo apresenta diversas características do SETUP, a versão do código, o tamanho e a geometria da malha, o tempo de integração, as unidades que o código foi compilado, número de processadores, informação sobre os planetas, entre outros.
- *twk[i]*, nele contém as informações sobre os torques e trabalhos envolvidos em relação a posição do planeta, ele apresenta os torques exercidos pelo disco no planeta tanto pela parte interna quanto pela parte externa do disco, a força exercida pelo disco no planeta também pela parte externa e interna, e algumas outras informações.

3 MÉTODOS E PARÂMETROS DAS SIMULAÇÕES

Neste capítulo, nós detalhamos as configurações dos discos protoplanetários que utilizamos em nossas simulações, as condições de contorno que aderimos no FARGO3D e a resolução utilizada. Em todas as simulações conduzidas nesta dissertação nós assumimos, por simplicidade, um disco localmente isotérmico onde a temperatura varia apenas radialmente. Nosso modelo de disco é também bidimensional. Seria inviável conduzir este estudo considerando simulações hidrodinâmicas tridimensionais devido ao alto custo computacionais de tais simulações e o grande número de simulações que realizaremos aqui. A dinâmica dos planetas também é modelada através de tratamento bidimensional. Primeiramente, nós apresentaremos os parâmetros do disco e realizaremos simulações sem considerar a presença de um planeta a fim de ilustrar como o disco evolui devido as condições de contorno adotadas. Nós também apresentaremos uma seção mostrando a convergência numérica das nossas simulações.

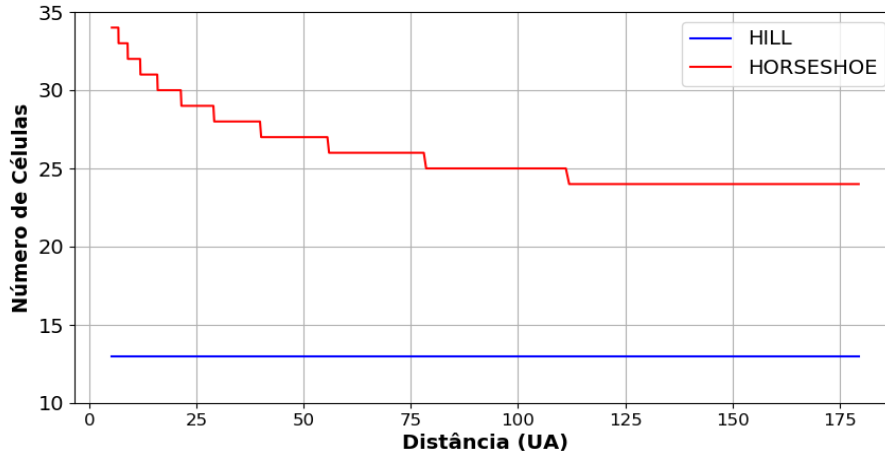
3.1 PARÂMETROS DO DISCO

Nossos discos têm $N_x = 896$ células na região azimutal e $N_y = 512$ células na região radial. O número de células foi definido a partir do raio de Hill para um planeta com $3M_{Jup}$, de modo que, utilizando uma escala logarítmica, o número de células fosse de pelo menos 10 células dentro do raio de Hill do planeta, a qualquer distância da estrela. Essa resolução é maior do que a considerada na literatura a qual considera geralmente pelo menos 4 células radiais dentro do raio de Hill do planeta (LEGA et al., 2014). O número de células azimutais foi escolhido de tal forma que as células no centro do disco sejam aproximadamente quadradas. Outra métrica geralmente utilizada para se definir a a resolução (radial) ideal da malha é a largura (metade) da região de ferradura do disco definida como (MASSET et al., 2006).

$$\chi_{HS} = 1.16r \sqrt{\frac{q}{h}}, \quad (47)$$

onde q representa a razão de massa planeta-estrela, h é a razão da altura do disco, e r é a distância heliocêntrica. A Figura 31 compara o número de células radiais dentro do raio de Hill e região de ferradura de um planeta com $3 M_{Jup}$.

Figura 31 – Número de células em função da distância até a estrela. A linha azul mostra que, devido ao fato de utilizarmos uma escala logarítmica, o número de células que envolve o raio de Hill do planeta permanece constante por toda extensão do disco. A linha em vermelho representa o número de células dentro da metade da região de ferradura (Eq. 47), região esta onde o gás do disco orbita o planeta em uma órbita do tipo ferradura em um sistema de referência girante com velocidade angular do planeta. Este caso corresponde ao disco “A” definido na Tabela 2.



Fonte: Produção própria.

Nós realizamos simulações com dois discos diferentes, a Tabela 2 apresenta uma descrição dos principais parâmetros dos discos utilizados. Ambos os discos possuem borda interna em 5,2 UA (uma unidade de distância dentro do código) e a borda externa à 182 UA (35 unidades do código). A longa extensão do disco é justificada devido as grandes distâncias em que os planetas se encontram.

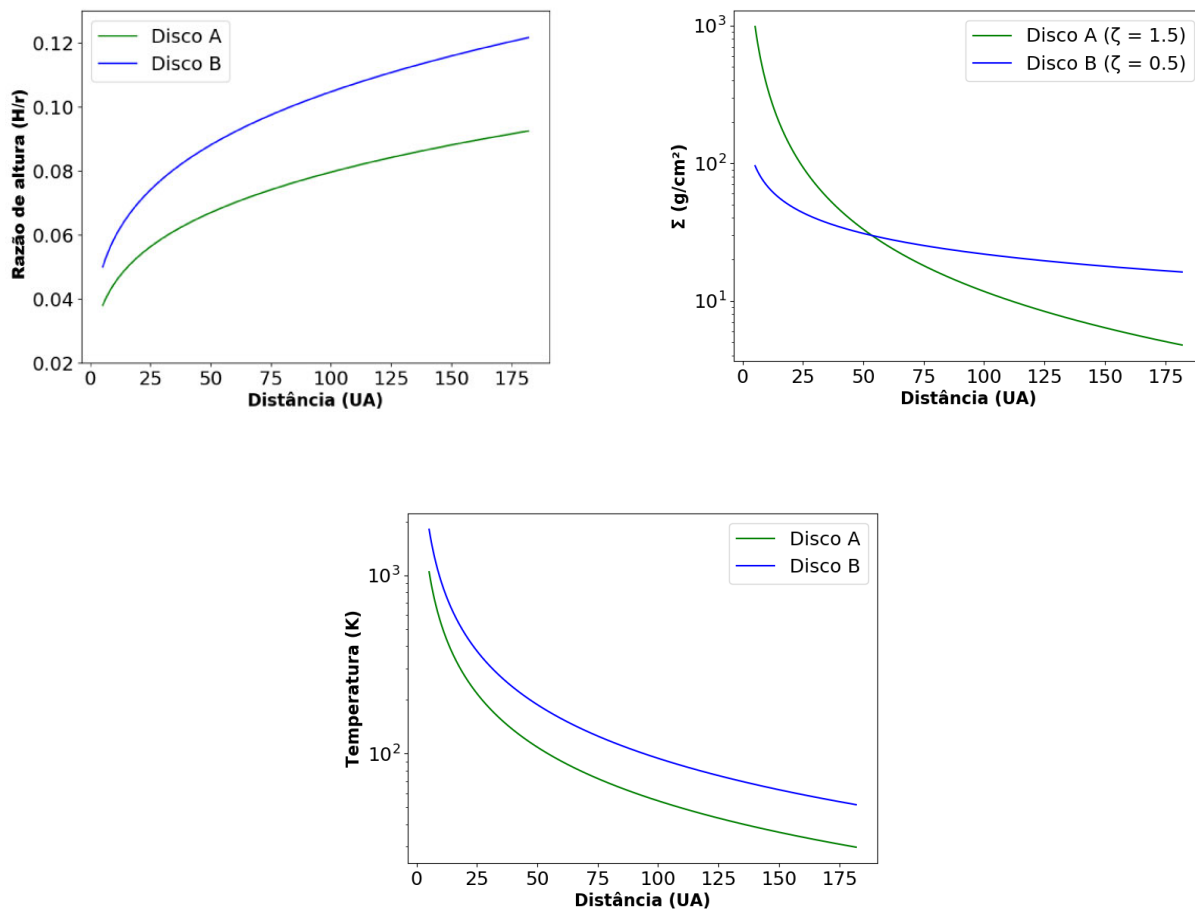
Tabela 2 – Descrição dos parâmetros utilizados na construção dos discos “A” e “B”, na primeira coluna temos os parâmetros que compõem os discos, na ordem, a razão de altura do disco a uma unidade de distância do código (h), que é multiplicada por r^γ , com $\gamma = 0,25$, que é o flaringIndex (Ver seção [2.4.4]), em seguida temos a densidade superficial inicial ($\Sigma(0)$) em g/cm^2 , o perfil de densidade do disco (ζ), a massa total do disco em termos da massa da estrela ($M_\star$), e as viscosidades (α).

Parâmetros	A	B
h	$0,038 \times r^\gamma$	$0,05 \times r^\gamma$
Σ_0	986,098638122813	95.7067833078362
ζ	1,5	0,5
M_{TOT}	0,16201	0,22088
α	$10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$ (Eventualmente)	

Fonte: Produção própria

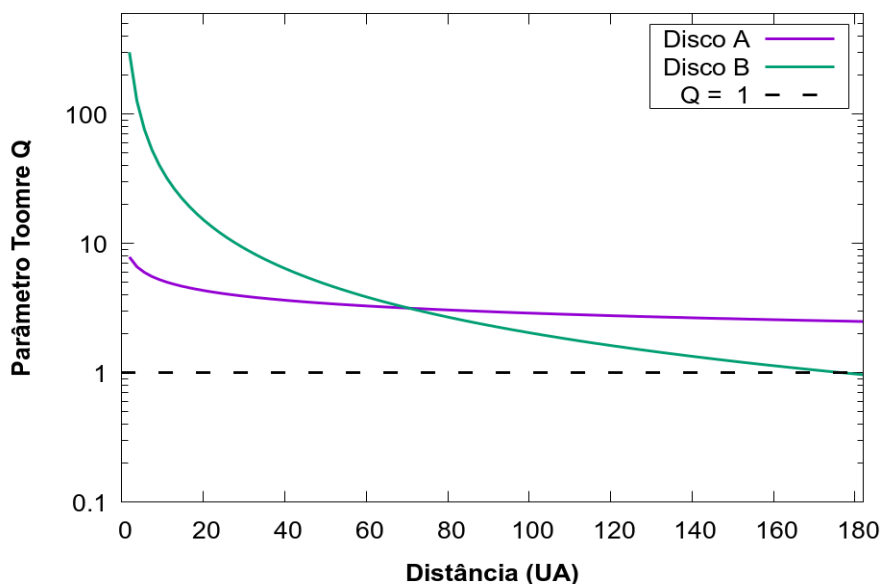
Começamos mostrando a razão de altura (h), o perfil de densidade, o perfil da temperatura e o critério de estabilidade Q para ambos os discos.

Figura 32 – Na primeira imagem temos o perfil do disco (razão de altura), em seguida, é mostrado o perfil da densidade superficial do disco, e por último, o perfil da temperatura do disco.



Fonte: Produção própria

Figura 33 – Parâmetro Q em função da distância para os modelos de discos considerados neste trabalho. Nossos discos são estáveis ($Q > 1$) para distâncias inferiores a 175 UA. Note que o parâmetro Q do disco “B” se torna menor do que 1 em torno de 175 UA. Como essa região perde massa rapidamente devido as condições de contorno adotadas aqui (“bordas abertas”), consideramos a escolha deste disco razoável. Nós negligenciamos os efeitos da auto-gravidade do gás em nossas simulações.



Fonte: Produção própria.

3.2 CONVERGÊNCIA NUMÉRICA

Nesta seção nós mostraremos os resultados de testes que fizemos para verificar se nossas simulações possuem resolução suficiente, ou seja, se existe convergência numérica dos resultados quando aumentamos a resolução da malha do disco. Nós usaremos primeiramente o chamado “Reynolds stress” (FORGAN et al., 2011) para o caso do disco sem planetas. Para o caso com planetas, nós mostraremos a convergência comparando o torque do disco em simulações com 1 planeta. Nessas simulações nós consideramos os planetas nas posições mais extremas das nossas simulações nominais, isto é, consideramos ora o planeta a 3 unidades de distância do código ora a 26 unidades de distância. Com isso podemos analisar a convergência numérica em diferentes regiões do disco. Nós consideramos nessas simulações planetas com 3 massas de Júpiter, o que representa o planeta menos massivo considerado nas simulações nominais. Demonstrando convergência numérica para este caso garante que simulações com planetas mais massivos também convergem devido ao aumento do número de células dentro do raio de Hill para planetas mais massivos.

Em nossas simulações, nós modelamos a viscosidade do disco através do parâmetro α , como discutido na seção [2.1.2]. Porém, para estimar a viscosidade efetiva do disco nós iremos trabalhar com a seguinte aproximação:

$$\alpha_{eff} \equiv \left(\frac{d \ln \Omega}{d \ln r} \right)^{-1} \frac{T_{r,\phi}}{\Sigma C_s^2} \quad (48)$$

Como pode ser visto em (FORGAN et al., 2011), o tensor viscosidade total ($T_{r,\phi}$) pode agregar também os tensores de auto-gravidade no disco e o campo magnético do disco, além do estresse de Reynolds. Em nosso caso, o disco não possui essas duas primeiras componentes porque nosso disco é puramente hidrodinâmico. A componente r - ϕ do tensor viscosidade usado na Eq. 46 se reduz a seguinte equação ((FORGAN et al., 2011))

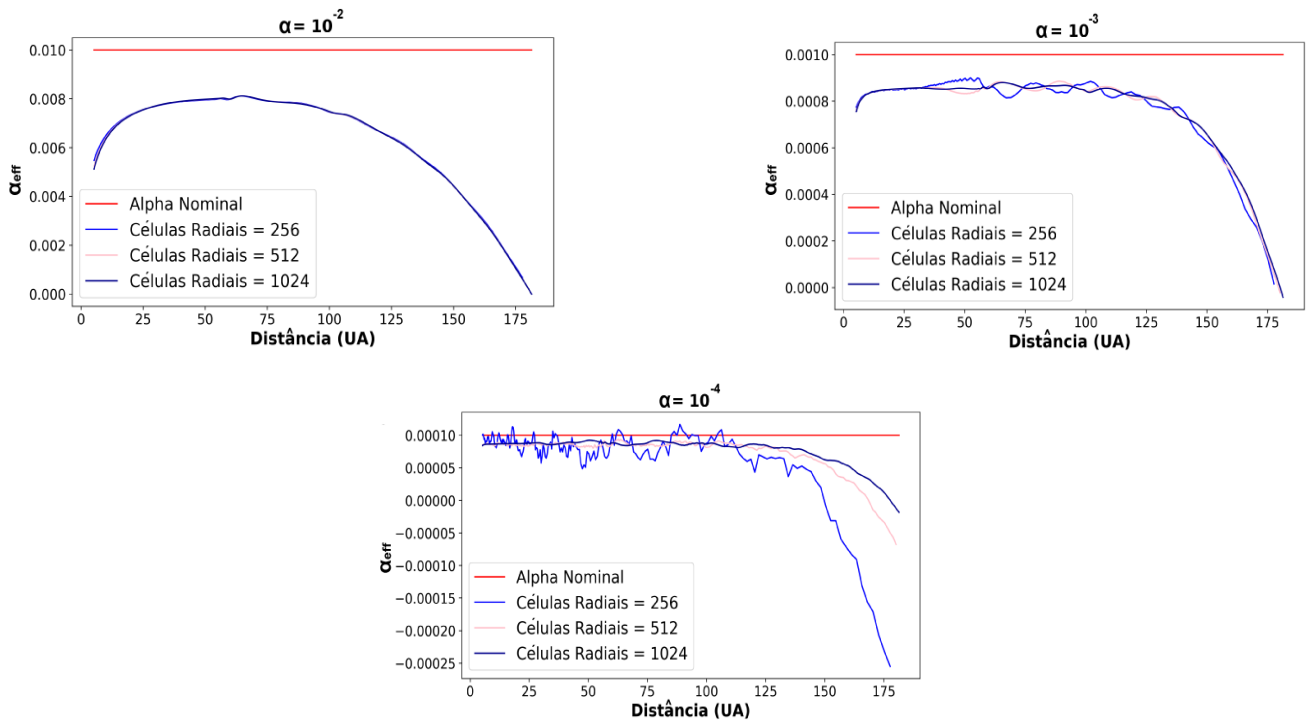
$$T_{r,\phi} = \Sigma v_r v_\phi. \quad (49)$$

Ao calcularmos α_{eff} através da Eq. 48, iremos obter $\alpha_{eff} \equiv \alpha$. O valores de α_{eff} não coincidem exatamente com α (condição inicial do disco) devido a aproximações invocadas na derivação da Eq. 48. Por exemplo, é assumido que o disco esteja em um estado estacionário, e é negligenciado os termos devido às condições de contorno (DUSCHL; BRITSCH, 2006). Entretanto, comparar o α_{eff} para diferentes resoluções do disco é uma estratégia eficiente para inferirmos se houve ou não convergência dos resultados. O cálculo do ' α_{eff} ' é feito através das médias no tempo das velocidades azimutais e radiais do gás no disco. Nesse caso, as simulações contemplam um tempo de aproximadamente 60 mil anos.

Divergência significativa entre os valores de α_{eff} para diferentes resoluções significa que os resultados são afetados por viscosidade numérica. A viscosidade numérica surge devido ao uso do método de diferenças finitas usados para resolver as equações parciais vistas na seção [2.4.1] e quando a resolução da malha não é alta o suficiente.

Nas simulações (sem planetas) apresentadas a seguir nós consideramos que o número de células azimutais é apenas 2 devido a simetria do disco. Nós consideramos 3 resoluções diferentes para a região radial. As resoluções adotadas para os testes foram: sempre 2 células azimutais e para as células radiais 256, 512 e 1024. Os resultados podem ser observados na imagem abaixo.

Figura 34 – Comparação da resolução para o disco “B” entre as três viscosidades. Para as três resoluções utilizamos apenas 2 células azimutais, isso só é possível porque nosso disco é simétrico, como citado acima

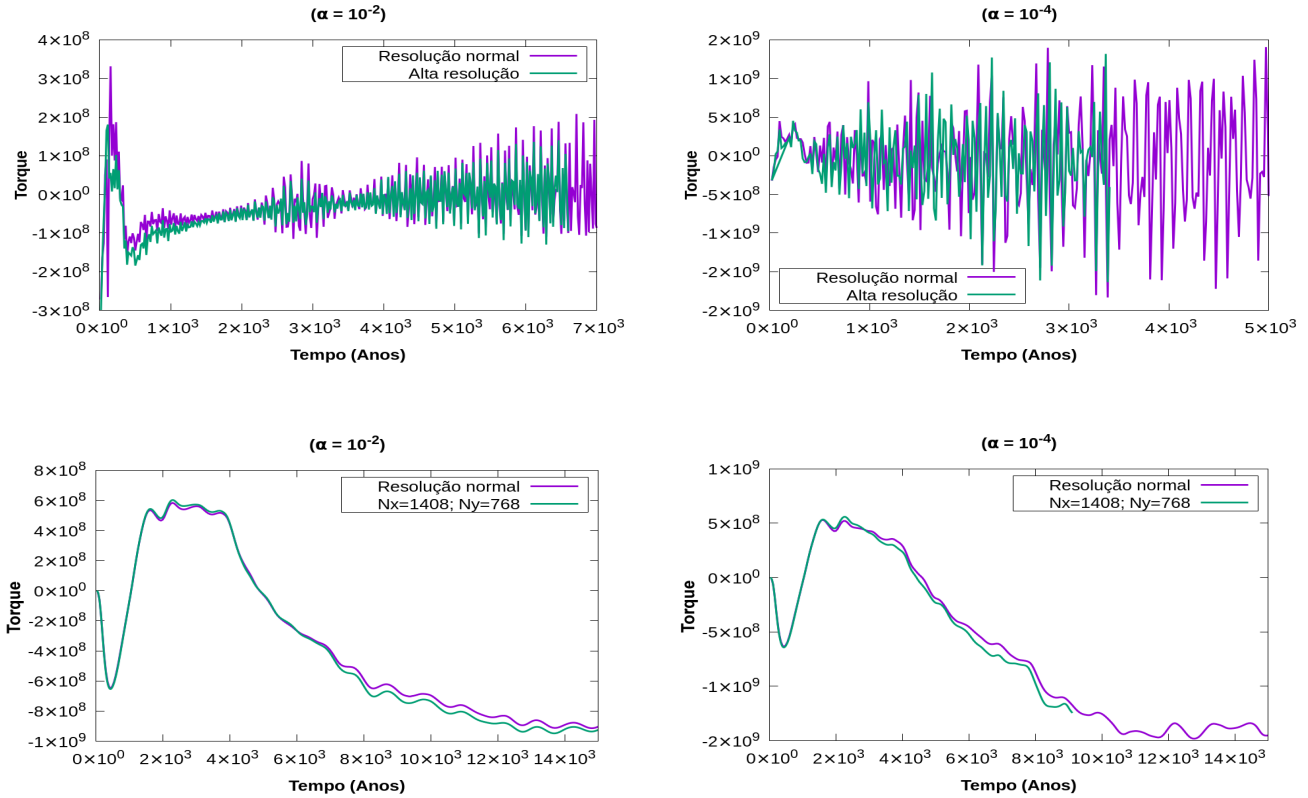


. Fonte: Produção própria.

Podemos notar que os resultados para as viscosidades $\alpha = 10^{-2}$ e $\alpha = 10^{-3}$ mostram uma excelente convergência para diferentes resoluções. Já para a viscosidade $\alpha = 10^{-4}$ as diferenças são mais significativas. Isso já era esperado uma vez que a viscosidade numérica tende a ter papel mais significativo em discos com baixa viscosidade. Ainda assim as diferenças são razoavelmente pequenas para os casos com 512 e 1024 células radiais. No geral, nossas simulações possuem resolução adequada e superior a muitos estudos observados na literatura (LEGA et al., 2014).

Outra maneira de verificarmos a convergência numérica de nossas simulações é através do torque entre um planeta com o disco (MCNALLY et al., 2018). Aqui nós analisamos os torques considerando 1 único planeta a duas distâncias diferentes do disco: a 3 e a 26 unidade de distância. Nessas simulações os planetas são mantidos em órbitas fixas (não sentem os efeitos do disco). Essa abordagem permite a gente verificar convergência na parte interna e externa do disco sem a necessidade de um grande número de simulações. Nossas simulações com resolução dita “normal”, possuem 896 células na região azimutal (N_x) e 512 células na região radial (N_y). O que fizemos foi aumentar a quantidade de células em ambas as regiões para verificar se em uma maior resolução os resultados ainda convergem. Adotamos então 1408 células na região azimutal e 768 células na região radial para fins de comparação com nossa resolução nominal.

Figura 35 – Nas figuras superiores temos o torque para o planeta mais interno, ele se encontra a 3 unidades de distância da estrela. Nas figuras inferiores, temos o torque para o planeta mais externo, ele se encontra a 26 unidades de distância da estrela. Plotamos para duas viscosidades apenas, a esquerda para $\alpha=10^{-2}$ e a direita para $\alpha=10^{-4}$. Torque em unidades do código.



Fonte: Produção própria.

Nessas simulações envolvendo os torques entre o planeta e o disco é possível observar que no geral, o torque é pouco dependente da resolução das simulações. Os nossos resultados convergem para a nossa resolução nominal, como já era esperado. O número de células dentro do raio de Hill do planeta em nossas simulações é pelo menos 12, enquanto o valor tipicamente considerado na literatura é no mínimo 4 (LEGA et al., 2014).

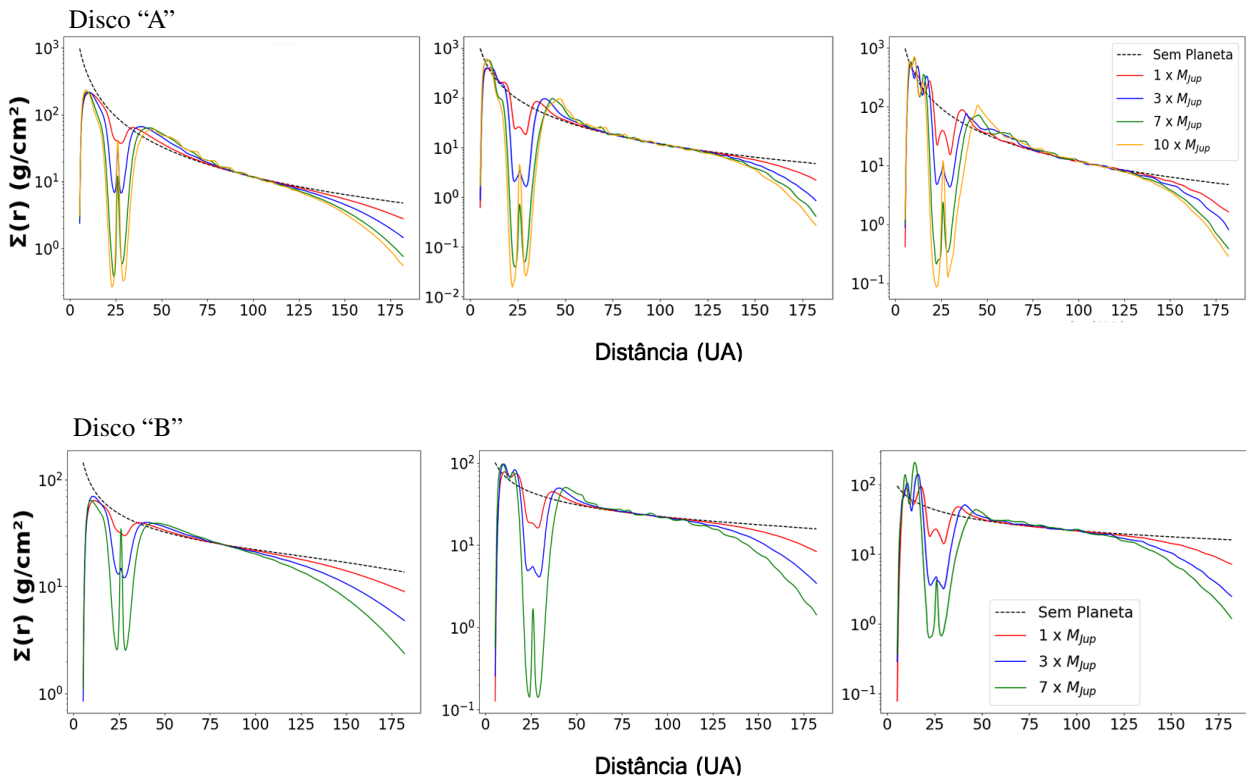
3.3 SIMULAÇÕES COM 1 PLANETA

Uma vez que verificamos que nossa resolução nominal é adequada para nosso estudo, nesta seção nos estudamos como um planeta com diferentes massas perturba o disco protoplanetário. Em todas nossas simulações, por simplicidade, nós assumiremos que os planetas já estão completamente formados. Ainda, nas simulações apresentadas em toda esta seção, os planetas serão mantidos em órbitas fixas, o que significa que eles não migrarão devidos aos efeitos do gás no disco embora eles perturbem o disco. O planeta permanece fixo em 26 UA. Também analisaremos se os planetas abrem ou não um gap no disco, e como a massa influencia tanto a abertura quanto a largura do gap. Por último, mostraremos os torques entre o planeta e o disco. Os resultados obtidos serão discutidos em luz do parâmetro de abertura do gap visto na seção [2.3.2].

O Sistema HR8799 contém planetas com massas estimadas de até $10 M_{Jup}$, por isso, aqui nós conduziremos simulações considerando planetas com massas de 1, 3, 7, e $10 M_{Jup}$. Nós também iremos comparar como a estrutura do disco varia em função da viscosidade e a massa dos planetas. Os resultados das simulações mostrados aqui serão importantes para nos ajudar a compreender os resultados das simulações da seção posterior, onde conduziremos simulações considerando múltiplos planetas.

A figura 36 mostra o perfil da densidade superficial do gás nos discos “A” e “B” em aproximadamente 20 mil anos para as 3 viscosidades e as 4 massas de planetas que utilizamos nas simulações (com apenas um planeta).

Figura 36 – Perfil radial de densidade superficial do gás para diferentes massas de planetas e viscosidades dos discos “A” e “B”. Da esquerda para a direita temos as viscosidades, 10^{-2} , 10^{-3} , 10^{-4} . Todos os plots foram feitos no tempo correspondendo a 20 mil anos. Os “gaps” no perfil de densidade do disco são devido a presença do planeta no disco. Na imagem ainda é possível ver como a massa do planeta influência na estrutura e profundidade do gap. Os planetas encontram-se em órbitas fixas.

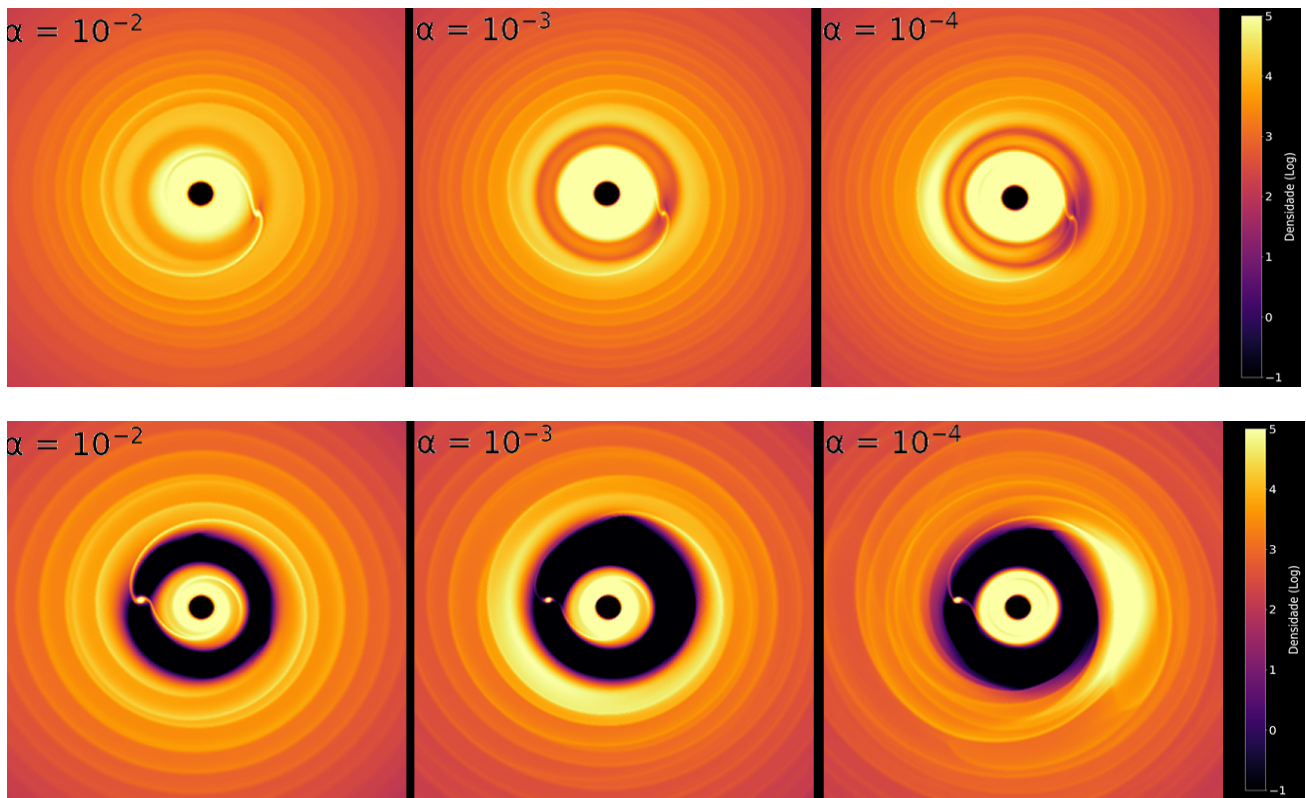


Fonte: Produção própria.

Nós não possuímos simulações para o caso onde o planeta tem $10 M_{Jup}$ para o disco “B”. Contudo, podemos inferir que a “profundidade” no gap seria maior do que a abertura vista no planeta com $7 M_{Jup}$. A comparação também é válida se observarmos o comportamento do planeta com $10 M_{Jup}$ no disco “A”, claramente a abertura no gap é maior se compararmos com o planeta com $7 M_{Jup}$.

Utilizando o critério para a abertura do gap podemos observar como a massa do planeta, altura do disco, e a viscosidade influencia na abertura do gap. Abaixo temos plots utilizando a equação descrita na seção [2.3.2] como sendo o critério para a abertura do gap.

Figura 38 – “Snapshots” do disco “A” para diferentes viscosidades. Nas imagem superiores, temos planetas com $1M_{Jup}$, e nas inferiores planetas com $10M_{Jup}$. Os snapshots são gerados no instante $t=20$ mil anos. A cor representa a densidade superficial do disco em g/Cm^2 .

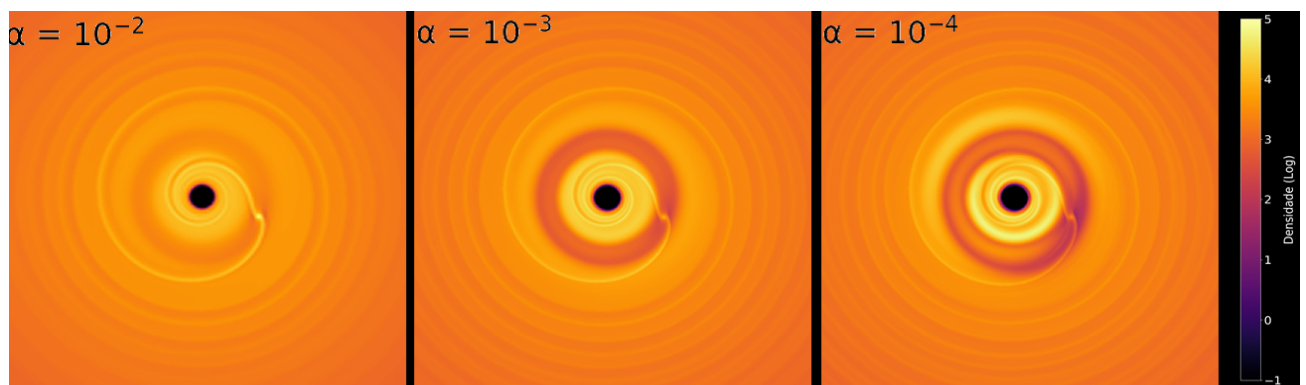


. Fonte: Produção própria.

Na figura 38 é possível notar e verificar a previsão feita utilizando o critério de abertura do gap, mostrado na figura 37. O planeta com $1 M_{Jup}$ não foi capaz de abrir um gap no disco para o caso onde $\alpha = 10^{-2}$, diferentemente do planeta com $10 M_{Jup}$. Os gaps produzidos nos casos $\alpha = 10^{-3}$ e $\alpha = 10^{-4}$ para um planeta com $1 M_{Jup}$ são apenas parciais. Nesses casos, provavelmente precisaríamos de um maior tempo de integração para observar a abertura de um gap bastante profundo.

Para o disco “B” temos a Figura 39.

Figura 39 – “Snapshots” do disco “B” para diferentes viscosidades. Em todos os casos os planetas tem $1 M_{Jup}$. Os snapshots são gerados no instante $t=20$ mil anos. A cor representa a densidade superficial do disco em g/Cm^2 .



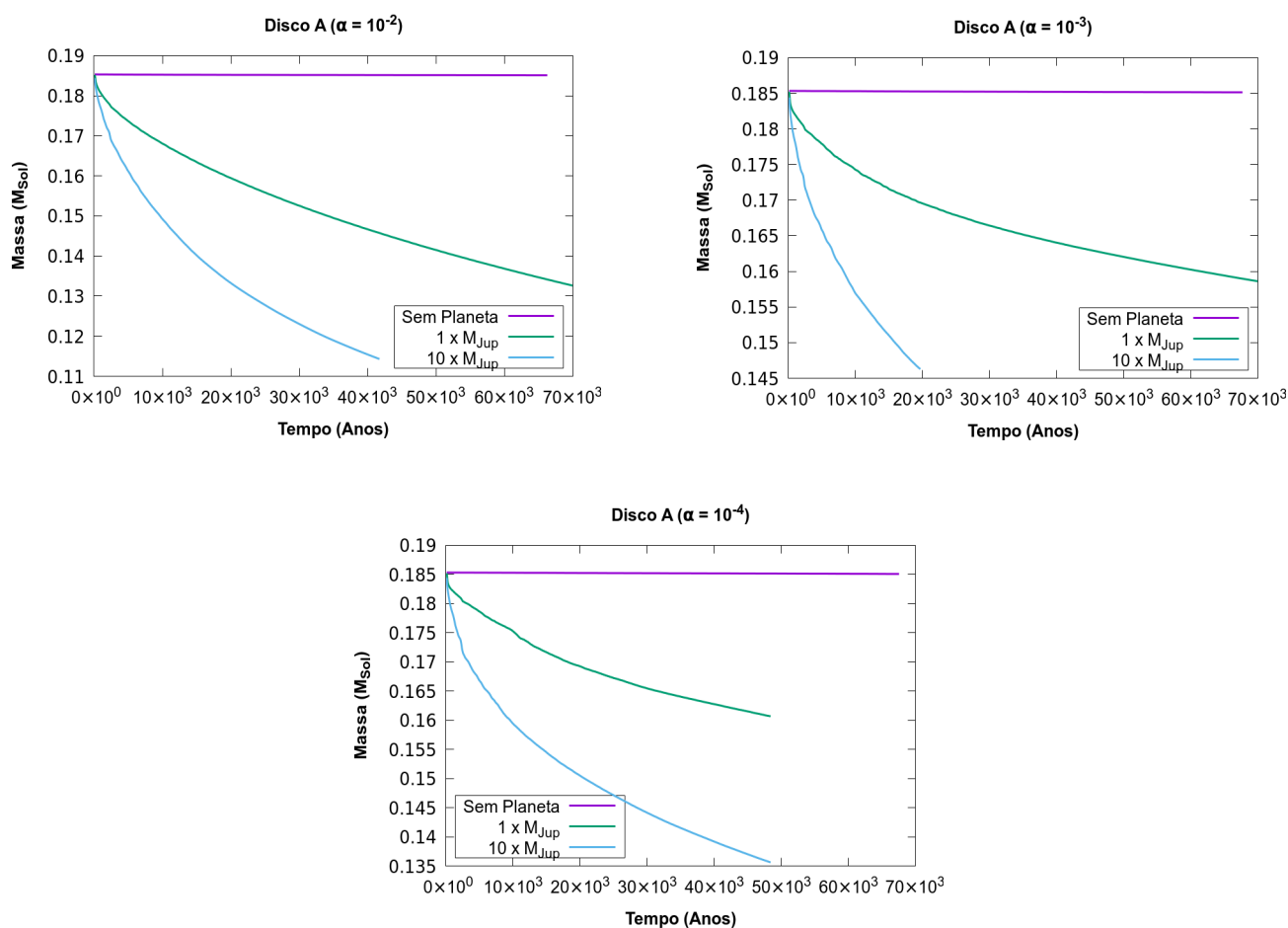
Fonte: Produção própria.

Note que o disco “A” tem altura um pouco menor do que aquela do disco “B”. Por isso, para uma

mesma viscosidade, massa do planeta e distância da estrela, é mais provável a abertura de um gap no disco “A” do que no disco “B”, conforme indicado na Figura 37.

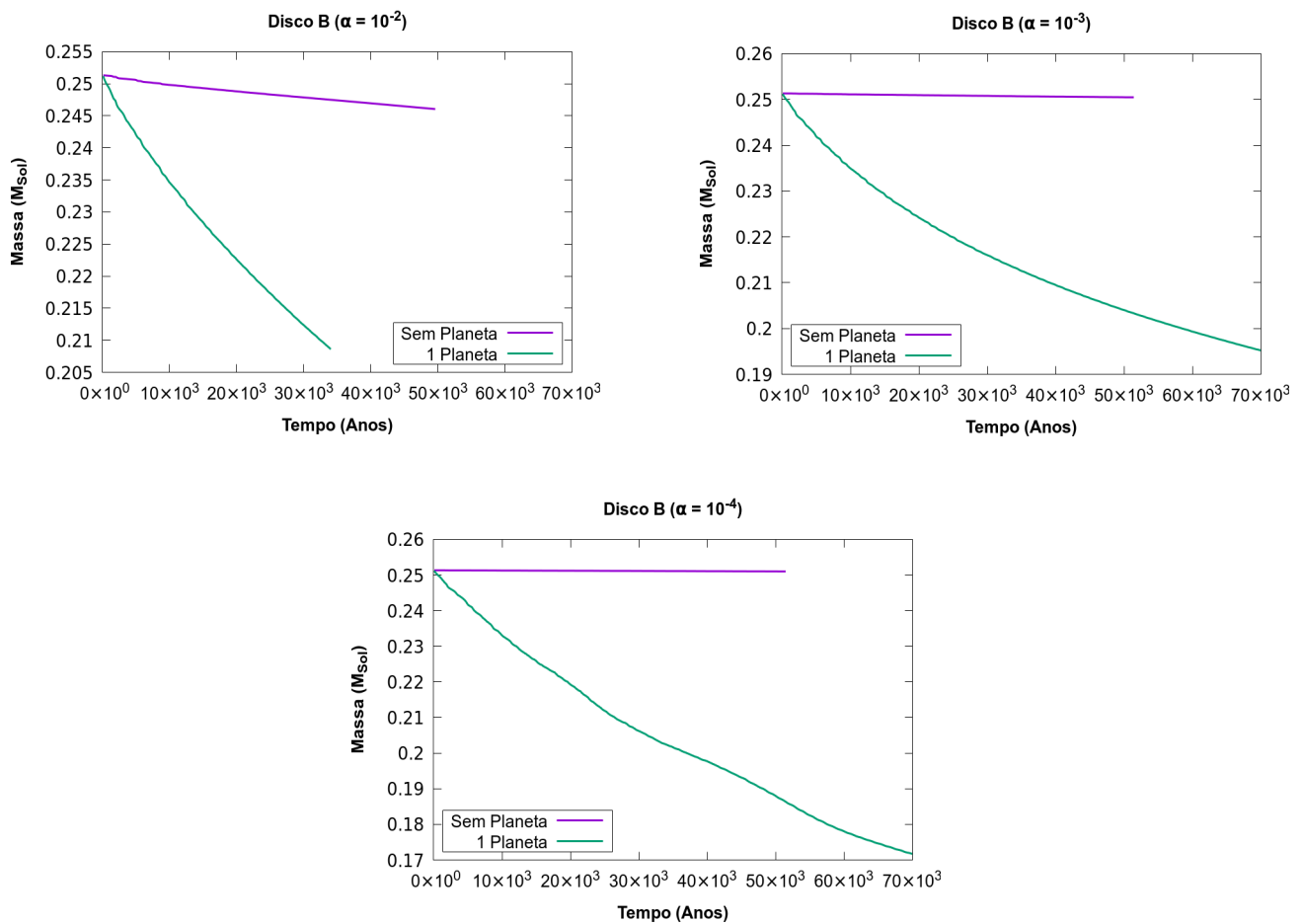
Podemos ainda comparar como os discos perdem massa considerando o caso anterior sem planeta e o nosso caso atual, com apenas um planeta. Esses resultados são mostrados nas Figuras 40 e 41 abaixo para os dois modelos de discos considerados nesta trabalho.

Figura 40 – Comparação da evolução da massa total do disco “A” entre as três viscosidades. A Comparação é feita com o disco sem planetas e o caso para o disco com apenas 1 planeta, com massas de 1 e 10 M_{Jup} .



Fonte: Produção própria.

Figura 41 – Comparação da evolução da massa total do disco “B” entre as três viscosidades. O planeta possui 1 MJup e não possuímos simulações com um planeta com 10 MJup para o disco “B”.



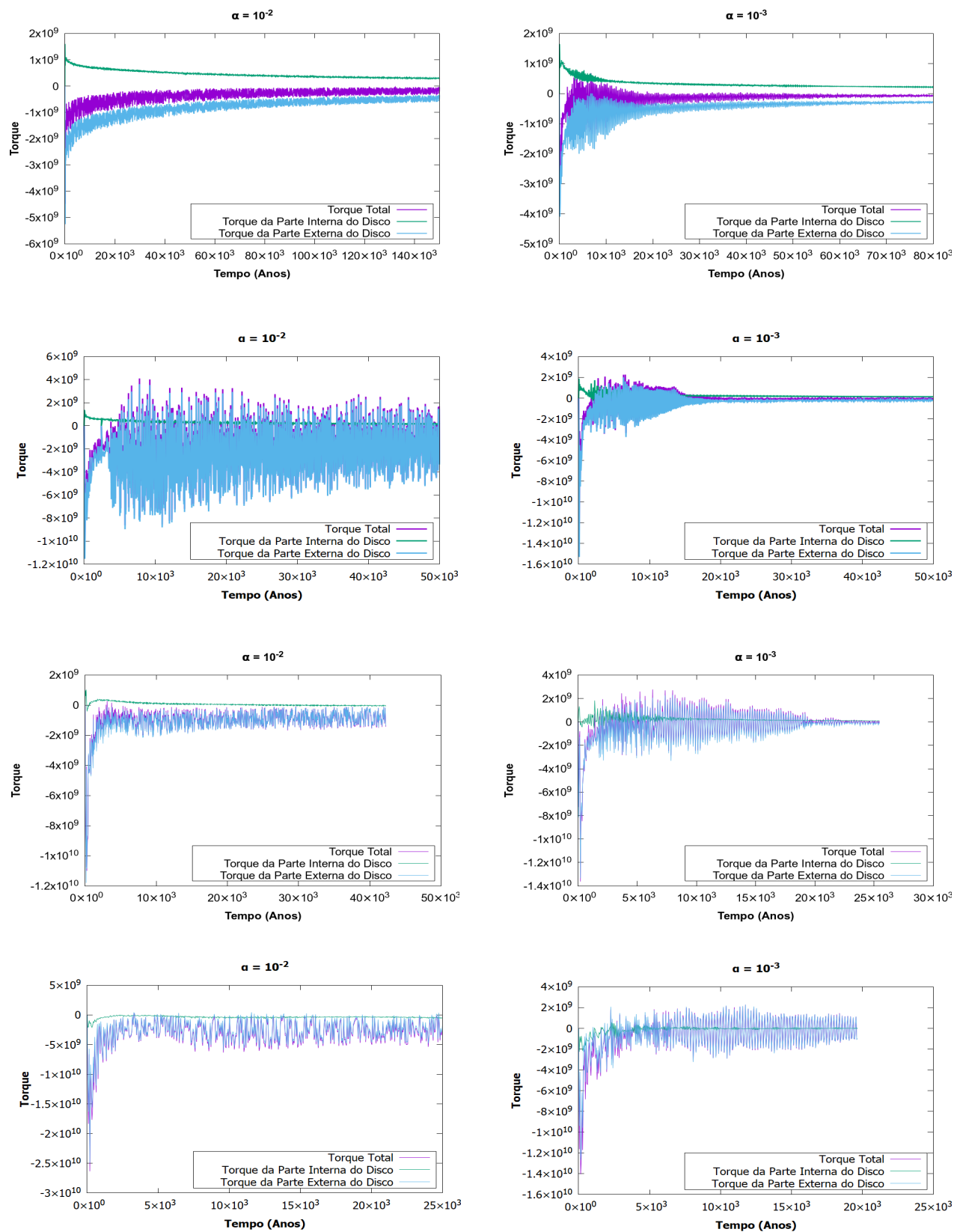
Fonte: Produção própria.

Nas figuras 40 e 41, podemos notar que a presença de apenas 1 planeta faz com que a massa do disco seja perdida mais rapidamente. Na figura 40 podemos notar que o planeta com 1 M_{Jup} sempre faz com que o disco perca massa mais lentamente do que o planeta com 10 M_{Jup} . Ressaltamos que a perda de massa nos nossos discos ocorre devido as condições de contorno adotadas. A perda de massa nas simulações sem planetas é razoavelmente pequena. A perda significativa de massa do disco observada nas simulações com planetas ocorre devido ao fato que o planeta interage com o gás e aumenta a velocidade radial do gás, aumentando o fluxo de material que chega à borda interna e externa do disco. Planetas mais massivos trocam mais momento angular com o disco o que produz uma perda de massa mais acentuada em relação a planetas menos massivos durante um mesmo intervalo de tempo.

Analisamos ainda nesta seção o torque que cada planeta sente no disco. Ressaltamos mais uma vez que nessas simulações nós consideramos que os planetas estão em órbitas “fixas”, ou seja, assumimos que o planeta interage com o disco mas que o mesmo não sinta os efeitos do gás.

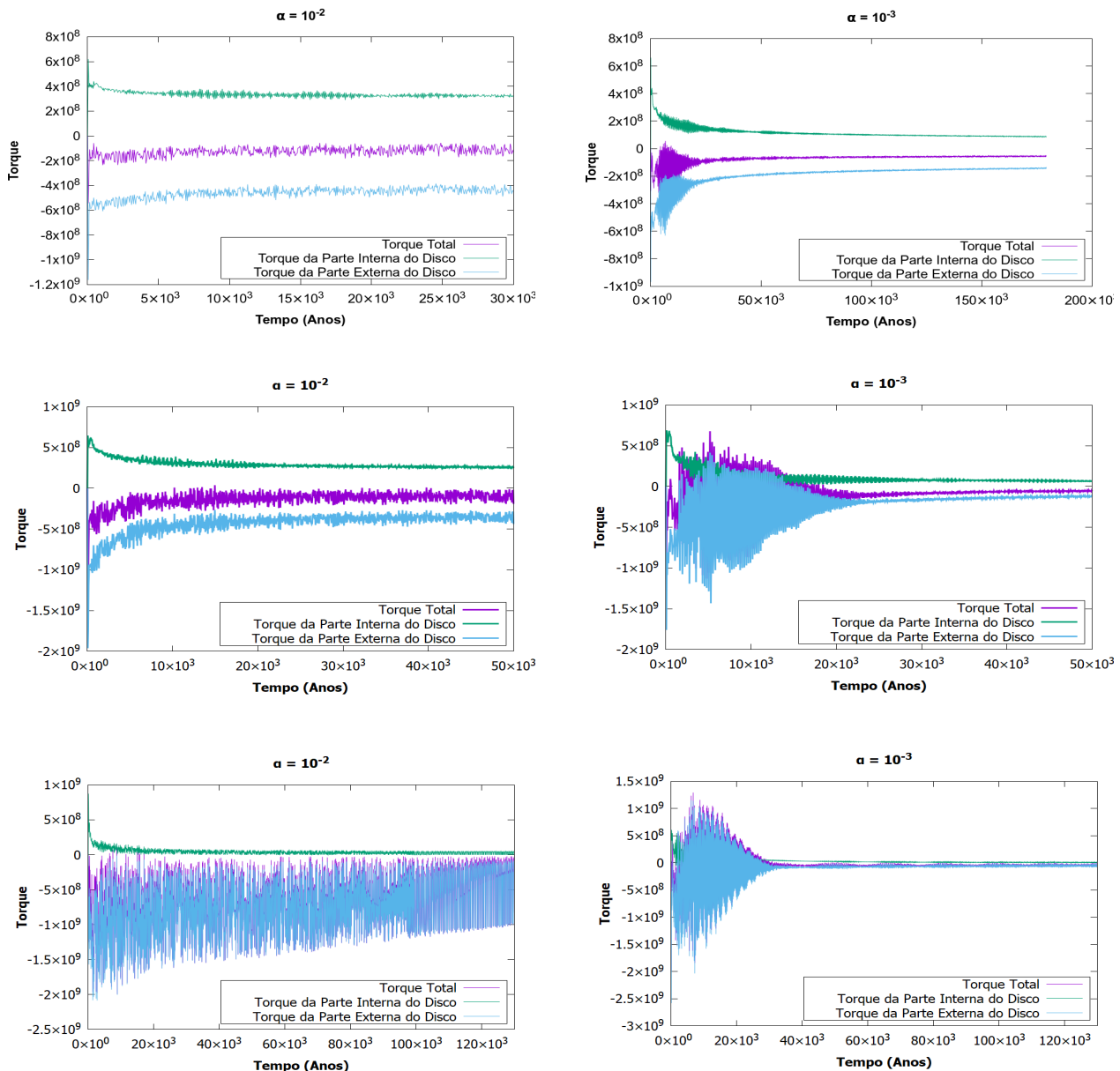
Compreender como o planeta interage com o disco de gás e entender como os efeitos que essas interações podem influenciar no torque, pode fornecer informações que irão nos ajudar nas análises que serão realizadas nas simulações com 4 planetas. Abaixo mostraremos o torque no disco para planetas com 1, 3, 7, e 10 M_{Jup} . Optamos em plotar apenas para as viscosidades $\alpha = 10^{-2}$, 10^{-3} .

Figura 42 – Torque entre o disco e um planeta, para o disco “A”. A esquerda temos as viscosidades $\alpha = 10^{-2}$, e a direita $\alpha = 10^{-3}$. De cima para baixo temos as massas de 1, 3, 7, 10 MJup. Torque em unidades do código.



Fonte: Produção própria.

Figura 43 – Torque entre o disco e um planeta, para o disco “B”. A esquerda temos as viscosidades $\alpha = 10^{-2}$, e a direita $\alpha = 10^{-3}$. De cima para baixo temos as massas de 1, 3, 7 MJup. Não temos simulações com 1 planeta com 10 MJup. Torque em unidades do código.



Fonte: Produção própria.

Nas Figuras 42 e 43, podemos ver que na maioria dos casos, o torque é muito mais intenso nos primeiros anos do disco, isso é devido a maior quantidade de massa disponível no disco no início da simulação. Conforme o tempo diminui e o disco perde massa o torque é reduzido. Podemos também verificar que a parte interna do disco contribui com um torque geralmente positivo e a parte externa com um torque negativo. A soma desses torques (torque total nas Figuras 42 e 43) define a direção de migração do planeta. Um torque total positivo significa que o planeta migra para longe da estrela, enquanto um torque total negativo implica migração em direção a estrela.

4 SIMULAÇÕES COM 4 PLANETAS: MODELANDO A DINÂMICA DO SISTEMA HR8799 EM UM DISCO DE GÁS

Neste capítulo realizaremos simulações considerando múltiplos planetas para entender a dinâmica do sistema HR8799 em um disco de gás. Como as massas dos planetas no sistema HR8799 não são bem definidas nós realizaremos simulações considerando várias combinações de massas. As configurações de massas consideradas são inspiradas a partir de estimativas observacionais (MAROIS et al., 2010) ou através de modelagem dinâmica do sistema (WANG et al., 2018). Dentro dessas incertezas, como mencionado anteriormente, nós invocamos em alguns casos, configurações de massa que poderiam eventualmente levar a reversão de migração de um par (ou mais pares) de planetas. A reversão de migração exige que gás da parte externa do disco flua para a parte interna. Conforme já discutido, no caso do sistema solar isso pode ter ocorrido devido a razão de massa Júpiter e Saturno ser aproximadamente 3. Em modelos de discos tradicionais de formação do sistema solar (HAYASHI, 1981) Júpiter é capaz de abrir um gap profundo no disco enquanto Saturno apenas um gap parcial. Quando esses planetas migram e se capturam em ressonâncias os gaps se fundem e um fluxo de gás através dos gaps pode resultar em reversão de migração (MASSET and SNELLGROVE, 2001). Inspirados por esse cenário nós consideramos vários conjuntos de massa dos planetas que poderiam favorecer esse tipo de dinâmica. Por exemplo, consideramos casos onde pares de planetas adjacentes tem masas que diferem por um fator de 2 ou 3. Consideramos também casos onde existe ranqueamento radial de massa: a massa dos planetas é menor quanto mais distante o planeta está da estrela. Os valores estimados das massas dos planetas no sistema HR8799 foram dados na seção [1.3], a Tabela 3 mostra as configurações de massas consideradas para cada planeta no nosso estudo, nas 8 diferentes configurações exploradas aqui.

Tabela 3 – Na primeira coluna temos os nomes das configurações de massa utilizadas em nossas simulações, nas demais colunas temos as respectivas massas separadas por cada um dos planetas. Os planetas são nomeados do interno para o mais externo no disco como e, d, c e b, respectivamente. Massas são dadas em unidades de M_{Jup} .

Configuração	<i>e</i>	<i>d</i>	<i>c</i>	<i>b</i>
1°	10	3	3	3
2°	7	3	7	3
3°	10	5	5	4
4°	10	8	6	4
5°	6	7	8	4
6°	7	6	5	4
7°	7	7	7	4
8°	7,2	7,2	7,2	5,8

Fonte: Produção própria

Outro parâmetro que consideramos “parâmetro livre”, foram as posições de lançamento de cada planeta. Para a posição que chamaremos de “*Far*” os planetas foram lançados mais distantes da estrela, e para as posições mais próximas chamaremos de “*Closein*”.

Na Tabela 4 apresentamos as respectivas distâncias que adotamos para cada planeta. Lembrando que a escolha dessas distâncias foi calculada para que os planetas ficassem próximos de uma MMR do tipo 2:1 (FABRYCKY and MURRAY-CLAY, 2010), como discutido na seção [2.2.5],

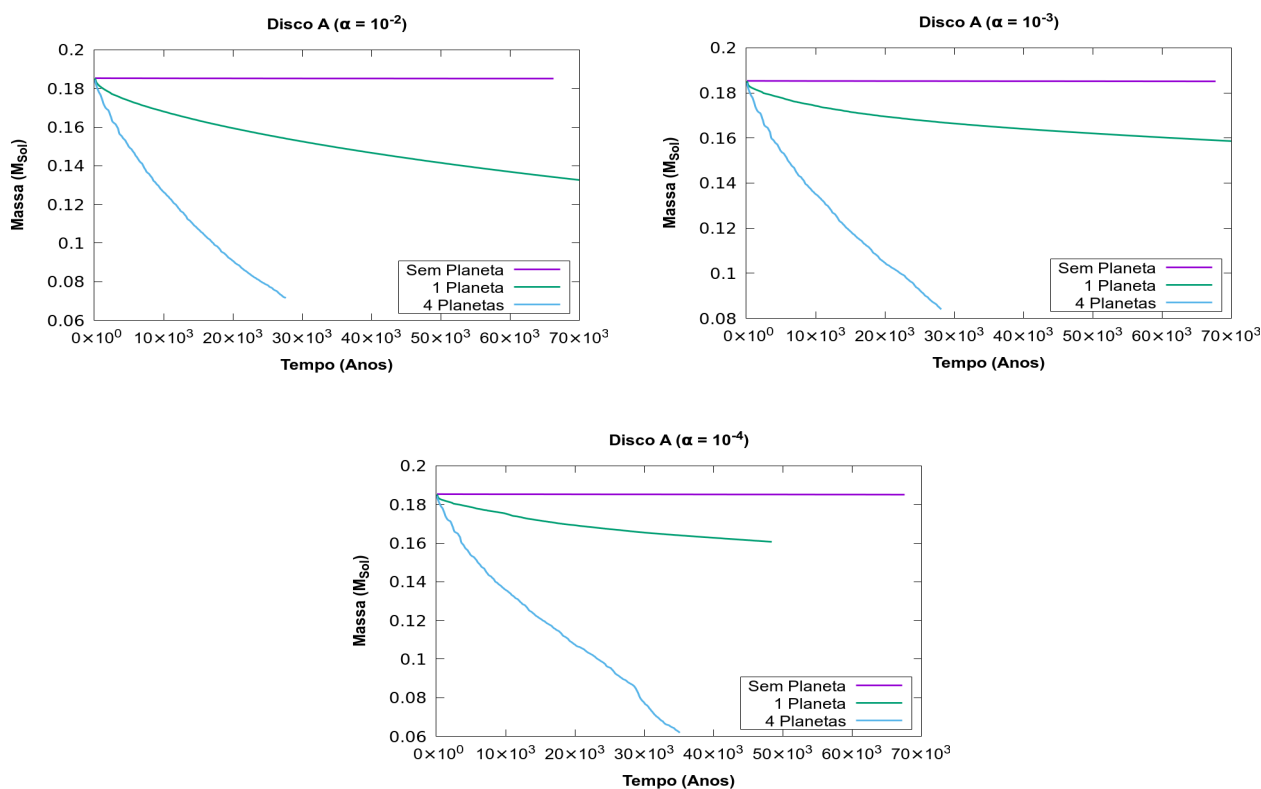
Tabela 4 – Na primeira coluna temos os planetas utilizados em nossas simulações, na segunda e terceira coluna temos as respectivas distâncias a partir da qual os planetas foram liberados para migrar, em tempos determinados. Distâncias são apresentadas em UA.

Planetas	<i>far</i>	<i>Closein</i>
<i>e</i>	26,000	15,600
<i>d</i>	45,302	27,040
<i>c</i>	78,936	47,320
<i>b</i>	137,540	83,200

Fonte: Produção própria.

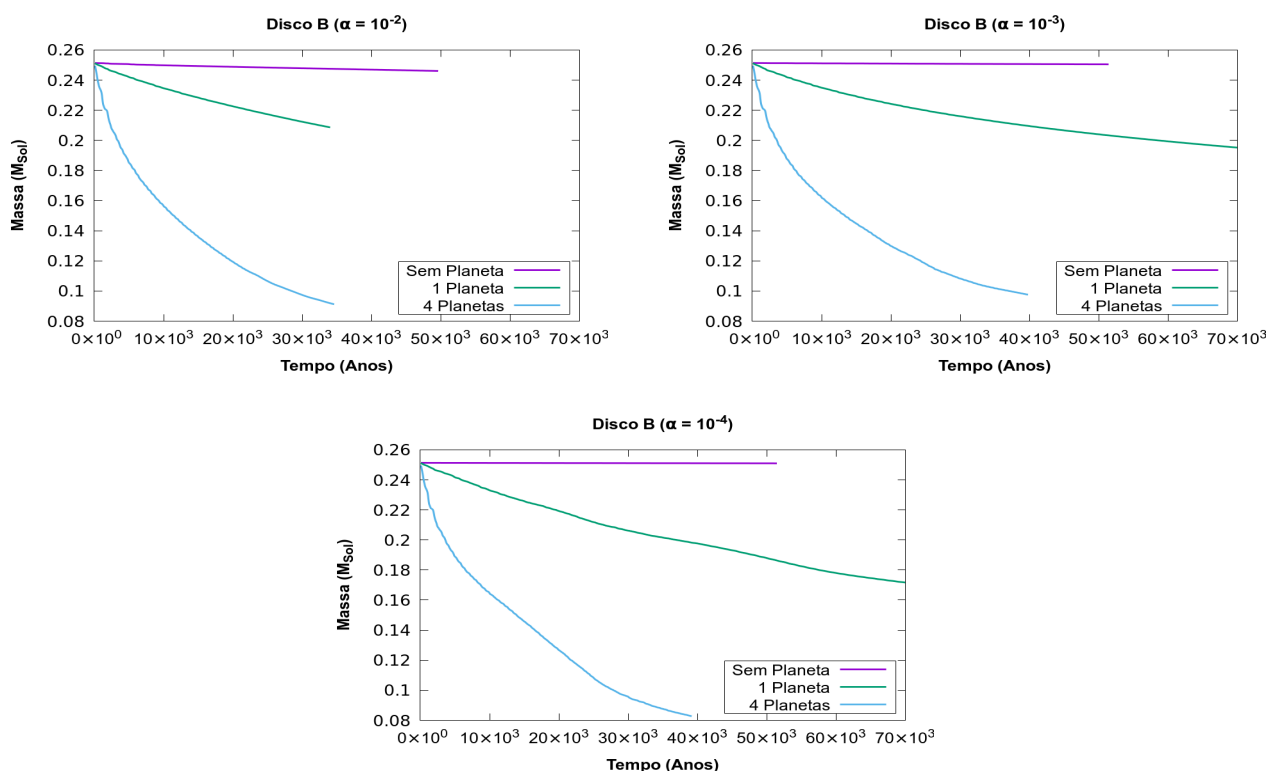
Começamos mostrando a evolução da massa do disco em cada cenário. Vamos comparar, para os dois discos os casos sem planeta, com 1 planeta, e o caso com 4 planetas contendo a 7^o configuração de massa mostrada na tabela 3.

Figura 44 – Comparação da evolução da massa total do disco “A” para as três viscosidades (α).



Fonte: Produção própria.

Figura 45 – Comparação da evolução da massa total do disco “B” para as três viscosidades (α).



Fonte: Produção própria.

Nas figuras 44 e 45, podemos notar como a influência dos 4 planetas afetaram ainda mais a evolução da massa nos discos. Ainda, é possível notar que a presença desses planetas super massivos faz com que o disco perca massa muito mais rápido que os casos comparativos sem planetas e com apenas 1 planeta. Até este momento não está claro como essa rápida perda de massa influenciará a dinâmica do nosso sistema. Entretanto, em um disco pouco massivo talvez os torques do gás nos planetas possam não ser suficiente para reverter a migração conforme envisionamos.

Nós ressaltamos que assim como nos casos com 1 planeta até aqui nossas simulações inicialmente ocorrerão com os planetas em orbitas fixas, impossibilitados de migrar. Os planetas serão liberados para migrar depois de 10 e 20 mil anos do início das simulações. Isso representa cerca de 220 períodos orbitais do planeta mais interno. Nós não liberamos os planetas imediatamente nas simulações pois, como assumimos que os planeta estão completamente formados, de início é preciso que o disco se “acostume” com a presença dos planetas. Liberar os planetas em tempos diferentes é importante porque ambos os discos possuem condições de contorno definidas como “borda aberta”, o que leva o disco a perder massa, e isso faz com que os planetas, ao serem liberados em diferentes tempos, possam migrar em discos com diferentes quantidades de massa.

Os resultados de nossas 146 simulações com 4 planetas podem ser vistos no apêndice desta dissertação. Optamos por mostrar diretamente os resultados e deixar as tabelas no apêndice para melhorar o fluxo de leitura do texto.

Os resultados das nossas simulações podem ser divididos em dois grupos, o que chamamos de casos estáveis e casos instáveis. Casos estáveis são aqueles onde os quatro planetas permaneceram em órbitas dinamicamente bem “comportadas” ao redor da estrela, geralmente com baixas excentricidades ($e \sim 0.1$ ou inferior). Casos instáveis são aqueles onde os planetas se envolveram em instabilidade

dinâmicas que levaram a encontros próximos e ejeção de um ou mais planetas do sistema ($e > 1$). A Tabela 5 mostra que aproximadamente 85% de nossas simulações apresentaram instabilidade dinâmica dos planetas durante a evolução. Em 15% das simulações os planetas permaneceram em órbitas estáveis durante todo o tempo de integração numérica. Entretanto, em todos os casos estáveis o planeta mais interno do sistema migrou demasiadamente em direção a estrela até 10 UA ou menos. Nós usamos aqui 10 UA como uma distância de referência. Simulações onde o planeta mais interno migrou a uma distância menor do que 10 AU foram interrompidas. Nós impomos esse limite de migração radial porque o planeta mais interno no sistema HR8799 tem uma distância média estimada de aproximadamente 16 UA da estrela. Sistemas simulados que produzem planetas com órbitas a distâncias inferiores a 10 UA seriam bastante inconsistentes com o sistema real observado. Todos os nossos sistemas dinamicamente estáveis se enquadram nessa categoria.

Tabela 5 – Resultado geral das simulações.

Resultado	Total	%
Instável	124	84,93
Estável	22	15,07

Fonte: Produção própria.

A Tabela 6 apresenta os resultados estáveis de acordo com a frequência obtida para cada disco. A Tabela 7 apresenta os resultados para o disco “B”, que foi o disco que produziu o maior número de simulações estáveis. Em simulações seguindo o disco “B”, simulações com maiores valores de α produziram um maior número de sistema estáveis.

Tabela 6 – Resultado estáveis separados por disco.

Disco	Total	%
A	1	4,54
B	21	95,46

Fonte: Produção própria.

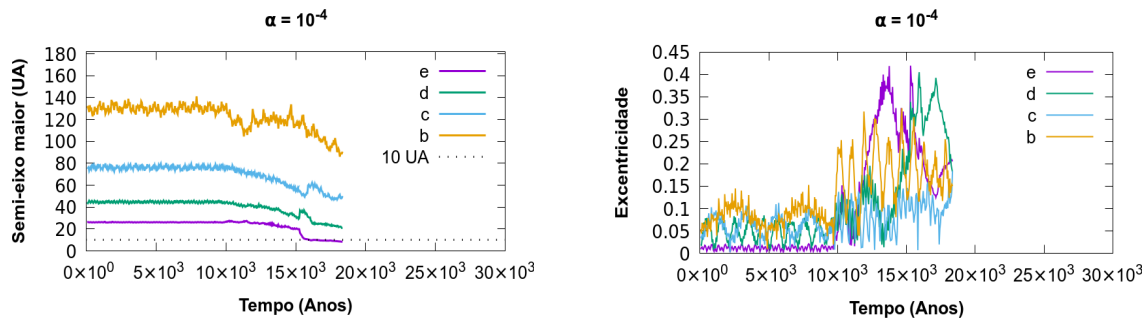
Tabela 7 – Resultados do disco “B” separados por cada viscosidade.

Distância	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	Total	%
<i>Far</i>	4	2	1	7	33,33
<i>Closein</i>	8	5	1	14	66,67
%	57,14	33,33	9,53	21	100

Fonte: Produção própria.

A seguir apresentaremos o resultado da única simulação considerando o modelo “A” onde os planetas permaneceram estáveis. Esse caso corresponde ao cenário *Far*, onde $\alpha = 10^{-4}$ e os planetas foram liberados para migrar depois de 10 mil anos do início da simulação. A configuração de massa foi 7, 7, 7, 4 M_{Jup} .

Figura 46 – Evolução do semi-eixo maior (esquerda) e excentricidade (direita) de cada planeta no único caso estável do disco “A”.

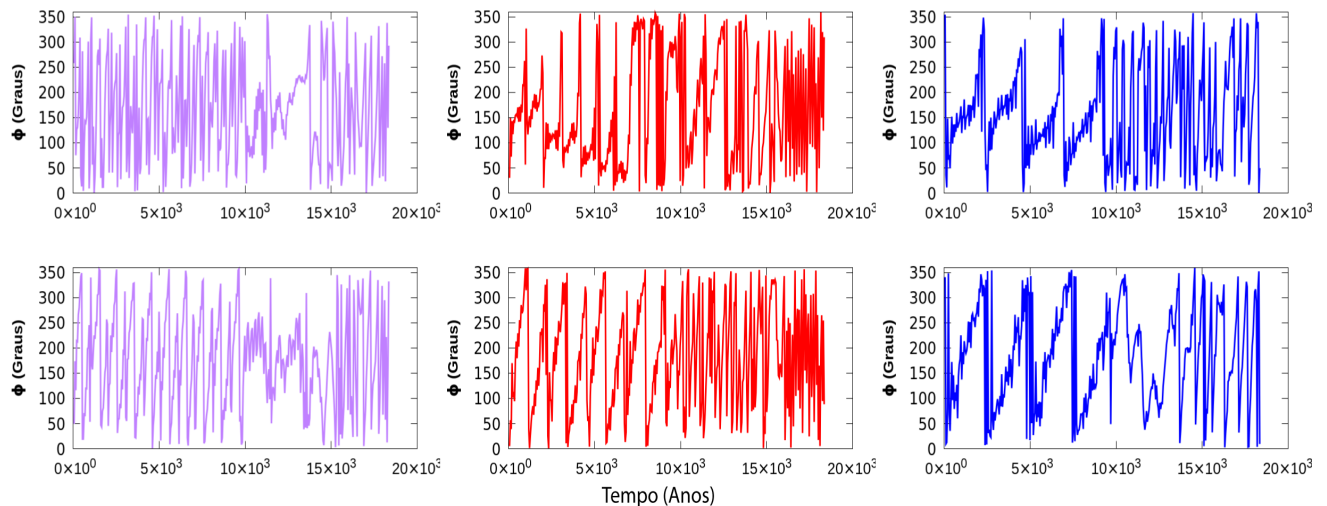


Fonte: Produção própria.

Podemos ver a rápida migração dos planetas em direção a borda interna do disco. O planeta mais interno (e), migra cerca de 16 UA em aproximadamente 6 mil anos. Também é possível notar o rápido aumento na excentricidade dos dois planetas mais internos devido a mútua interação gravitacional. É bastante provável que se continuássemos integrando essa simulação por mais tempo o sistema também se tornaria dinamicamente instável.

Podemos ver na figura abaixo, os ângulos ressonantes associados a ressonância de movimento médio 2:1, entre os pares de planetas adjacentes desta mesma simulação da Figura 48.

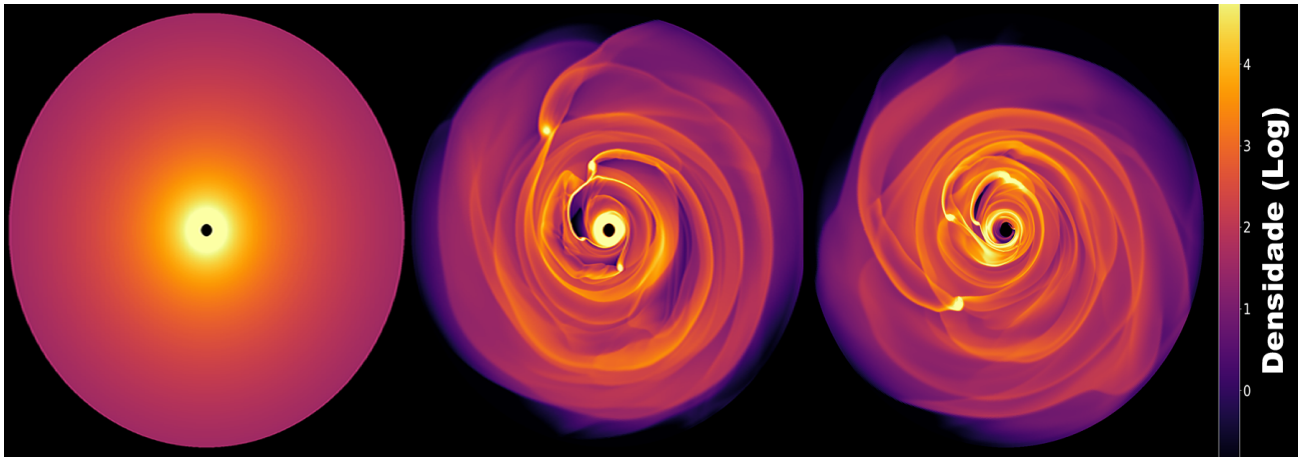
Figura 47 – Ângulos ressonantes associados a ressonância de movimento médio 2:1 para pares de planetas adjacentes. Da esquerda para a direita, mostramos os ângulos ressonantes para os pares, e-d, d-c e c-b.



Fonte: Produção própria.

Podemos notar na Figura 47 que os ângulos ressonantes associadas com a ressonância de movimento médio 2:1 evoluem de maneira bastante complexa conforme os planetas migram no disco. É possível observar episódios de libração e circulação (lenta), mas é notável que o sistema de planetas ainda não evoluiu para uma configuração de equilíbrio. Finalmente na Figura 48 nós mostramos snapshots do disco para diferentes tempos. Podemos observar que os planetas perturbam significativamente a estrutura (densidade) do disco. Devido a complexa dinâmica dos planetas no disco, não é evidente a formação de gaps no disco provavelmente porque os planetas migram radialmente mais rápido do que os gaps podem ser abertos no disco.

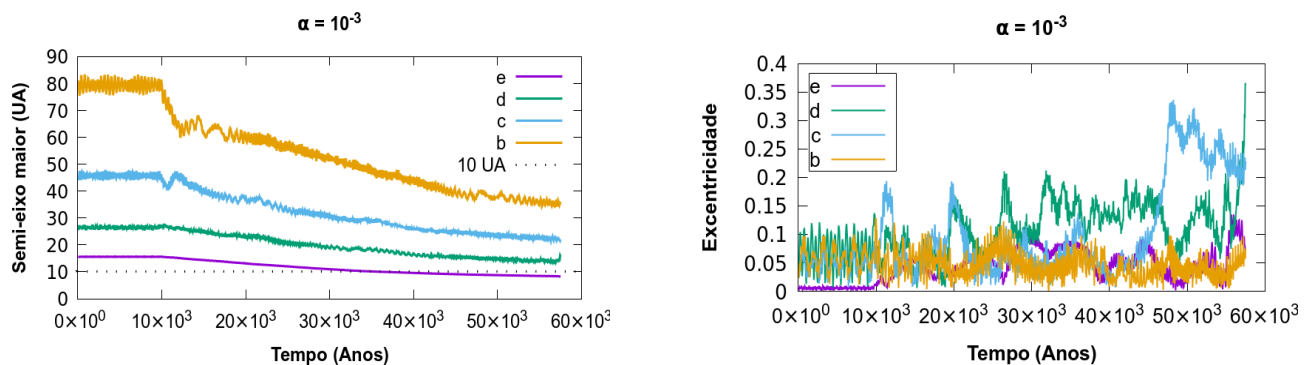
Figura 48 – Snapshots da simulação do modelo de disco “A” onde os planetas permaneceram estáveis. Cada um dos três discos representa o sistema em tempos diferentes, o primeiro no início, a segunda em aproximadamente 15 mil anos, e a terceira no último output do sistema a aproximadamente 19 mil anos. A cor representa a densidade superficial do gás do disco em g/cm^2 .



Fonte: Produção própria.

Agora mostraremos os resultados para o caso com configuração de massa 10, 3, 3 e 3 M_{Jup} , e $\alpha = 10^{-3}$. Nesse caso os planetas também são liberados para migrar em 10 mil anos mas os planetas são dispostos inicialmente na configuração orbital “Close-in”. Novamente começaremos mostrando a evolução no tempo do semi-eixo maior e a excentricidade de cada planeta na Figura 49.

Figura 49 - Evolução do semi-eixo maior (esquerda) e excentricidade (direita) de cada planeta em uma simulação considerando a primeira configuração de massa, disco “B”, cenário de posição inicial dos planetas sendo Closein e $\alpha = 10^{-3}$. Os planetas são liberados para migrar em 10 mil anos.

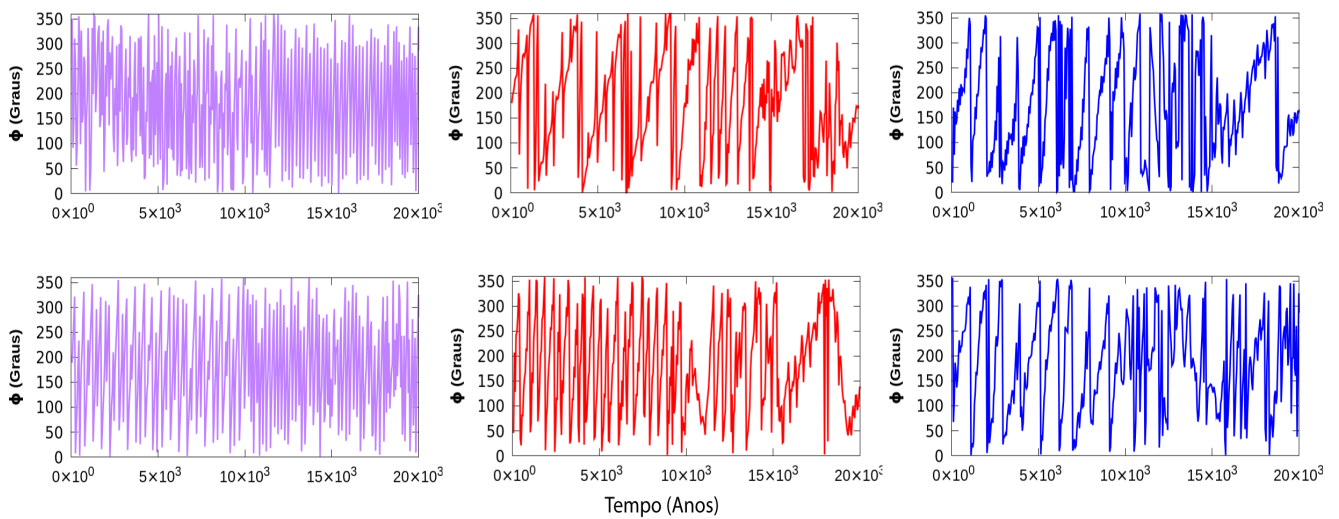


Fonte: Produção própria.

Podemos observar que, neste caso, o planeta mais interno levou mais tempo para atingir o limite de 10 UA usado como referência (na nossa busca de um análogo ao sistema HR8799). O planeta mais interno atingiu 10 AU em 30 mil anos devido a reduzida velocidade migração comparado ao caso anterior. Isso é uma consequência da baixa viscosidade do disco, das posições iniciais dos planetas serem mais próximas da estrela, e da massa do planeta mais interno. O planeta mais interno é massivo o suficiente para abrir um gap e migrar no modo do tipo-II. No caso correspondendo a Figura 48 o gap criado pelo planeta mais interno foi apenas parcial o que resultou em um regime de migração do tipo-I ou tipo-III, as quais são geralmente mais rápidas do que a migração do tipo-II.

Na Figura 50 mostramos a evolução dos ângulos ressonantes associados com a ressonância 2:1 para os pares de planetas na simulação da Figura 51. Novamente, está claro que os planetas não evoluem em configurações ressonantes em equilíbrio.

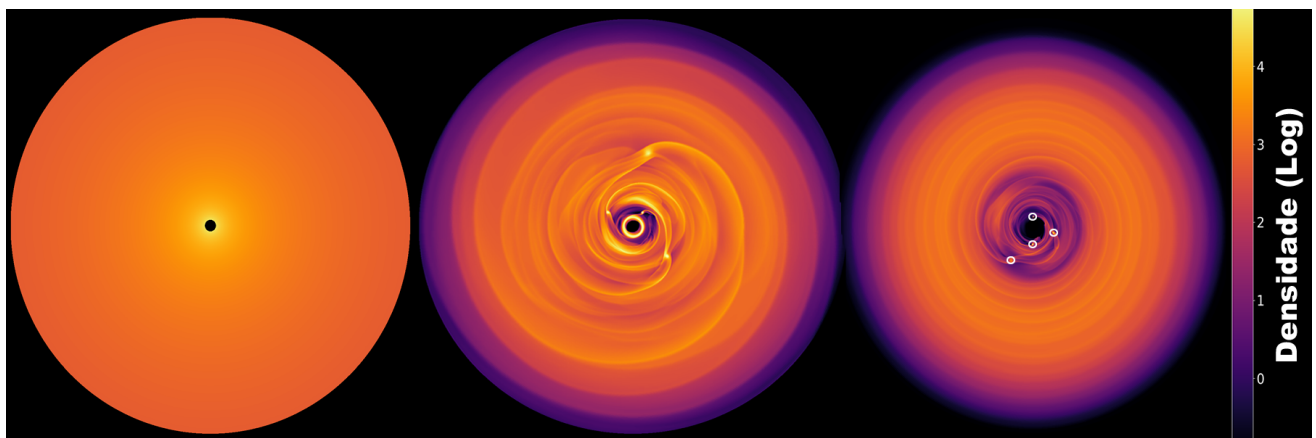
Figura 50 – Ângulos ressonantes associados a ressonância de movimento médio 2:1 para pares de planetas adjacentes. Da esquerda para a direita, os ângulos ressonantes entre os planetas, e-d, d-c e c-d



Fonte: Produção própria.

Na figura abaixo podemos observar snapshots da evolução do disco em instantes de tempo diferentes.

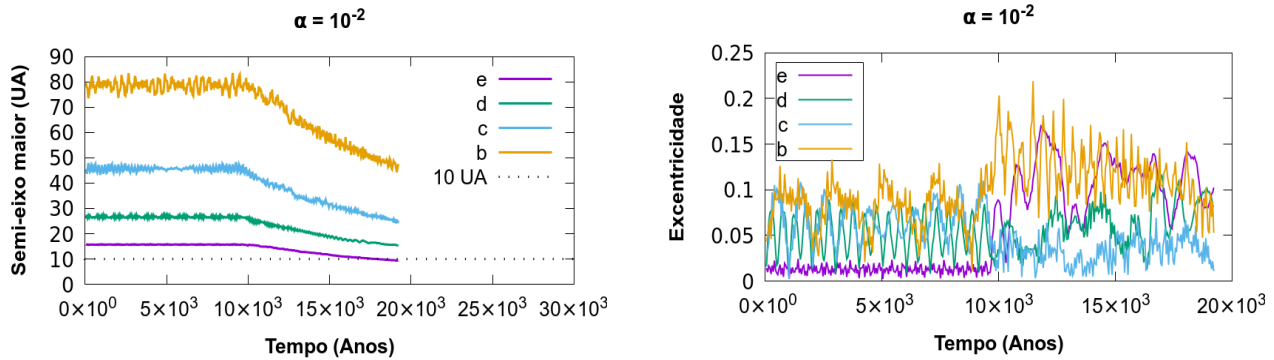
Figura 51 – Snapshots da simulação do modelo de disco “B” onde os planetas permaneceram estáveis. Cada um dos três discos representa o sistema em tempos diferentes, o primeiro no início, a segunda em aproximadamente 15 mil anos, e a terceira no último output do sistema a aproximadamente 58 mil anos. A cor representa a densidade superficial do gás do disco em g/cm^2 .



Fonte: Produção própria.

Por último, mostraremos também a evolução dinâmica das nossas simulações considerando as massas estimadas dos planetas através de estudos combinando observação e modelagem dinâmica (WANG et al., 2018). Esse caso corresponde a configuração 8 da Tabela 3, onde os planetas e, d, c e b tem massas iguais a 7,2, 7,2, 7,2 e 5,8 M_{Jup} , respectivamente.

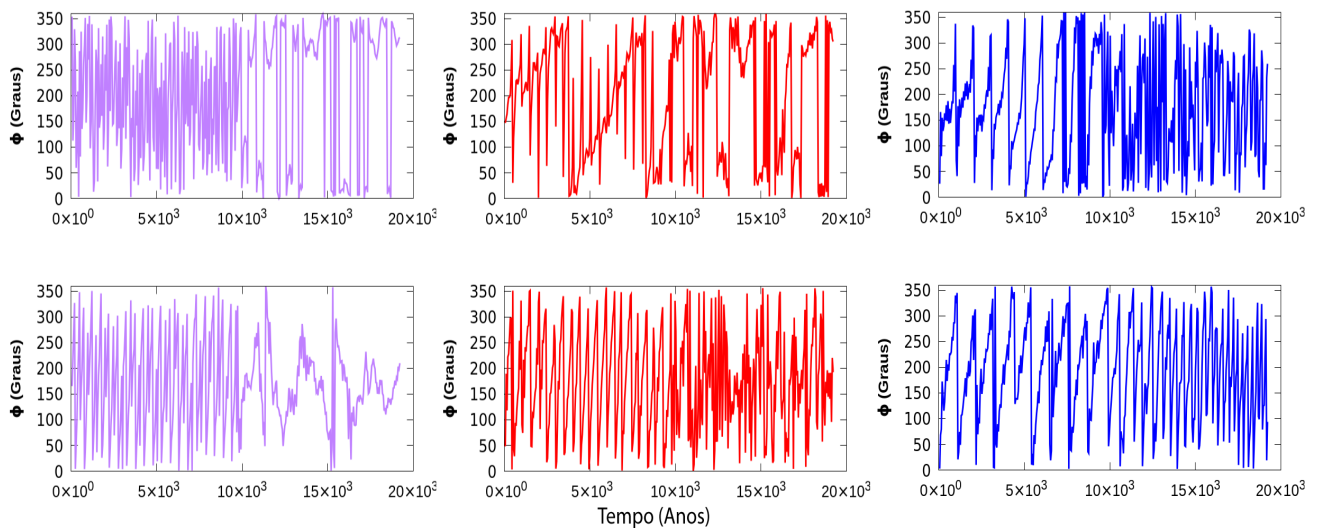
Figura 52 – Evolução do semi-eixo maior (esquerda) e excentricidade (direita) de cada planeta em uma simulação considerando a configuração 8 para a massa dos planetas (Tabela 3), disco “B”, cenário Closein e $\alpha=10^2$. Nesse casos os planetas são liberados para migrar em 10 mil anos.



Fonte: Produção própria.

Podemos notar que o planeta mais interno “cruza” a linha referente a 10 UA em aproximadamente 15 mil anos. Também é notável como a excentricidade dos 4 planetas aumenta após os 10 mil anos da simulação devido a interação gravitacional entre os planetas. A Figura 53 mostra novamente a evolução dos ângulos ressonantes associados a 2:1 para este caso. Mas uma vez é possível notar que os planetas não evoluem em configurações ressonantes em equilíbrio.

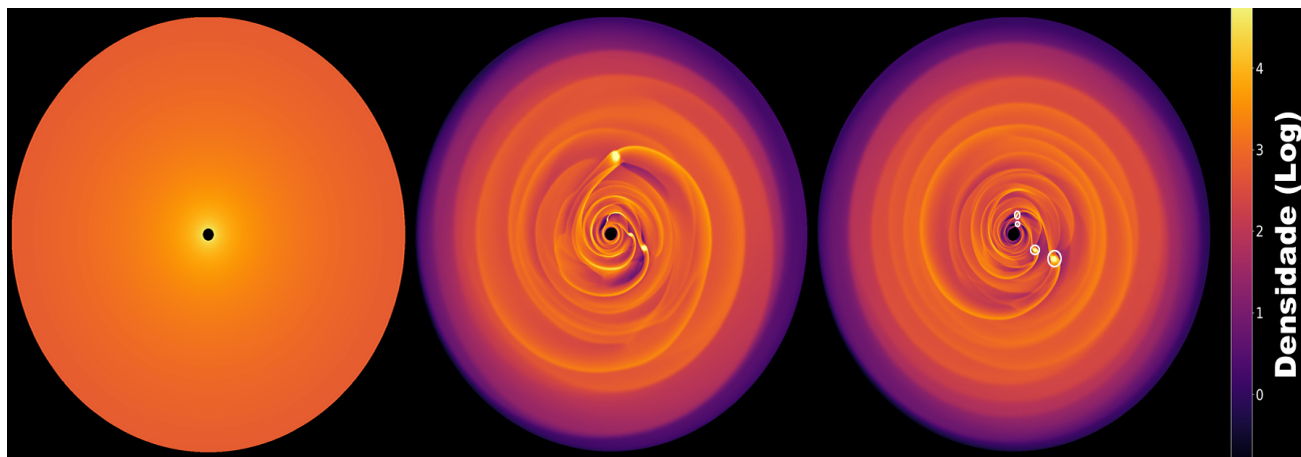
Figura 53 – Ângulos ressonantes associados a ressonância de movimento médio 2:1 para pares de planetas adjacentes. Da esquerda para a direita, os ângulos ressonantes entre os planetas, e-d, d-c e c-b.



Fonte: Produção própria.

Por fim, snapshots das simulações em diferentes tempos.

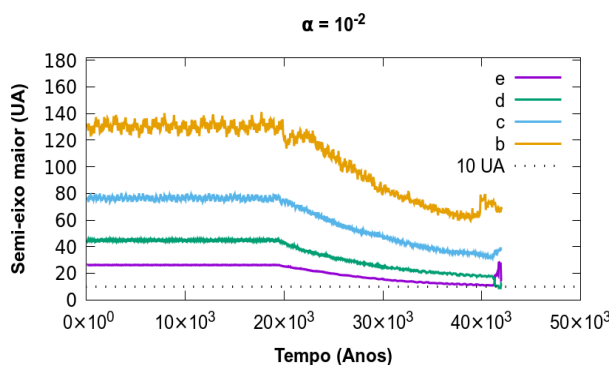
Figura 54 – Snapshots da simulação do modelo de disco “B” onde os planetas permaneceram estáveis. Cada um dos três discos representa o sistema em tempos diferentes, o primeiro no início, a segunda em aproximadamente 15 mil anos, e a terceira no último output do sistema a aproximadamente 19 mil anos. A cor representa a densidade superficial do gás do disco em g/Cm^2 .



Fonte: Produção própria.

Mostraremos agora, para simples análise e comparação, um caso instável, apresentaremos apenas o semi-eixo maior e os snapshots das simulações, a excentricidade e o ângulo ressoante não apresentam informações relevantes para nossos estudos. Também, como o resultado é a instabilidade não existe a necessidade individual de se apresentar muitas informações sobre os resultados dessa simulação

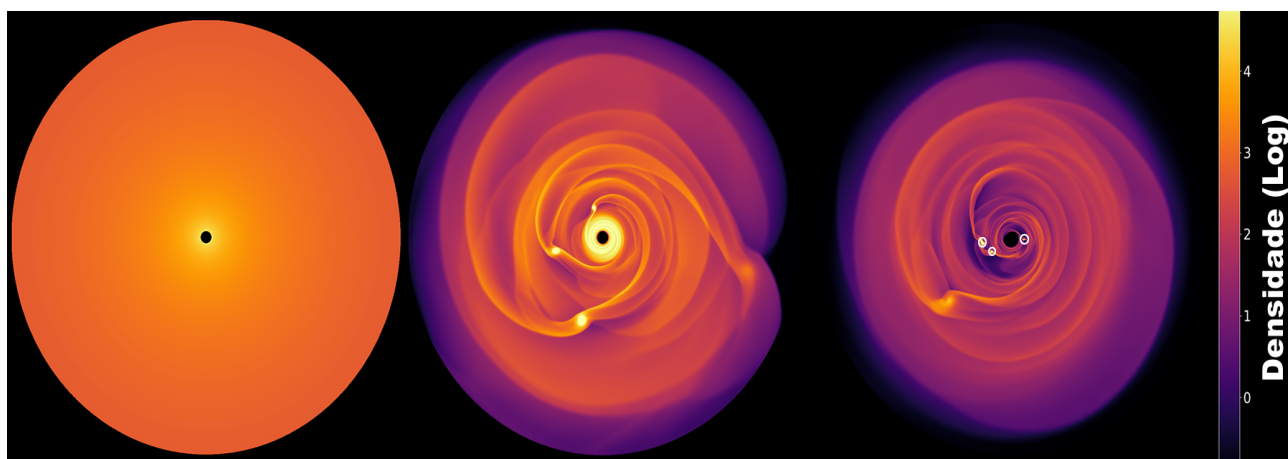
Figura 55 – Semi-eixo maior para o caso instável com massas 6, 7, 8 e 4 MJup



Fonte: Produção própria

Como foi discutido anteriormente, nos casos instáveis ocorre o cruzamento das órbitas dos planetas, isso é percebido entre os planetas “e” e “d” na figura 55.

Figura 56 – Snapshots do modelo de disco “B” onde a simulação se tornou instável. Cada um dos três discos representa o sistema em tempos diferentes, o primeiro no início, a segunda em aproximadamente 15 mil anos, e a terceira no último output do sistema a aproximadamente 43 mil anos. A cor representa a densidade superficial do gás do disco em g/Cm^2 .

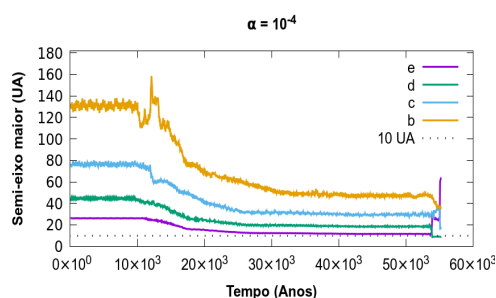


Fonte: Produção própria

4.1 EXPLORANDO O NOSSO MELHOR RESULTADO

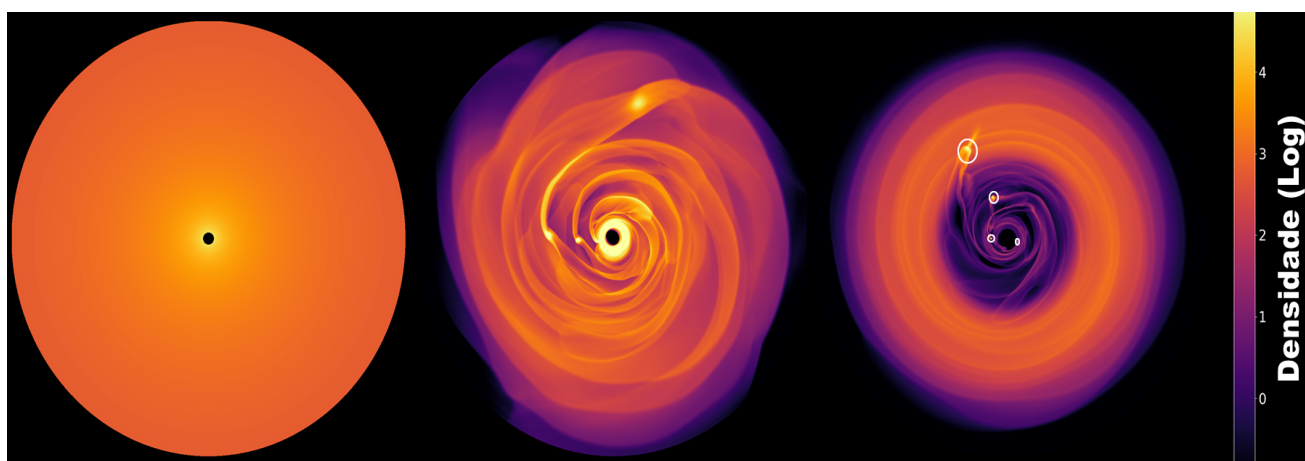
Entre todas as nossas simulações, apenas uma permaneceu estável por mais de 50 mil anos até se tornar instável. Essa simulação ainda exibiu breves episódios de reversão de migração (planetas migrando alternadamente para dentro e fora). Por isso, nós decidimos explorar esse caso um pouco mais. Nestes experimentos adicionais, nós liberamos os planetas em tempos diferentes dos nominais considerados até agora. Até agora nossos planetas eram liberados para migrar após 10 ou 20 mil anos, nesses novos testes nós liberamos os planetas a partir de 5, 15 e 25 mil anos. A configuração de massa foi a 7,6,5,4 M_{Jup} . Mostramos a seguir a evolução de semi-eixo maior e os snapshots do disco da simulação onde o planeta foi liberado a partir dos 10 mil anos. Em seguida mostraremos o semi-eixo maior para as simulações adicionais.

Figura 57 – Semi-eixo maior para o caso instável com massas 7, 6, 5 e 4 M_{Jup} . Planeta liberado para migrar em 10 mil anos.



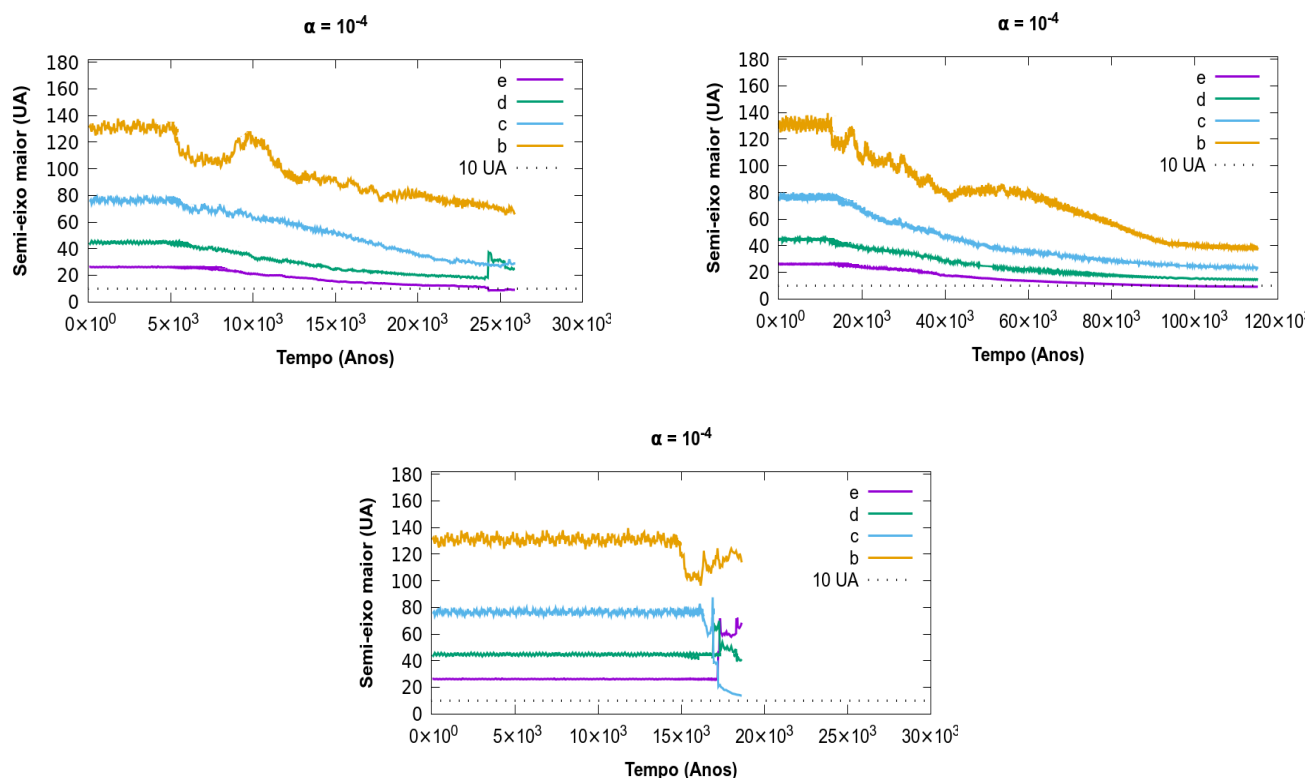
Fonte: Produção própria.

Figura 58 – Snapshots do modelo de disco “B” onde as simulações acabaram instáveis, porém os planetas demoraram mais de 50 mil anos para se tornarem instáveis. Cada um dos três discos representa o sistema em tempos diferentes, o primeiro no início, a segunda em aproximadamente 15 mil anos, e a terceira no último output do sistema a aproximadamente 55 mil anos. A cor representa a densidade superficial do gás do disco em g/cm^2 .



Fonte: Produção própria.

Figura 59 – Semi-eixo maior para a distância *Far*, viscosidade 10^{-4} . A figura superior esquerda mostra o semi-eixo maior para os planetas liberados a partir de 5 mil anos, a superior direita para 25 mil anos, e a figura inferior para os planetas liberados a partir de 15 mil anos.



Fonte: Produção própria.

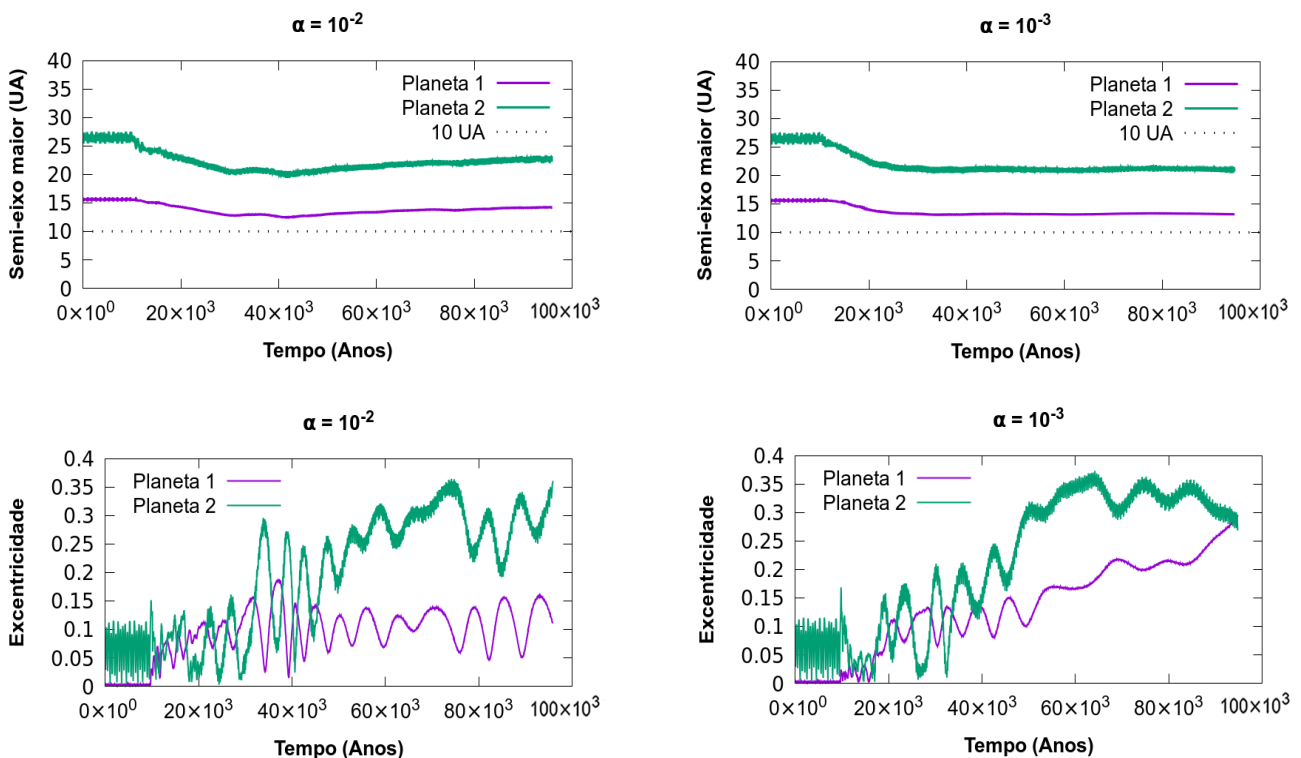
A figura 57 que mostra o semi-eixo maior para o planeta que foi liberado a partir de 10 mil anos, apesar de promissora, em nossos novos testes não obtivemos melhores resultados como pode ser visto na figura 59. A exceção foi para o caso onde os planetas foram liberados para migrar a partir de 25 mil anos, essa simulação permaneceu estável durante muito mais tempo que qualquer outra (figura 59, imagem superior direita), cerca de 120 mil anos até atingir a instabilidade. Isso demonstra que liberar os planetas em diferentes momentos faz com que os planetas experimentem torques diferentes devido a evolução dinâmica desses discos.

5 UM CENÁRIO HIPOTÉTICO COM 2 PLANETAS

Nossos resultados mostram que a dinâmica do Sistema HR8799 em um disco de gás é bastante complexa devido a interação gravitacional dos 4 planetas. Nesta seção nós decidimos estudar como seria a evolução de um sistema com apenas dois planetas. Inspirados pelos resultados de (MASSET; SNELLGROVE, 2001), pelo modelo Grand-Tack e também pelos resultados de (CRIDA et al., 2009) nós realizamos 2 simulações adicionais considerando os nossos dois modelos de discos. As massas dos planetas foram escolhida de tal forma a tornar a reversão da migração possível (MASSET; SNELLGROVE, 2001). Aqui nós decidimos fazer simulações considerando o planeta mais interno tendo o limite superior da massa estimada para este planeta no sistema HR8799 real, que é de aproximadamente $7M_{Jup}$, em nossas simulações nós consideramos $10 M_{Jup}$. A massa do planeta exterior é escolhida como sendo aproximadamente 1/3 da massa do mais interno ($3 M_{Jup}$). Essa razão de massa é aproximadamente aquela de Júpiter e Saturno no Sistema Solar. O planeta mais interno está a 5 unidades de distância do código e o mais externo está a 6,98 nessa mesma unidade. Essas distâncias também foram calculadas para que os planetas ficassem próximos de uma MMR do tipo 2:1, como discutido na seção [2.2.5].

Apresentaremos aqui os resultados para o disco “A”, o cenário *Closein*, para $\alpha = 10^{-2}$ e 10^{-3} .

Figura 60 - Nas figura da esquerda mostramos de cima para baixo o semi-eixo maior e a excentricidade para $\alpha=10^{-2}$, já na figura da direita também mostramos de cima para baixo o semi-eixo maior e a excentricidade para $\alpha=10^{-3}$



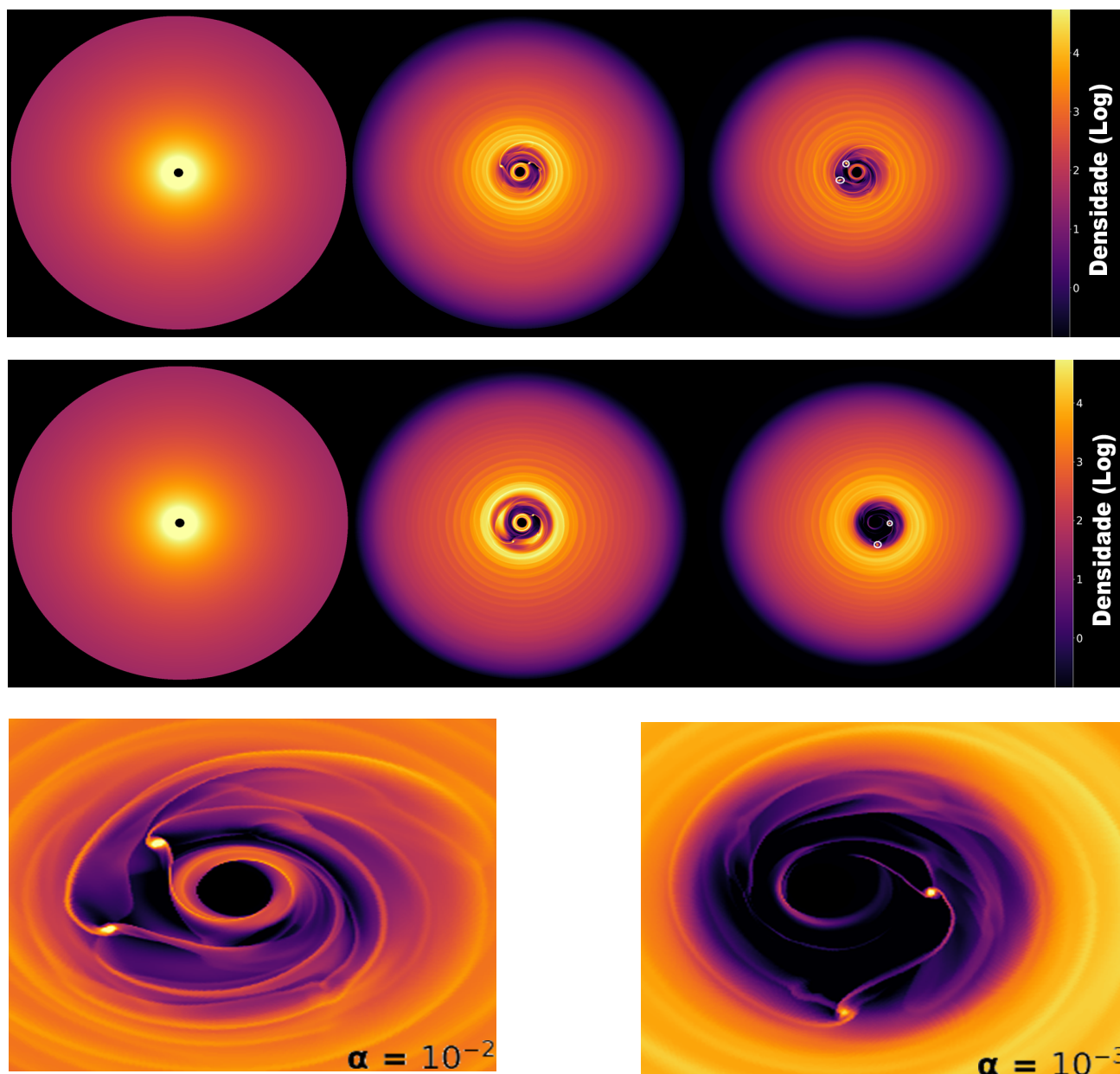
Fonte: Produção própria.

Como inicialmente era esperado, os planetas migram em direção à estrela eventualmente são capturados em ressonância de movimento médio do tipo 2:1 e reverterem a migração. A reversão de migração é mais evidente para o caso com viscosidade $\alpha = 10^{-2}$, enquanto o caso com $\alpha = 10^{-3}$ a migração é quase inteiramente suprimida. Podemos notar que em aproximadamente 40 mil anos, para

o caso da viscosidade $\alpha = 10^{-2}$, os planetas começam a reverter a migração.

Por fim, para simples ilustração dos sistemas, temos os snapshots das simulações.

Figura 61 – Snapshots da simulação do modelo de disco “A” onde os planetas revertem a migração. Nas figura superior cada um dos três discos representa o sistema em tempos diferentes, o primeiro no início, a segunda em aproximadamente 15 mil anos, e a terceira no último output do sistema a aproximadamente 95 mil anos para $\alpha=10^{-2}$. Na figura intermediária temos a mesma representação e nos mesmos tempos, mas $\alpha=10^{-3}$. Na figura inferior é mostrado uma aproximação na região do disco onde os planetas se encontram. A cor representa a densidade superficial do gás do disco em g/Cm^2 .



Fonte: Produção própria.

Analisando esses resultados nós podemos especular sobre um cenário não testado aqui. Uma possibilidade é que sistema HR8799 tenha formado pares de planetas com razões de massa similares a essa de forma consecutiva (Figura 61). O primeiro par se forma na região mais interna e então migra pra longe da estrela, enquanto o segundo par se forma mais tarde também na região interna e também migra pra fora. No futuro, nós planejamos realizar um conjunto adicional de simulações considerando

configuração com pares similares a estes para testar a viabilidade deste cenário.

Alternativamente, seria interessante modelar a formação e evolução do sistema HR8799 em um disco auto-gravitante razoavelmente fino. Em um disco de espessura relativamente mais fina aos assumidos aqui, os planetas podem abrir gaps mais rapidamente e talvez evitar rápida migração em direção à estrela. Se os planetas se formam simultaneamente no extremo do disco eles podem criar um amplo gap comum próximo a borda externa do disco. Em um disco que contenha quantidade significativa de gás apenas na região interior a órbita do planeta mais interno, os planetas sentiriam um torque provavelmente positivo do disco interno o que resultaria em migração pra longe da estrela ou limitada migração radial em direção a estrela. Seriam necessários simulações para se testar a estabilidade dos planetas e validade desse cenário em estudos futuros.

6 CONCLUSÃO

Nessa dissertação realizamos simulações hidrodinâmicas bi-dimensionais considerando à aproximação localmente isotermal pra termodinâmica do disco. Nós estudamos a dinâmica do sistema HR8799 em um disco de gás. Nossas simulações se iniciam com os planetas completamente formados. Como as massas reais desses planetas não são bem determinadas nós considerando uma variedade de configurações de massas e distâncias iniciais dos planetas até a estrela. Nós também consideramos modelos de discos de gás com diferentes perfis de densidade superficial, altura, e viscosidade. Nós realizamos no total mais de 140 simulações hidrodinâmicas.

Nossos resultados mostram que a dinâmica do sistema em um disco de gás é complexa. Em Cerca de 84,93 % de nossas simulações, os planetas se tornaram dinamicamente instáveis durante a evolução no disco de gás. Em 15,07% das simulações estáveis os planetas migraram para região interna do sistema, com o planeta mais interno tendo uma órbita final dentro de 10 UA. Tais configurações são inconsistentes com o sistema HR8799 pois o planeta mais interno do sistema tem uma órbita estimada a cerca de 16 UA. Em nenhuma de nossas simulações nós conseguimos manter os planetas em configurações consistentes com a atual e produzir um sistema de planetas análogo ao sistema HR8799. Assim, embora nossas simulações sejam simplistas em vários, por exemplo, nós não modelamos aqui o crescimento dos planetas via acreção de gás, nós especulamos que sistemas como HR8799 sejam extremamente raros pois eles tendem a se tornar instáveis ainda durante a fase de migração dos planetas no disco de gás. No futuro, pretendemos estudar a formação desse sistema em discos considerando os efeitos de auto-gravidade do gás.

REFERÊNCIAS

- AGOL, E.; FABRYCKY, D. C. Transit-Timing and Duration Variations for the Discovery and Characterization of Exoplanets. In: 2018. **Handbook of Exoplanets**. [S.l.: s.n.], 2018. p. 7.
- AGOL, E. et al. On detecting terrestrial planets with timing of giant planet transits. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 359, n. 2, p. 567–579, May 2005.
- ANDRÉ, P. et al. From Filamentary Networks to Dense Cores in Molecular Clouds: Toward a New Paradigm for Star Formation. In: Beuther, H. et al. (Ed.). **Protostars and Planets VI**. [S.l.: s.n.], 2014. p. 27.
- ANDREWS, S. M. et al. Ringed Substructure and a Gap at 1 au in the Nearest Protoplanetary Disk. **Astrophysical Journal**, v. 820, n. 2, p. L40, Apr 2016.
- ARMITAGE, P. J. Lecture notes on the formation and early evolution of planetary systems. **arXiv e-prints**, p. astro-ph/0701485, jan. 2007.
- ARMITAGE, P. J. **Astrophysics of Planet Formation**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2009.
- ARMITAGE, P. J. **Astrophysics of Planet Formation**. [S.l.: s.n.], 2010.
- ATAIEE, S. et al. Planet-vortex interaction: How a vortex can shepherd a planetary embryo. **Astronomy and Astrophysics**, v. 572, p. A61, dez. 2014.
- BARUTEAU, C. et al. Planet-Disk Interactions and Early Evolution of Planetary Systems. In: Beuther, H. et al. (Ed.). **Protostars and Planets VI**. [S.l.: s.n.], 2014. p. 667.
- BENÍTEZ-LLAMBAY, P. et al. Planet heating prevents inward migration of planetary cores. **Nature**, v. 520, n. 7545, p. 63–65, Apr 2015.
- BENÍTEZ-LLAMBAY, P.; MASSET, F. S. FARGO3D: A New GPU-oriented MHD Code. **Astrophysical Journal, Supplement**, v. 223, n. 1, p. 11, Mar 2016.
- BITSCH, B. et al. Formation of planetary systems by pebble accretion and migration: growth of gas giants. **Astronomy and Astrophysics**, v. 623, p. A88, Mar 2019.
- BOSS, A. P. Giant planet formation by gravitational instability. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 276, n. 5320, p. 1836–1839, 1997. ISSN 0036-8075. Disponível em: <<https://science.sciencemag.org/content/276/5320/1836>>.
- BOUCHY, F. et al. Doppler follow-up of ogle transiting companions in the galactic bulge. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 431, n. 3, p. 1105–1121, 2005.
- BROWN, T. M. et al. Hubble space telescope time-series photometry of the transiting planet of hd 209458. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 552, n. 2, p. 699, 2001.
- BRYDEN, G.; LIN, D. N. C. The effects of gap formation and orbital migration on planetary systems. In: **Bulletin of the American Astronomical Society**. [S.l.: s.n.], 1999. v. 31, p. 1130.
- CHAUVIN, G. et al. A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing. **Astronomy and Astrophysics**, v. 425, p. L29–L32, out. 2004.

CRIDA, A.; MASSET, F.; MORBIDELLI, A. Long range outward migration of giant planets, with application to fomalhaut b. **The Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 705, n. 2, p. L148, 2009.

CRIDA, A.; MORBIDELLI, A.; MASSET, F. On the width and shape of gaps in protoplanetary disks. **Icarus**, v. 181, n. 2, p. 587–604, Apr 2006.

DE VAL-BORRO, M. et al. A comparative study of disc–planet interaction. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 370, n. 2, p. 529–558, Aug 2006. ISSN 1365-2966.

DULLEMOND, C. P. et al. The disk substructures at high angular resolution project (DSHARP). VI. dust trapping in thin-ringed protoplanetary disks. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 869, n. 2, p. L46, dec 2018. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847/2041-8213/aaf742>>.

DUSCHL, W. J.; BRITSCH, M. A Gravitational Instability-driven Viscosity in Self-gravitating Accretion Disks. **ApJL**, v. 653, n. 2, p. L89–L92, dez. 2006.

EXOPLANET.EU. **The Extrasolar Planet Encyclopaedia – catalog listing**. 2018. <<http://exoplanet.eu/catalog/>> acessado em 01-12-2018.

EXOPLANETS.NASA.GOV. **Exoplanet Exploration: Planets Beyond Our Solar System**. 2020. <<https://exoplanets.nasa.gov/>> acessado em 28-08-2020.

FABRYCKY, D. C. et al. Architecture of Kepler’s Multi-transiting Systems. II. New Investigations with Twice as Many Candidates. **Astrophysical Journal**, v. 790, n. 2, p. 146, Aug 2014.

FABRYCKY, D. C.; MURRAY-CLAY, R. A. Stability of the Directly Imaged Multiplanet System HR 8799: Resonance and Masses. **Astrophysical Journal**, v. 710, n. 2, p. 1408–1421, fev. 2010.

FORGAN, D. et al. The nature of angular momentum transport in radiative self-gravitating protostellar discs. **Monthly Notices of the RAS**, v. 410, n. 2, p. 994–1006, jan. 2011.

GOLDREICH, P.; TREMAINE, S. The excitation of density waves at the Lindblad and corotation resonances by an external potential. **Astrophysical Journal**, v. 233, p. 857–871, Nov 1979.

GOLDREICH, P.; TREMAINE, S. Disk-satellite interactions. **Astrophysical Journal**, v. 241, p. 425–441, Oct 1980.

GOŹDZIEWSKI, K.; MIGASZEWSKI, C. Multiple mean motion resonances in the HR 8799 planetary system. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 440, n. 4, p. 3140–3171, jun. 2014.

GOŹDZIEWSKI, K.; MIGASZEWSKI, C. The Orbital Architecture and Debris Disks of the HR 8799 Planetary System. **Astrophysical Journal, Supplement**, v. 238, n. 1, p. 6, set. 2018.

GRAY, R. O.; KAYE, A. B. HR 8799: A Link between Υ Doradus Variables and λ Bootis Stars. **The Astronomical Journal**, v. 118, n. 6, p. 2993–2996, Dec 1999.

HARLOW, F. H.; WELCH, J. E. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. **The Physics of Fluids**, v. 8, n. 12, p. 2182–2189, 1965. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1761178>>.

HARTMANN, L. et al. Accretion and the Evolution of T Tauri Disks. **Astrophysical Journal**, v. 495, n. 1, p. 385–400, Mar 1998.

HAYASHI, C. Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula. **Progress of Theoretical Physics Supplement**, v. 70, p. 35–53, 01 1981. ISSN 0375-9687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1143/PTPS.70.35>>.

HELLER, R. Formation of hot Jupiters through disk migration and evolving stellar tides. **Astronomy and Astrophysics**, v. 628, p. A42, ago. 2019.

HOYLE, F. The Origin of the Solar Nebula. **The Quarterly journal of the Royal Astronomical Society**, v. 1, p. 28, Sep 1960.

IDA, S.; LIN, D. N. C. Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. I. A Desert in the Mass and Semimajor Axis Distributions of Extrasolar Planets. **Astrophysical Journal**, v. 604, n. 1, p. 388–413, Mar 2004.

IDA, S.; LIN, D. N. C. Toward a deterministic model of planetary formation. II. the formation and retention of gas giant planets around stars with a range of metallicities. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 616, n. 1, p. 567–572, nov 2004. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086%2F424830>>.

IDA, S.; MAKINO, J. Scattering of planetesimals by a protoplanet: Slowing down of runaway growth. **Icarus**, v. 106, n. 1, p. 210 – 227, 1993. ISSN 0019-1035. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910358371167X>>.

IZIDORO, A.; MORBIDELLI, A.; RAYMOND, S. N. Terrestrial Planet Formation in the Presence of Migrating Super-Earths. **Astrophysical Journal**, v. 794, n. 1, p. 11, Oct 2014.

IZIDORO, A.; RAYMOND, S. N. Formation of terrestrial planets. In: 2018. **Handbook of Exoplanets**. Cham: Springer International Publishing, 2018. p. 2365–2423. ISBN 978-3-319-55333-7. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7_142>.

JANSON, M. et al. Spatially resolved spectroscopy of the exoplanet hr 8799 c. **The Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 710, n. 1, p. L35, 2010.

JOHNSON, J. A. International Year of Astronomy Invited Review on Exoplanets. **Publications of the ASP**, v. 121, n. 878, p. 309, abr. 2009.

JORISSEN, A.; MAYOR, M.; UDRY, S. The distribution of exoplanet masses. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 379, n. 3, p. 992–998, 2001.

KENNEDY, G. M.; KENYON, S. J. Planet Formation around Stars of Various Masses: The Snow Line and the Frequency of Giant Planets. **Astrophysical Journal**, v. 673, n. 1, p. 502–512, Jan 2008.

KLEY, W.; NELSON, R. P. Planet-Disk Interaction and Orbital Evolution. **Annual Review of Astron and Astrophys**, v. 50, p. 211–249, Sep 2012.

KOKUBO, E.; IDA, S. Runaway growth of planetesimals. In: MUZZIO, J. C.; FERRAZ-MELLO, S.; HENRARD, J. (Ed.). **Chaos in Gravitational N-Body Systems**. Dordrecht: Springer Netherlands, 1996. p. 297–302. ISBN 978-94-009-0307-4.

LAMBRECHTS, M.; JOHANSEN, A. Rapid growth of gas-giant cores by pebble accretion. **Astronomy and Astrophysics**, v. 544, p. A32, Aug 2012.

LAMBRECHTS, M.; JOHANSEN, A.; MORBIDELLI, A. Separating gas-giant and ice-giant planets by halting pebble accretion. **Astronomy and Astrophysics**, v. 572, p. A35, dez. 2014.

- LEGA, E. et al. Migration of Earth-sized planets in 3D radiative discs. **MNRAS**, v. 440, n. 1, p. 683–695, maio 2014.
- LIN, D. N. C.; PAPALOIZOU, J. On the structure and evolution of the primordial solar nebula. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 191, n. 1, p. 37–48, 05 1980. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/191.1.37>>.
- LIN, M.-K.; PAPALOIZOU, J. C. B. Type III migration in a low-viscosity disc. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 405, n. 3, p. 1473–1490, 06 2010. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16560.x>>.
- LISSAUER, J. J. Planet formation. **Annual Review of Astron and Astrophys**, v. 31, p. 129–174, Jan 1993.
- LISSAUER, J. J. et al. A closely packed system of low-mass, low-density planets transiting Kepler-11. **Nature**, v. 470, n. 7332, p. 53–58, fev. 2011.
- LISSAUER, J. J. et al. Architecture and Dynamics of Kepler’s Candidate Multiple Transiting Planet Systems. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 197, n. 1, p. 8, Nov 2011.
- LUFKIN, G. et al. Simulations of gaseous disc-embedded planet interaction. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 347, n. 2, p. 421–429, Jan 2004. ISSN 1365-2966.
- LYNDEN-BELL, D.; PRINGLE, J. E. The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. **Memoirs of the Royal Astronomical Society**, v. 168, p. 603–637, Sep 1974.
- MALHOTRA, R. The origin of Pluto’s peculiar orbit. **Nature**, v. 365, n. 6449, p. 819–821, Oct 1993.
- 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.
- MANDELL, A. M.; RAYMOND, S. N.; SIGURDSSON, S. Formation of Earth-like Planets During and After Giant Planet Migration. **Astrophysical Journal**, v. 660, n. 1, p. 823–844, May 2007.
- MAROIS, C. et al. Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799. **Science**, v. 322, n. 5906, p. 1348, Nov 2008.
- MAROIS, C. et al. Images of a fourth planet orbiting HR 8799. **Nature**, v. 468, n. 7327, p. 1080–1083, Dec 2010.
- MASSET, F. FARGO: A fast eulerian transport algorithm for differentially rotating disks. **Astronomy and Astrophysics, Supplement**, v. 141, p. 165–173, Jan 2000.
- MASSET, F.; SNELLGROVE, M. Reversing type II migration: resonance trapping of a lighter giant protoplanet. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 320, n. 4, p. L55–L59, Feb 2001.
- MASSET, F. S. The co-orbital corotation torque in a viscous disk: Numerical simulations. **Astronomy and Astrophysics**, v. 387, p. 605–623, May 2002.
- MASSET, F. S.; D’ANGELO, G.; KLEY, W. On the Migration of Protoplanet Solid Cores. **ApJ**, v. 652, n. 1, p. 730–745, nov. 2006.
- MASSET, F. S.; PAPALOIZOU, J. C. B. Runaway migration and the formation of hot jupiters. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 588, n. 1, p. 494–508, may 2003. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086%2F373892>>.

- MATZNER, C. D.; LEVIN, Y. Protostellar Disks: Formation, Fragmentation, and the Brown Dwarf Desert. **Astrophysical Journal**, v. 628, n. 2, p. 817–831, Aug 2005.
- MAYOR, M.; QUELOZ, D. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. **Nature**, v. 378, n. 6555, p. 355–359, Nov 1995.
- MCKEE, C. F.; OSTRIKER, E. C. Theory of Star Formation. **Annual Review of Astron and Astrophys**, v. 45, n. 1, p. 565–687, Sep 2007.
- MCNALLY, C. P. et al. Low mass planet migration in Hall-affected disks. In: **Journal of Physics Conference Series**. [S.l.: s.n.], 2018. (Journal of Physics Conference Series, v. 1031), p. 012007.
- MORBIDELLI, A. et al. The great dichotomy of the Solar System: Small terrestrial embryos and massive giant planet cores. **Icarus**, v. 258, p. 418–429, Sep 2015.
- MUKHOPADHYAY, B. Estimate of the Shakura-Sunyaev Viscosity Parameter in the Keplerian Accretion Disk from Hydrodynamic Turbulence. **International Journal of Modern Physics D**, v. 17, n. 3-04, p. 467–473, Jan 2008.
- MÜLLER, T. W. A.; KLEY, W.; MERU, F. Treating gravity in thin-disk simulations. **American Academy of Pediatrics**, v. 541, p. A123, maio 2012.
- NELSON, R. P. et al. The migration and growth of protoplanets in protostellar discs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 318, n. 1, p. 18–36, 10 2000. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03605.x>>.
- PETIT DIT DE LA ROCHE, D. J. M. et al. New constraints on the HR 8799 planetary system from mid-infrared direct imaging. **Monthly Notices of the RAS**, v. 491, n. 2, p. 1795–1799, jan. 2020.
- POLLACK, J. B. et al. Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and gas. **Icarus**, v. 124, n. 1, p. 62 – 85, 1996. ISSN 0019-1035. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103596901906>>.
- R, G. G. A.; W, C. S. Determinação da Massa e Dados Orbitais de Exoplanetas pelo Método Doppler. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 39, n. 1, 2017. ISSN 1806-1117.
- RAFIKOV, R. R. Can Giant Planets Form by Direct Gravitational Instability? **Astrophysical Journal**, v. 621, n. 1, p. L69–L72, Mar 2005.
- RAFIKOV, R. R. Protoplanetary Disks as (Possibly) Viscous Disks. **Astrophysical Journal**, v. 837, n. 2, p. 163, Mar 2017.
- RAYMOND, S. N. et al. Building the terrestrial planets: Constrained accretion in the inner solar system. **Icarus**, v. 203, n. 2, p. 644 – 662, 2009. ISSN 0019-1035. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103509002279>>.
- ROWAN, D. et al. The Lick-Carnegie Exoplanet Survey: HD 32963—A New Jupiter Analog Orbiting a Sun-like Star. **Astrophysical Journal**, v. 817, n. 2, p. 104, Feb 2016.
- SACKETT, P. D. Searching for Unseen Planets via Occultation and Microlensing. In: Mariotti, J. M.; Alloin, D. (Ed.). **NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C**. [S.l.: s.n.], 1999. (NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, v. 532), p. 189.
- SANTOS, N. C. Extra-solar planets: detection methods and results. **New Astronomy Reviews**, Elsevier, v. 52, n. 2, p. 154–166, 2008.

- SHAKURA, N. I.; SUNYAEV, R. A. Reprint of 1973A&A....24..337S. Black holes in binary systems. Observational appearance. **Astronomy and Astrophysics**, v. 500, p. 33–51, Jun 1973.
- SHU, F. H.; ADAMS, F. C.; LIZANO, S. Star formation in molecular clouds: observation and theory. **Annual Review of Astron and Astrophys**, v. 25, p. 23–81, Jan 1987.
- SPIEGEL, D.; FORTNEY, J.; SOTIN, C. The structure of exoplanets. **Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America**, v. 111, 12 2013.
- SPRUIT, H. C. Accretion disks. **arXiv e-prints**, p. arXiv:1005.5279, maio 2010.
- STEVENS, D. J.; GAUDI, B. S. A posteriori transit probabilities. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, IOP Publishing, v. 125, n. 930, p. 933, 2013.
- STONE, J. M.; BALBUS, S. A. Angular Momentum Transport in Accretion Disks via Convection. **Astrophysical Journal**, v. 464, p. 364, Jun 1996.
- TAKEUCHI, T.; MIYAMA, S. M.; LIN, D. N. C. Gap Formation in Protoplanetary Disks. **Astrophysical Journal**, v. 460, p. 832, Apr 1996.
- 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. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 565, n. 2, p. 1257–1274, feb 2002. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/324713>>.
- THOMMES, E. W.; DUNCAN, M. J.; LEVISON, H. F. Oligarchic growth of giant planets. **Icarus**, v. 161, n. 2, p. 431–455, Feb 2003.
- TOOMRE, A. On the gravitational stability of a disk of stars. **Astrophysical Journal**, v. 139, p. 1217–1238, May 1964.
- WALLSBY, D. **Giant planet formation around HR8799**. 2017. (Lund Observatory Examensarbeten). Student Paper.
- WALSH, K. J. et al. A low mass for Mars from Jupiter's early gas-driven migration. **Nature**, v. 475, n. 7355, p. 206–209, Jul 2011.
- WANG, J. J. et al. Dynamical constraints on the HR 8799 planets with GPI. **The Astronomical Journal**, American Astronomical Society, v. 156, n. 5, p. 192, oct 2018. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847%2F1538-3881%2Faae150>>.
- WARD, W. R. Protoplanet migration by nebula tides. **Icarus**, v. 126, n. 2, p. 261 – 281, 1997. ISSN 0019-1035. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910359695647X>>.
- WEIDENSCHILLING, S. et al. Accretional evolution of a planetesimal swarm. **Icarus**, v. 128, n. 2, p. 429 – 455, 1997. ISSN 0019-1035. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910359795747X>>.
- WEIDENSCHILLING, S. J. Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 180, n. 2, p. 57–70, 09 1977. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/180.2.57>>.
- WILLIAMS, J. P.; CIEZA, L. A. Protoplanetary Disks and Their Evolution. **Annual Review of Astron and Astrophys**, v. 49, n. 1, p. 67–117, Sep 2011.
- WOLSZCZAN, A.; FRAIL, D. A. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. **Nature**, v. 355, n. 6356, p. 145–147, Jan 1992.

WRIGHT, J. T. Radial Velocities as an Exoplanet Discovery Method. **Handbook of Exoplanets**. [S.l.: s.n.], 2018. p. 4.

7 APÊNDICE

A seguir, apresentaremos uma série de tabelas contendo todos os resultados de nossas simulações como especificado no capítulo 4 dessa dissertação. Cada tabela apresenta os resultados para as 8 configurações de massas que adotamos. Em todas elas, da esquerda para a direita temos: qual o disco que foi realizado a simulação, as distâncias em que os planetas se encontravam, o α adotado, o tempo em que os planetas foram liberados para migrar, e por último se a simulação se tornou instável ou estável. Lembrando que todas essas características foram discutidas no capítulo 4, quando explicitamos as configurações que adotamos em nossas simulações.

Tabela referente as simulações com a seguinte configuração de massas: $10 - 3 - 3 - 3 M_{Jup}$

Disco	Distância	Viscosidade	Tempo de Lançamento (Anos)	Resultado
A	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Estável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável

Fonte: Produção própria.

Tabela referente as simulações com a seguinte configuração de massas: $7 - 3 - 7 - 3 M_{Jup}$.

Disco	Distância	Viscosidade	Tempo de Lançamento (Anos)	Resultado
A	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável

Fonte: Produção própria.

Tabela referente as simulações com a seguinte configuração de massas: $10 - 5 - 5 - 4 M_{Jup}$.

Disco	Distância	Viscosidade	Tempo de Lançamento (Anos)	Resultado
A	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável

Fonte: Produção própria.

Tabela referente as simulações com a seguinte configuração de massas: $10 - 8 - 6 - 4 M_{Jup}$.

Disco	Distância	Viscosidade	Tempo de Lançamento (Anos)	Resultado
A	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Estável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Estável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável

Fonte: Produção própria.

Tabela referente as simulações com a seguinte configuração de massas: $6 - 7 - 8 - 4 M_{Jup}$.

Disco	Distância	Viscosidade	Tempo de Lançamento (Anos)	Resultado
A	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Estável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Estável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Estável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Estável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Estável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Estável

Fonte: Produção própria.

Tabela referente as simulações com a seguinte configuração de massas: $7 - 6 - 5 - 4 M_{Jup}$.

Disco	Distância	Viscosidade	Tempo de Lançamento (Anos)	Resultado
A	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Estável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-4}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-4}	20.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Estável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Estável
B	<i>Closein</i>	10^{-4}	20.000	Estável

Fonte: Produção própria.

Tabela referente as simulações com a seguinte configuração de massas: $7 - 7 - 7 - 4 M_{Jup}$.

Disco	Distância	Viscosidade	Tempo de Lançamento (Anos)	Resultado
A	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-4}	10.000	Estável
A	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-4}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-4}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-4}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Estável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-4}	10.000	Estável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Estável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-4}	20.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Estável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-4}	10.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Estável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Estável
B	<i>Closein</i>	10^{-4}	20.000	Estável

Fonte: Produção própria.

Tabela referente as simulações com a seguinte configuração de massas: $7,2 - 7,2 - 7,2 - 5,8 M_{Jup}$.

Disco	Distância	Viscosidade	Tempo de Lançamento (Anos)	Resultado
A	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-4}	10.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
A	<i>Far</i>	10^{-4}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-4}	10.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável
A	<i>Closein</i>	10^{-4}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-4}	10.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-2}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Far</i>	10^{-4}	20.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	10.000	Estável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	10.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-4}	10.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-2}	20.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-3}	20.000	Instável
B	<i>Closein</i>	10^{-4}	20.000	Instável

Fonte: Produção própria.