



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21b/2014/06.11.15.17-TDI

## **ESTUDO DA INTERAÇÃO ENTRE O DISCO PROTOPLANETÁRIO E OS PLANETAS: SIMULAÇÕES NUMÉRICAS**

Luiz Henrique Guimarães dos Santos

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pela Dra. Adriana Benetti Marques Valio, aprovada em 15 de abril de 2014.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP5W34M/3GF4HGP>>

INPE  
São José dos Campos  
2014

**PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

**CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):****Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

**Membros:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Amauri Silva Montes - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espaciais (ETE)

Dr. André de Castro Milone - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Joaquim José Barroso de Castro - Centro de Tecnologias Espaciais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

**BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

**REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

**EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21b/2014/06.11.15.17-TDI

## ESTUDO DA INTERAÇÃO ENTRE O DISCO PROTOPLANETÁRIO E OS PLANETAS: SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

Luiz Henrique Guimarães dos Santos

Dissertação de Mestrado do Curso  
de Pós-Graduação em Astrofísica,  
orientada pela Dra. Adriana Be-  
netti Marques Valio, aprovada em  
15 de abril de 2014.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP5W34M/3GF4HGP>>

INPE  
São José dos Campos  
2014

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Santos, Luiz Henrique Guimarães dos.

Sa59e      Estudo da interação entre o disco protoplanetário e os planetas:  
simulações numéricas / Luiz Henrique Guimarães dos Santos. –  
São José dos Campos : INPE, 2014.  
xxvi + 104 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2014/06.11.15.17-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de  
Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2014.

Orientadora : Dra. Adriana Benetti Marques Valio.

1. Exoplanetas. 2. Simulações numéricas. 3. Disco protoplanetário. 4. Formação planetária. I.Título.

CDU 523.03

---

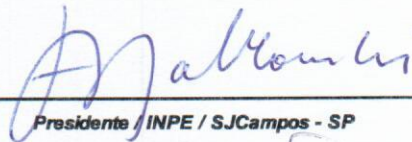


Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aprovado (a) pela Banca Examinadora  
em cumprimento ao requisito exigido para  
obtenção do Título de **Mestre** em  
**Astrofísica**

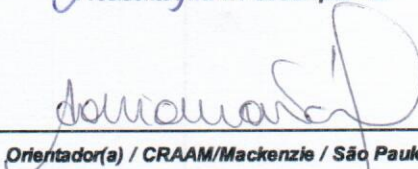
Dr. Francisco José Jablonski



---

Presidente / INPE / SJCampos - SP

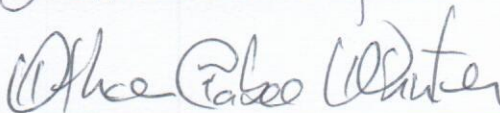
Dra. Adriana Benetti Marques Valio



---

Orientador(a) / CRAAM/Mackenzie / São Paulo - SP

Dr. Othon Cabo Winter



---

Membro da Banca / UNESP/GUARA / Guaratinguetá - SP

Dr. Éder Martioli



---

Convidado(a) / LNA/MCTI / Itajubá - MG

Este trabalho foi aprovado por:

( ) maioria simples

unanimidade

Aluno (a): **Luiz Henrique Guimarães dos Santos**

São José dos Campos, 15 de Abril de 2014

Profa. Adriana Benetti Marques Valio



## **AGRADECIMENTOS**

Este trabalho não seria possível sem a ajuda de várias pessoas queridas que muito estimo. Agradeço especialmente a minha orientadora, Dra Adriana Benetti Marques Válio, que com calma e paciência me motivou a concluir este trabalho. À Walquiria que possui meu amor e admiração e aos meus filhos, que dominam os meus melhores sentimentos, alimentando minha determinação por um futuro melhor e mais digno. Agradeço à minha mãe pelo apoio irrestrito às minhas iniciativas. Aos meus amigos de São Paulo, Luís Carlos “Tú”, Luís Ricardo, João, Evandro e Vandeti que muitas vezes me hospedaram e me elevaram em conversas saudáveis. Aos meus amigos de Campinas e São José dos Campos, em especial ao Juarez, Luís Fernando, Ulisses, Cleo, Joice e aos amigos do INPE Marcio, Marcia, André, Marcela, bem como todos os professores que me ajudaram construtivamente neste caminho. Agradecimento especial à CAPES e à FAPESP pela bolsa concedida ao final deste trabalho (Processo: 2012/02823-1) e aos funcionários do INPE e do CRAAM que me deram suporte para sua conclusão.





## RESUMO

Entender a interação de planetas ainda embebidos no disco protoplanetário é crucial para conhecermos o processo de formação de planetas, inclusive do Sistema Solar. Para tanto precisamos compreender as características dos exoplanetas descobertos nas últimas duas décadas, seus métodos de detecção e a estatística destes planetas. Este trabalho apresenta um estudo teórico mais aprofundado sobre as características do disco protoplanetário e os torques que surgem sobre o planeta em sua interação com o disco e os consequentes tipos de migração orbital que podem ocorrer. Para verificar a teoria, realizamos simulações numéricas utilizando o código hidrodinâmico FARGO. Foram feitas seis séries de simulações com planetas de quatro massas distintas (tipo Terra, Super-Terra, Netuno e Júpiter) inseridos no disco gasoso e com diferentes configurações de inicialização. Buscando observar as características físicas da interação disco-planeta estimamos a velocidade de migração para diferentes perfis radiais de densidade superficial do disco. Como resultado marcante destas simulações encontramos a rápida taxa de variação radial dos planetas e uma massa limite na formação dentro do disco, equivalente a aproximadamente  $10 M_{Jup}$ , após o qual o planeta cai rapidamente sobre sua estrela hospedeira. Além disto, para aumentar o tempo de existência do planeta dentro do disco, analisamos o comportamento da migração na presença de saltos no perfil radial de densidade superficial do disco, verificando o seu travamento e um cenário que possibilitaria ao planeta se formar antes da dissipação total do disco de acreção. Considerando os resultados das simulações e suas limitações, discutimos os possíveis cenários finais de sistemas planetários. Verificamos a possibilidade de um planeta gigante estimular o aparecimento destes saltos radiais de densidade e que a variação radial da borda deste salto levaria o planeta em seus limites, podendo definir a sua órbita final.



# STUDY OF THE INTERACTION BETWEEN THE PROTOPLANETARY DISK AND THE PLANETS: NUMERICAL SIMULATIONS

## ABSTRACT

To understand the interaction of planets still embedded in protoplanetary disks is crucial to the process of planet formation, including that of our own Solar System. For this purpose, we need to know the characteristics of exoplanets discovered in the last two decades, their detection methods, and statistics of these planets. This work presents a theoretical study more depth on the characteristics of the protoplanetary disk is needed as well as that of the torques that act on the planet in their interaction, and the resulting types of orbital migration that can occur. To verify the theory, we performed numerical simulations using the hydrodynamic code FARGO. Six series of simulations with planets of four different masses (Earth, Super-Earth, Neptune, and Jupiter types) embedded in a gaseous disk were done with different initial setups. A study of the physical characteristics of disc-planet interaction was made by estimating the migration velocity for different radial profiles of the disk surface density. As a result of these simulations we find the rapid rate of radial variation of planets and a mass limit the formation within the disk, equivalent to approximately  $10 M_{Jup}$ , after which the planet falls quickly on its host star. Furthermore, to increase the lifetime of the planet within the disk, analyzed the migration behavior in the presence of jumps in the radial density profile surface of the disk, checking your lock and a scenario that would allow the planet is formed before the complete dissipation of the accretion disk. Considering the simulation results and its limitations, we discussed the possible final scenarios of planetary systems. We checked the possibility of a giant planet stimulate the appearance of these jumps radial density and radial variation of the edge of this planet would jump at their limits and can define its final orbit.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Representação esquemática do Sistema Solar com os seus principais protagonistas. Os planetas gasosos possuem 98% do momento angular (L) do Sistema. Além do cinturão de Kuiper, encontra-se a Nuvem de Oort, região esférica, hipotética, que a 50000 UA é o limite do Sistema Solar. . . . .	4
2.2 Diagrama da massa do planeta em função do semieixo maior ilustrando os dois critérios de Levison que definem os planetas. Os círculos verdes representam os oito planetas “clássicos” do Sistema Solar mais Plutão. O ponto púrpura é Ceres. A linha azul retrata a condição de ejeção da Equação 2.1 enquanto que a curva vermelha mostra o critério de acreção da Equação 2.2. Fonte: Levison (2006). . . . .	9
2.3 Período orbital em função da massa dos exoplanetas conhecidos (em $M_{Jup}$ ). . . . .	10
2.4 Detecção por imageamento direto de planetas no sistema <i>HR 8799</i> . Fonte: Marois (2010). . . . .	13
2.5 Aproximação para a separação angular aparente. . . . .	14
2.6 Sinal da velocidade radial para <i>HD 102117</i> . A fase $\phi$ na abscissa evolui linearmente com o tempo. A curva cheia mostra o melhor resultado obtido com o método dos mínimos quadrados. Sua companheira tem uma massa de $0.14 M_{Jupiter}$ e período orbital de 20.7 dias. Fonte: Lovis (2005). . . . .	15
2.7 Esquema mostrando a variação de brilho causada pelo planeta transitando sua estrela central. $\delta$ é o parâmetro de impacto do trânsito sobre o disco estelar. Fonte: Deeg (1998). . . . .	18
2.8 Curva de luz do evento de microlente <i>OGLE-2005-BLG-390</i> e o melhor modelo da curva em função do tempo (curva preta). Os dados são de 650 pontos proveniente de vários observatórios. O zoom a direita mostra o efeito causado pelo planeta, a razão das massas entre o planeta e a estrela é $q = 7.6 \times 10^{-5}$ . . . . .	19
2.9 Quantidade de planetas descobertos de acordo com as técnicas de detecção utilizadas. . . . .	20
2.10 Massas dos exoplanetas descobertos dispostas por ano. . . . .	21

2.11	Período orbital em função da massa dos planetas. Observe as regiões de concentração das populações de planetas já descobertos. . . . .	22
2.12	Massa dos planetas como função do seu semieixo maior em UA. As linhas verticais vermelha, roxa e marrom indicam as posições de Mercúrio, Júpiter e cinturão de <i>Kuiper</i> do nosso Sistema Solar, respectivamente. A linha azul clara horizontal delimita os planetas com massas maiores que $0,05M_J$ . . . . .	23
2.13	Excentricidade em função do semieixo maior em UA. . . . .	25
2.14	Imagem que sintetiza as fases de formação planetária. . . . .	26
2.15	Exemplo de evolução temporal de um planeta com a massa de Jupiter (POLLACK et al., 1996) fixo em $5,2UA$ . A densidade superficial inicial do disco é $10 g.cm^{-2}$ . A linha sólida ( $M_Z$ ) representa a massa sólida acumulada; a linha pontilhada a massa de gás acumulado ( $M_{XY}$ ) e a linha traço-ponto, a massa total do planeta ( $M_p$ ). . . . .	27
2.16	Forma típica da densidade superficial no plano médio de um disco protoplanetário fragmentado. Aglomerados de alta densidade podem fornecer condições adequadas para a formação de planetas gasosos. . . . .	29
3.1	Representação esquemática do disco protoplanetário em torno de uma estrela <i>T-Tauri</i> . . . . .	34
3.2	Densidade superficial de rocha, gelo e gás na nebulosa solar como função da distância ao Sol. Destacamos também a posição dos planetas do Sistema Solar. Fonte: Hayashi (1981). . . . .	35
3.3	Valores absolutos das componentes dos torque $\Gamma_m$ nas ressonâncias internas (triângulos) e externas (diamantes), para duas diferentes razões de aspecto: $h = 0,03$ e $h = 0,07$ . Os torque são normalizados por $\Gamma_0 = \pi q^2 \Sigma r_p^4 \Omega_p h^{-3}$ . Fonte: Papaloizou (2007). . . . .	39
3.4	Perfil de densidade de um disco perturbado por um planeta de baixa massa. A delimitação da região de feradura é dada pelas linhas de corrente ( <i>streamlines</i> ). Fonte: Baruteau (2012). . . . .	41

3.5	Torque por unidade de massa exercido pelo disco sobre o protoplaneta. A turbulência neste caso gera fortes flutuações no torque em ambos os lados do disco, de forma que se torna muito difícil distinguir os torques resultantes de cada um dos lados. O torque total oscila entre valores positivos e negativos. Fonte: Nelson (2004).	45
3.6	Torque total em um planeta de $5 M_{\oplus}$ em função do tempo para três diferentes densidades de um disco laminar (não turbulento). Os valores são normalizados pelos valores analíticos (TANAKA et al., 2002), que são reproduzidos por simulações isotérmicas. Para altas densidades (ou elevadas opacidades) o torque se torna positivo indicando a migração para fora do disco. Fonte: paardekooper (2006).	46
3.7	Ocorrência para os três tipos de migração para um disco com razão de aspecto de 3% e com viscosidade $\nu = 10^{-5}$ . O eixo $x$ é a razão das massas do planeta e da estrela, o eixo $y$ à esquerda é a razão de massa primária do disco. O eixo $y$ à direita é o parâmetro $Q$ de Toomre no local do planeta. A parte superior do gráfico está limitada pelo limite de instabilidade gravitacional do planeta. Fonte: Masset et al (2003).	48
4.1	Exemplo ilustrativo de uma saída produzida pelo código FARGO. Trata-se de um perfil radial de densidade superficial perturbado por um planeta de baixa massa fixado em $x=1$ e $y=0$ . A grade é sobreposta em linhas brancas, o zoom à direita mostra a localização dos campos escalares e vetoriais para uma determinada célula. Note que a velocidade radia $v_r$ e azimutal $v_{\phi}$ estão localizadas nas bordas e os valores escalares estão no centro da célula.	49
4.2	Exemplo de quatro Perfis radiais de densidade superficial do disco utilizado nas simulações. Acima, temos Perfil constante ( $\sigma = 0, 0$ ) com densidade superficial de referência $\Sigma_0 = 6, 36 \times 10^{-4}$ em $r_0 = 1, 0$ , o salto de densidade no gráfico à direita é centralizado em $r_c = 1, 5$ , sinalizado pela linha vertical tracejada. Abaixo temos os perfis com $\sigma = 0, 5$ e $\sigma = 1, 5$ e a densidade de referência é $\Sigma_0 = 6, 36 \times 10^{-3}$ em $r_0 = 1, 0$ .	57

5.1	Reação do disco protoplanetário ao potencial perturbador de um planeta de massa tipo Terra na simulação $S1_{M_T}^{R25}$ no tempo $T_{orb} = 100$ . Observe a formação de ondas espirais que carregam momento angular.	70
5.2	Esta sequência de gráficos mostra a evolução na abertura da cavidade por um planeta tipo Júpiter inserido em um disco protoplanetário na simulação $S1_{M_J}^{R20}$ . Contrastes mais escuros representam menor densidade local. A posição inicial do planeta é em $2UA$ e sofre uma pequena migração em direção à estrela central (não apresentada no diagrama). A profundidade relativa da densidade radial superficial até o tempo considerado é de aproximadamente 70 %.	71
5.3	Regime de migração para as primeiras 100 órbitas dos planetas $M_T$ (linha verde), $M_{ST}$ (linha rosa) e $M_N$ (linha azul), considerando apenas três posições iniciais $a_0$ : $1,0UA$ , $2,5UA$ e $4,5UA$ . Acima temos a variação da posição radial em função do tempo em $T_{orb}$ e abaixo as respectivas variações de velocidade radial no mesmo intervalo de tempo.	72
5.4	Torque agindo sobre os planetas em quatro diferentes simulações da série S1: $S1_{M_T}^{R25}$ , $S1_{M_{ST}}^{R25}$ , $S1_{M_N}^{R25}$ e $S1_{M_J}^{R25}$ . O torque é normalizado por $\Gamma_0 = \pi r_p^4 \Omega_p^4 q^2 \Sigma_0 h^{-3}$ e a posição inicial de lançamento dos planetas é $a_0 = 2,5UA$ . As linhas coloridas são os torques totais devido as partes do disco interna (positiva) e externa (negativa) à órbita do planeta, a linha escura central é o torque resultante total (Lindblad mais Corrotação).	74
5.5	Variação no perfil radial de densidade superficial do disco nas simulações $S1_{M_T}^{R25}$ , $S1_{M_{ST}}^{R25}$ , $S1_{M_N}^{R25}$ e $S1_{M_J}^{R25}$ . A linha preta representa o tempo $T_{orb} = 5$ e corresponde basicamente ao perfil inicial, as outras são: linha vermelha em $T_{orb} = 100$ , linha roxa em $T_{orb} = 200$ , linha azul em $T_{orb} = 300$ e linha amarela em $T_{orb} = 500$ . A posição inicial $a_0 = 2,5UA$ dos planetas é intermediária no disco, as linhas verticais correspondem às posições iniciais (linhas pontilhadas) e finais (linhas tracejadas) dos planetas.	75
5.6	Erro relativo no Torque de corrotação como função da resolução (número de zonas na região de meia largura na ferradura). Os pontilhados e tracejados são referentes ao caso extremo e o mais conservador, respectivamente. Fonte: Masset (2002).	78



5.7	Comparação entre a migração para as 80 primeiras órbitas entre as simulações $S1$ (linhas pontilhadas) com $\sigma = 0,0$ e $S2$ (linhas cheias) com $\sigma = 1,5$ . Utilizamos apenas os planetas de menores massa, $M_T$ , $M_{ST}$ e $M_N$ , lançados inicialmente em $a_0 = 3,0 UA$ . À direita, apresentamos também as respectivas velocidades radiais. . . . .	79
5.8	Variação do semieixo dos planetas tipo Netuno (azul) e Super Terra (roxo) para a série de simulações $S2$ durante 600 órbitas. As cavidades estão nas posições $0,5 UA$ , $1,0 UA$ e $1,5 UA$ (linhas horizontais tracejadas). À direita apresentamos as respectivas velocidades radiais. . . . .	80
5.9	Variação do semieixo das simulações da série $S2$ com o planeta tipo Júpiter com as cavidades nas posições $0,7 UA$ , $1,0 UA$ e $1,5 UA$ durante 800 órbitas, As linha horizontais tracejadas indicam a posição da cavidade e à direita apresentamos as respectivas velocidades radiais. Após aproximadamente 300 órbitas o planeta gigante armadilhado rompe o gradiente de densidade e cai sobre a estrela. . . . .	82
5.10	Simulação $SG_{MST}^{RCvar}$ com o raio da cavidade inicial $R_{cav} = 0,9 UA$ . Acima o planeta tipo Super Terra é travado na cavidade. Abaixo, repetimos a simulação com a cavidade mudando de posição em função do tempo. . . . .	84
5.11	Resultado para a série de simulações $S5$ . Dois planetas são inseridos simultaneamente no disco. Acima, um tipo Super Terra (roxo) com tipo Júpiter (vermelho) e abaixo um tipo Netuno (azul) com tipo Júpiter (vermelho). À direita temos as respectivas velocidades radiais para os planetas de menores massa. Júpiter está propositalmente fixo, não possuindo movimento radial. . . . .	85
5.12	Resultado para a série de simulações $S3$ . Os quatro planetas são lançados da mesma posição inicial em $a_0 = 5,0 UA$ com acreção máxima sobre eles. Os painéis superiores mostram a variação radial da posição dos planetas sob acreção (esquerda), variação da massa em cada planeta para o caso livre (meio) e o caso hipotético em que os planetas estariam fixos na mesma órbita (direita). Abaixo temos as taxas de migração (esquerda) e acreção de massa para os casos livre e fixo (meio e direita, respectivamente). . . . .	86

- 5.13 Resultado para a série de simulações *S4*. As massas dos planetas são  $0,5 M_T$  (linha cheia verde),  $1,0 M_T$  (linha pontilhada verde),  $10 M_T$  (linha cheia rosa) e  $15 M_T$  (linha pontilhada vermelha). A primeira coluna mostra o caso comum sem acreção de massa para  $\sigma = 0,0$ , na segunda coluna temos o mesmo perfil radial de densidade superficial mas com acreção sobre o planeta e na terceira coluna mantivemos a acreção com  $\sigma = 1,5$ . Acima temos as posições radiais, ao meio a velocidade radial e abaixo a massa dos respectivos planetas. . . . . 88
- 6.1 Astrônomos observam etapa fundamental do nascimento de planetas gigantes pela primeira vez com o telescópio ALMA no Chile. Há um enorme fluxo de gás através de uma abertura no disco ao redor de uma estrela jovem. Estas são as primeiras observações diretas de tais fluxos, ilustrando a atual situação das observações em torno dos discos protoplanetário e sua interação com os planetas. Fonte: Site da ESA, <http://www.eso.org/public/news/eso1301/>. . . 96

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Características físicas e orbitais dos planetas do Sistema Solar. . . . .	7
4.1 Relação das constantes utilizadas nos cálculos e as unidades do código e no sistema <i>c.g.s.</i> quando for o caso. . . . .	55
4.2 Exemplo de utilização das unidades do código. . . . .	56
4.3 Razão de massa primária dos planetas utilizados como parâmetros de entrada nas simulações. . . . .	58
4.4 Parâmetros básicos gerais utilizados em todas as simulações. . . . .	61
4.5 Quadro geral identificador da série de simulações $S_1$ com as respectivas posições iniciais de lançamento dos planetas. . . . .	63
4.6 Quadro geral identificador da série de simulações $S_2$ com as respectivas posições da cavidade no perfil radial de densidade superficial. . . . .	63
4.7 Quadro geral identificador da série de simulações $S_3$ . Os planetas podem estar fixos ou migrar livremente sob acreção de matéria. . . . .	64
4.8 Quadro geral identificador da série de simulações $S_4$ com as respectivas indicações de perfis radiais de densidade superficial e sua situação em relação a acreção de massa sobre o planeta. . . . .	65
4.9 Quadro geral identificador da série de simulações $S_5$ com as respectivas indicações da densidade inicial em $r_0 = 1,0$ e o perfil radial de densidade superficial. . . . .	65
5.1 Cálculo do tempo de queda para as primeiras 80 órbitas das menores massas planetárias da série $S_1$ . A posição inicial $a_0$ e a variação radial $\Delta r$ nas 80 órbitas são dadas em <i>UA</i> e o tempo necessário para a efetiva queda do planeta sobre a estrela é dado em <i>anos terrestres</i> . . . . .	73



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ALMA	–	Atacama Large Milimeter Array
CFL	–	Courant-Friedrichs-Lewy
ESO	–	European Southern Observatory
FARGO	–	Fast Advection in Rotating Gaseous Objects
HST	–	Hubble Space Telescope
ILR	–	Inner Lindblad Resonance
MHD	–	MagnetoHydroDynamics
MMNS	–	Massa mínima da nebulosa solar
MMR	–	Mean-Motion Resonance
MPI	–	Message Passing Interface
MRI	–	MagnetoRotational Instability
OLR	–	Outer Lindblad Resonance
UA	–	Unidade Astronômica
WKB	–	Wentzel-Kramers-Brillouin



## LISTA DE SÍMBOLOS

$a$	– Separação orbital genérica entre a estrela e o planeta
$A$	– Amplificação para a lente gravitacional
$a_0$	– Posição inicial dos planetas durante as simulações
$a_p$	– Distância do planeta em relação ao centro de massa do sistema
$a_*$	– Distância da estrela em relação ao centro de massa do sistema
$B$	– Segunda constante de Oort's
$c$	– Velocidade da luz no vácuo
$c_s$	– Velocidade do som local
$C_{CR}$	– Constante de proporcionalidade para o torque de corotação
$C_{LR}$	– Constante de proporcionalidade para o torque diferencial Lindblad
$d$	– Distância entre a Terra e a estrela na detecção astrométrica
$d_L$	– Distância entre observador e lente
$d_{LS}$	– Distância entre a lente e a fonte
$d_S$	– Distância entre observador e fonte
$D$	– Distância do sistema exoplanetário à Terra
$D_R$	– Distância para ressonância
$e$	– Excentricidade
$f$	– índice de cintilação do disco
$f_r$	– Componente radial da força viscosa
$f_\theta$	– Componente azimutal da força viscosa
$G$	– Constante gravitacional
$h$	– Razão de aspecto
$H(r)$	– Altura de pressão de escala em $r$
$i$	– Inclinação entre a linha de visada e perpendicular do plano orbital
$J$	– Momento angular
$K$	– Semi-amplitude da velocidade radial
$l_p$	– Raio do planeta
$L_{cav}$	– Largura do gradiente de densidade quando há cavidade no perfil radial de densidade
$M$	– Massa da lente gravitacional
$m$	– Número de modo azimutal
$M_J$	– Massa de um planeta tipo <i>Júpiter</i>
$M_N$	– Massa de um planeta tipo <i>Netuno</i>
$M_p$	– Massa planetária genérica
$M_{ST}$	– Massa de um planeta tipo <i>Super Terra</i>
$M_t$	– Massa de transição
$M_T$	– Massa de um planeta tipo <i>Terra</i>
$M_{XZ}$	– Massa de gás acumulada no modelo de acreção ao núcleo
$M_Z$	– Massa sólida acumulada no modelo de acreção ao núcleo
$M_*$	– Massa estelar genérica
$M_\oplus$	– Massa da Terra

$M_{\odot}$	– Massa do Sol
$N_{orb}$	– Número de órbitas
$N_r$	– Número de células radiais na grade do disco
$N_s$	– Número de células azimutais na grade do disco
$p$	– pressão
$P$	– Período orbital
$P_R$	– Período de rotação planetário
$p_T$	– Probabilidade de se encontrar trânsitos fotométricos
$q$	– Razão de massa primária
$Q$	– Parâmetro do Toomre
$r$	– Variável de posição radial no disco protoplanetário
$r_c$	– Raio de corrotação
$r_L$	– Local radial da ressonância Lindblad no disco protoplanetário
$r_p$	– Raio planetário genérico
$r_{p0}$	– Raio planetário inicial de lançamento do planeta
$r_0$	– Raio de referência para a unidade de medida de distância
$\dot{r}$	– Razão de migração planetária
$R$	– Raio genérico do disco protoplanetário
$R_{cav}$	– Posição do gradiente de densidade em um perfil radial de densidade
$R_H$	– Raio de Hill
$R_{max}$	– Limite externo do disco
$R_{min}$	– Limite interno do disco
$\mathfrak{R}$	– Constante universal dos gases dividido pela massa molecular média
$T$	– Temperatura
$t_{orb}$	– Tempo de evolução dado em órbitas
$t_p$	– <i>timestep</i>
$t_*$	– Tempo do Sistema Planetário
$v_r$	– Componente radial da velocidade no disco
$v_{\varphi}$	– Componente azimutal da velocidade no disco
$v_{rad}$	– Velocidade radial
$v_0$	– Velocidade do centro de massa
$x$	– Distância de um elemento de fluido do disco à órbita do planeta
$x_s$	– Meio comprimento da região de ferradura no torque de corrotação
$Y$	– Resolução dentro da região de ferradura
no torque de corrotação	
$Z_{acr}$	– Razão de acreção de massa sobre o planeta
$Z_{cav}$	– Razão de densidade quando há cavidade no perfil radial de densidade
$\alpha$	– Parâmetro adimensional da viscosidade $\alpha$
$\epsilon$	– Fator de suavização do potencial gravitacional
$\eta$	– Coeficiente de viscosidade dinâmica
$\delta$	– Parâmetro de impacto
$\delta_r$	– Resolução das simulações



$\delta T_*$	–	Amplitude total do tempo de percurso da luz
$\delta\theta$	–	Separação angular no movimento astrométrico
$\Gamma$	–	Torque
$\Gamma_{CR}$	–	Torque de corrotação
$\Gamma_L$	–	Torque Lindblad
$\tilde{\omega}$	–	Frequência de ressonância
$\Omega_K(r)$	–	Frequência Kepleriana
$\Omega_p$	–	Frequência orbital do planeta
$\Phi$	–	Potencial gravitacional
$\nu$	–	Viscosidade cinemática
$\nu_p$	–	Velocidade angular com origem no periastro do sistema
$\sigma$	–	Índice da lei de potência no perfil de densidade superficial
$\Sigma(r)$	–	Densidade superficial em $r$
$\Sigma_0$	–	Densidade superficial do disco não perturbado em $r = 1$
$\tau_I$	–	Escala de tempo de migração do tipo I
$\tau_{II}$	–	Escala de tempo de migração do tipo II
$\tau_{xy}$	–	Tensor de stress da viscosidade
$\theta_E$	–	Raio de Einstein
$\theta_S$	–	Distância angular entre fonte e deflector
$\varphi$	–	Variável azimutal
$\Delta\Gamma_{LR}$	–	Torque diferencial de Lindblad



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>2 EXOPLANETAS E FORMAÇÃO PLANETÁRIA</b> . . . . .	<b>3</b>
2.1 Introdução . . . . .	3
2.2 O Sistema Solar . . . . .	4
2.3 Definição de planeta . . . . .	8
2.4 Planetas Extrassolares . . . . .	10
2.5 Métodos de Detecção de Exoplanetas . . . . .	11
2.5.1 Imageamento direto . . . . .	12
2.5.2 Astrometria . . . . .	13
2.5.3 Medidas da velocidade radial . . . . .	15
2.5.4 Efeitos temporais . . . . .	16
2.5.5 Trânsito fotométrico . . . . .	17
2.5.6 Microlente gravitacional . . . . .	18
2.6 Propriedades estatísticas . . . . .	20
2.7 Formação Planetária . . . . .	24
2.7.1 Modelo de acreção ao núcleo . . . . .	26
2.7.2 Modelo de instabilidade gravitacional . . . . .	29
<b>3 A INTERAÇÃO DO PLANETA COM O DISCO PROTOPLANETÁRIO E MIGRAÇÃO</b> . . . . .	<b>31</b>
3.1 Mecanismos de interação . . . . .	31
3.2 O disco protoplanetário . . . . .	33
3.2.1 A massa mínima da nebulosa solar . . . . .	34
3.2.2 Modelo de viscosidade $\alpha$ . . . . .	35
3.3 Migração do tipo I . . . . .	36
3.3.1 O torque diferencial de Lindblad . . . . .	38
3.3.2 O torque de corrotação . . . . .	40
3.3.3 Escala de tempo de migração do tipo I . . . . .	42
3.3.4 Mecanismos de frenagem na migração do tipo I . . . . .	43
3.4 Migração do tipo II . . . . .	46
3.5 Migração do tipo III . . . . .	47

<b>4</b>	<b>SIMULAÇÕES NUMÉRICAS</b>	<b>49</b>
4.1	O código FARGO	49
4.1.1	Limite CFL	50
4.1.2	Equações básicas	51
4.1.3	Parâmetros de entrada e saída	53
4.1.4	Inicialização	54
4.1.5	Unidades de normalização	55
4.2	Setup	57
4.2.1	Descrição do cluster	58
4.3	Descrição geral das séries de simulações	59
4.4	Quadro geral das séries de simulações	59
4.4.1	Primeira série - $S_1$ : Migração livre	62
4.4.2	Segunda série - $S_2$ : Migração com cavidade no perfil radial de densidade.	62
4.4.3	Terceira série - $S_3$ : acreção de matéria sobre o planeta.	64
4.4.4	Quarta série - $S_4$ : acreção de matéria sobre o planeta na presença de cavidade.	64
4.4.5	Quinta série - $S_5$ : Sistemas planetários com diferentes perfis radiais de densidade.	65
4.4.6	Sexta série - $S_6$ : Variação da cavidade por uma função afim.	66
<b>5</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO</b>	<b>69</b>
5.1	Resposta geral do disco perturbado	70
5.2	Os torques e o deslocamento radial	72
5.3	Limites nas simulações	76
5.4	Gradiente no perfil radial de densidade	78
5.5	Acreção sobre o planeta	85
<b>6</b>	<b>CONCLUSÃO</b>	<b>91</b>
6.1	Perspectivas futuras	93
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>97</b>

## 1 INTRODUÇÃO

A enorme diversidade de sistemas planetários extrassolares descobertos nos últimos anos desafia nosso entendimento de como os planetas se formam e como suas órbitas evoluem depois de se formarem. Entre os vários mecanismos propostos para esclarecer as propriedades observadas dos exoplanetas, a interação gravitacional entre os planetas e o disco protoplanetário ocupa um importante papel. A compreensão dos processos físicos envolvidos na interação planeta-disco é uma das chaves para explicar ou deduzir os cenários dos sistemas planetários, inclusive o do próprio Sistema Solar.

Uma consequência destas interações é a migração planetária, ou seja, a variação do semieixo maior do planeta durante a sua permanência no disco gasoso. Recentes dados observacionais mostram fortes evidências da migração, como a existência de Júpiteres quentes (WRIGHT et al., 2012), Super Netunos e Super Terras (HOWARD et al., 2010), além de vários planetas em ressonância orbital (MOORE et al., 2013). Apesar de haver outros processos que não consideram a migração planetária, que podem explicar, por exemplo, as altas excentricidades de alguns planetas e a existência de planetas com distâncias à suas estrelas na mesma ordem de grandeza das encontradas nos planetas de nosso Sistema Solar, não podemos ignorar a importância das predições da teoria de migração planetária.

Segundo a teoria de migração, cada componente do torque exercido pelo disco sobre o planeta é tão grande que pode fazê-lo percorrer a distância radial do semieixo em um tempo duas ou mais ordens de magnitude menor do que o tempo de dissipação dos gases nos discos protoplanetários. Estas componentes não se cancelam, e o torque residual é um agente expressivo na mecânica orbital dos sistemas. Uma consequência desta predição é que nenhum planeta sobreviveria mergulhando na estrela até a dissipação do disco gasoso, o que exigiria um adequado mecanismo físico de frenagem agindo sobre o planeta. Entre os mecanismos podemos citar o gradiente no perfil radial de densidade superficial do disco ou uma eventual turbulência. Estes fenômenos dependem do estado físico do disco próximo à órbita do planeta e podem anular ou até mesmo inverter a direção de ação do torque resultante.

O objetivo principal deste trabalho é o estudo das propriedades físicas do disco protoplanetário e de sua interação com os planetas embriões, futuros constituintes de um sistema planetário maduro e estabelecido. Utilizamos para isto métodos numéricos com simulações hidrodinâmicas 2D. A dissertação está dividida essencialmente em três partes: A primeira é um resumo sobre os métodos de detecção e estatísticas das propriedades dos planetas extrassolares seguido de um estudo teórico sobre o disco protoplanetário e a migração dos protoplanetas. A segunda parte consiste de uma descrição do código computacional utilizado e das séries de simulações realizadas. Finalmente, será discutido os resultados das simulações com os respectivos cenários abordados, como a migração livre e um disco uniforme, o efeito da acreção de matéria sobre o planeta e o salto de densidade no perfil radial de densidade superficial, concluiremos com uma síntese dos fenômenos abordados e uma análise das perspectivas atuais sobre os estudos realizados nesta área.

## 2 EXOPLANETAS E FORMAÇÃO PLANETÁRIA

### 2.1 Introdução

Entender as nossas origens no Universo é um questionamento tão antigo quanto a humanidade. A formação do Universo, do Sistema Solar, da Terra e da vida invocam questões que envolvem diversas áreas do conhecimento humano e cujas respostas não são definitivas. As primeiras teorias de formação planetária baseiam-se nos conhecimentos empíricos do Sistema Solar embasadas nas teorias clássicas da mecânica e gravitação. No entanto, com as descobertas cada vez mais aceleradas de exoplanetas e sistemas exoplanetários estas teorias estão sendo colocadas à prova. Percebe-se de imediato que o Sistema Solar é apenas um caso especial de construção de um sistema planetário e que é necessária uma teoria de formação mais abrangente que justifique os vínculos observacionais evidenciados pelas novas descobertas.

A primeira teoria bem fundamentada de formação planetária do Sistema Solar foi apresentada em 1755 pelo filósofo *Immanuel Kant* (OLIVEIRA FILHO; OLIVEIRA, 2004). O cenário proposto por Kant ainda é consistente com os modernos modelos de formação, e diz que os planetas se formam a partir de discos protoplanetários, onde as partículas são atraídas entre si, formando objetos cada vez maiores, até formarem planetas. Esta idéia foi posteriormente formalizada quantitativamente pelo matemático *Laplace*.

O estudo de nuvens proto-estelares conjuntamente com as observações de discos protoplanetários evidenciam este cenário proposto por Kant, indicando que a formação de discos em torno de estrelas e conseqüentemente a formação de planetas é uma regra da formação estelar. Uma importante confirmação observacional foi a detecção direta de um disco protoplanetário, observado em torno da estrela *Beta Pictoris* (SMITH; TERRILE, 1984). Assim como as observações do Telescópio Espacial Hubble (HST)<sup>1</sup> e o estudo das estrelas *T-Tauri* (APPENZELLER; MUNDT, 1989), que são estrelas do tipo solar passando pela fase inicial de formação (pré-sequência principal).

Neste capítulo descreveremos o paradigma atual de formação planetária. A partir

---

<sup>1</sup>Página principal da missão em [http://www.nasa.gov/mission\\_pages/hubble/main/](http://www.nasa.gov/mission_pages/hubble/main/)

de uma breve apresentação do Sistema Solar, seguida de uma revisão dos métodos de detecção e propriedades estatísticas dos planetas extrasolares. Segue uma descrição resumida dos mecanismos de formação planetária destacando-se como as descobertas dos exoplanetas alteraram o modelo padrão de formação planetária.

## 2.2 O Sistema Solar

O Sistema Solar é um laboratório de mecânica celeste. Os seus principais protagonistas, os planetas, estão representados na Figura 2.1, e são basicamente classificados de duas maneiras: os **Planetas Telúricos**, que são planetas pequenos, sólidos, rochosos, localizados mais próximos ao Sol em uma região conhecida como *Sistema Solar interior*, do qual fazem parte os planetas Mercúrio, Vênus, Terra e Marte; e os **Planetas gasosos**, que possuem grande diâmetro e massa e também um espesso envelope gasoso, localizando-se no *Sistema Solar exterior*, mais afastados do Sol, e são eles Júpiter, Saturno, Urano e Netuno.

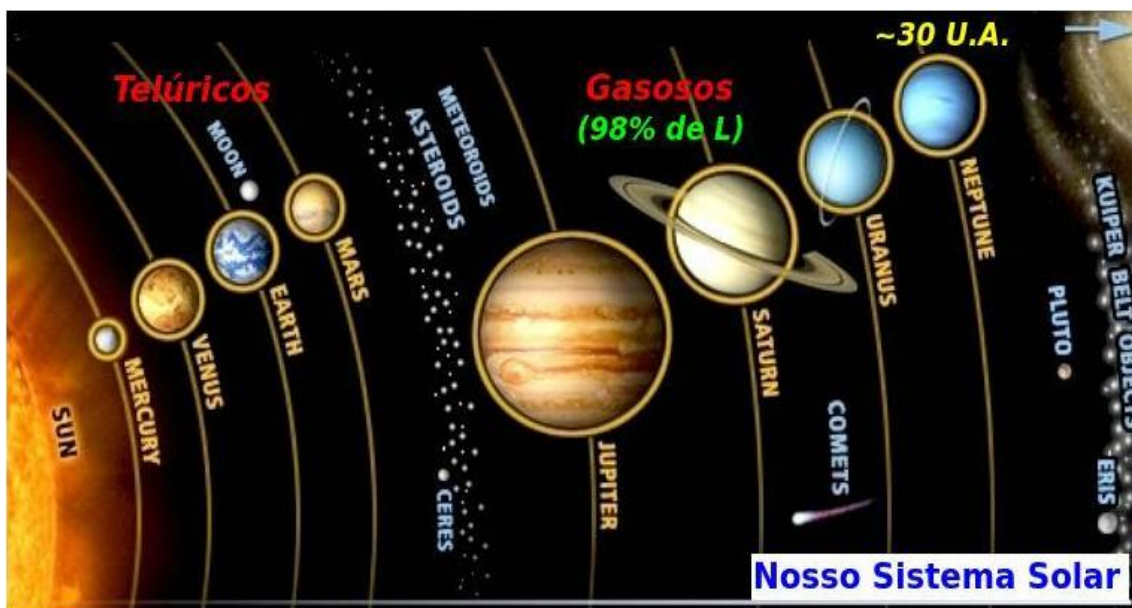


Figura 2.1 - Representação esquemática do Sistema Solar com os seus principais protagonistas. Os planetas gasosos possuem 98% do momento angular ( $L$ ) do Sistema. Além do cinturão de Kuiper, encontra-se a Nuvem de Oort, região esférica, hipotética, que a 50000 UA é o limite do Sistema Solar.



Nosso Sistema Solar apresenta algumas outras regiões povoadas por objetos menores: o *cinturão de asteróides* situado entre Marte e Júpiter e os *objetos transnetunianos* no *cinturão de Kuiper*, além da órbita de Netuno. Dentro destas duas regiões encontram-se mais cinco objetos conhecidos como *planetas anões*: Ceres, Plutão, Haumea, Makemake e Éris. O Sistema Solar também contém muitos pequenos corpos: satélites, asteróides e cometas provenientes da *Nuvem de Oort*, que é uma nuvem esférica hipotética (sem observações diretas) de cometas e asteróides que possivelmente se localiza nos limites do Sistema Solar, a cerca de 50000 *U.A.*, ou quase um ano-luz do Sol (MORBIDELLI, 2005). Essa distância corresponde aproximadamente a um quarto da distância a *Proxima Centauri*, a estrela mais próxima da Terra além do Sol. A parte externa da nuvem de Oort define o limite gravitacional do Sistema Solar.

A maioria dos planetas exibem características ímpares em suas propriedades de rotação, ou evolução a longo prazo. Por exemplo, Mercúrio gira três vezes sobre o seu eixo para cada duas órbitas em torno do Sol. Ao contrário de todos os outros planetas do Sistema Solar, Vênus e Urano possuem *rotação retrógrada*, ou seja, visto do polo Norte, todos os planetas se caracterizam por transladarem no sentido anti-horário, o mesmo se dá com suas rotações, com exceção de Vênus e Urano. Com um esforço conjunto de observações e simulações numéricas, nosso conhecimento sobre o Sistema Solar tem aumentado consideravelmente. O corrente paradigma sobre a formação planetária indica que os planetas não se formaram no local onde são observados. Isso tem consequências importantes para a evolução dos planetas em si, em particular sobre a dinâmica dos pequenos objetos do Sistema Solar, podendo explicar, por exemplo, a captura, em *movimento ressonante médio*<sup>2</sup> de muitos objetos pertencentes aos cinturões de asteróides e ao cinturão de Kuiper.

A recente missão *Cassini-Huygens*<sup>3</sup> proporcionou resultados fascinantes sobre Saturno, seus satélites e anéis, os quais são semelhantes a um Sistema Solar em miniatura. Qualquer modelo de formação do Sistema Solar deve necessariamente levar em consideração dados observacionais como condições de contorno. Uma teoria completa da origem de nosso Sistema Solar deve explicar os seguintes

---

<sup>2</sup>Dois objetos estarão em movimento ressonante médio se a razão de seus períodos orbitais for um número racional.

<sup>3</sup>Página da missão em [http://www.nasa.gov/mission\\_pages/cassini/main/](http://www.nasa.gov/mission_pages/cassini/main/)

fatos observados (LISSAUER, 1993) :

**Movimento orbital:** Tanto os planetas quanto os objetos menores (asteróides) estão em movimentos aproximadamente coplanares em órbitas prógradas, ou seja, na mesma direção da rotação do Sol e aproximadamente circulares (baixa excentricidade).

**Espaçamento orbital** A separação entre as órbitas aumenta com a distância ao Sol, além dos planetas estarem confinados a uma distância  $\lesssim 30 U.A.$ .

**Pequenos objetos:** Há reservatórios de asteróides, cometas e poeira: Exemplos é a distribuição isotrópica de objetos na nuvem de Oort à  $10^4 U.A.$ , e o cinturão de Kuiper, em forma de disco, bem mais próximo ao Sol ( $40 U.A.$ ).

**Rotação dos planetas:** Seis dos 8 planetas do Sistema Solar giram em torno de seu próprio eixo na mesma direção em que revolucionam em torno do Sol, no entanto Urano e Vênus giram em sentido retrógrado.

**Sistemas de satélites:** Muitos planetas, incluindo todos os planetas gigantes, possuem satélites naturais comportando-se como “mini sistemas” planetários.

**Massa dos planetas:** A soma das massas dos planetas corresponde a uma fração muito pequena da massa do Sistema Solar ( $< 0,2\%$ ). Os planetas de menor massa orbitam próximos ao Sol e os de maior massa são mais afastados ( $> 3 U.A.$ ). A massa dos objetos do cinturão de asteróides representa apenas  $1\%$  da massa de Mercúrio e a razão de massa entre os satélites e planetas são muito menores àquelas dos planetas e do Sol.

**Distribuição de momento angular:**  $98\%$  do momento angular do Sistema Solar está contido no movimento orbital dos planetas Jovianos, principalmente de Júpiter.

**Composição interna:** Os planetas mais densos e rochosos são os telúricos, mais próximos à estrela. Enquanto os menos densos e gasosos estão mais afastados do Sol.

**Asteróides e meteoritos:** Milhares de objetos de pequena massa espalhados em um cinturão entre Marte e Júpiter.

**Idade:** A datação de radioisótopos de meteoritos primitivos indica uma idade de  $4,56 \pm 0,02 \times 10^9$  anos, estas são as mais antigas rochas conhecidas e podemos considerar como tendo a idade do Sistema Solar. Rochas lunares ( $3,1 - 4,4 \times 10^9$  anos) e terrestres ( $\leq 4,1 \times 10^9$  anos) são um pouco mais novas.

**Estrutura dos meteoritos:** A análise da estrutura mineral e cristalina dos meteoritos indicam um grande aquecimento e rápido resfriamento destes materiais, além de marcas de ação de um campo magnético na época de formação dos planetas.

**Evidência de Crateras:** Muitas superfícies de planetas rochosos e satélites apresentam crateras. Com a atual taxa de impacto, deveríamos ter um tempo muito maior que a idade do Sistema Solar para criar a alta densidade de crateras, o que indica que esta taxa de impacto deveria ser bem maior no início do Sistema Solar.

A Tabela 2.1 apresenta algumas características físicas e orbitais dos planetas do Sistema Solar atualizadas<sup>4</sup>. Destacamos o semieixo da órbita ( $a$ ) em UA, a massa planetária ( $M_p$ ) em massas solares ( $M_\odot$ ), o período de rotação ( $P_R$ ) em dias terrestres, o período orbital ( $P$ ) em anos terrestres, a excentricidade ( $e$ ) e a quantidade de luas de cada planeta.

Tabela 2.1 - Características físicas e orbitais dos planetas do Sistema Solar.

Planeta	Características físicas						
	$a$ UA	$M_p$ em $M_\odot$	$\rho$ $g/cm^3$	$P_R$ dias	P anos	e	N° de Lua(s)
Mercúrio	0,39	$1,6 \times 10^{-9}$	5,4	58,65	0,24	0,20	0
Vênus	0,72	$2,5 \times 10^{-6}$	5,2	-243,02	0,61	0,01	0
Terra	1	$3,0 \times 10^{-6}$	5,5	1,00	1,00	0,02	1
Marte	1,52	$3,2 \times 10^{-7}$	3,9	1,03	1,88	0,09	2
Júpiter	5,2	$1,0 \times 10^{-3}$	1,3	0,41	11,86	0,05	66
Saturno	9,53	$2,8 \times 10^{-4}$	0,7	0,44	29,45	0,05	62
Urano	19,12	$4,4 \times 10^{-5}$	1,3	-0,72	84,02	0,05	27
Netuno	30,07	$5,0 \times 10^{-5}$	1,6	0,67	164,79	0,008	13

<sup>4</sup>As características aqui citadas são valores aproximados e médios obtidos a partir do site oficial da NASA <http://solarsystem.nasa.gov/planets/chart/chart.cfm>.

### 2.3 Definição de planeta

A União Astronômica Internacional elaborou em 2006 a definição de planeta para o Sistema Solar. Planetas são objetos que orbitam o Sol, tendo massas suficientes para estarem em equilíbrio hidrostático e capazes de limpar a sua órbita de pequenos corpos espúrios. Para este último critério, o astrofísico *Hal Levison* propôs duas possibilidades que dependem da massa e da posição do objeto dentro do sistema planetário (LEVISON; MORBIDELLI, 2003):

- **Ejetar os pequenos corpos para fora do sistema planetário.** Considere uma estrela central de massa  $M_*$ , um planeta de massa  $M_p$  em uma órbita circular de raio  $a_p$ , e um número de pequenos corpos atravessando sua órbita. Estes pequenos corpos interagem gravitacionalmente com o planeta sofrendo uma variação aleatória de sua energia orbital. O planeta pode ejetar o pequeno corpo dentro do tempo de vida do sistema planetário ( $t^*$ ) se for capaz de mudar a energia orbital do corpo de um valor ao menos igual à sua energia original. Pode-se mostrar que isto ocorre quando (TREMAINE, 1993):

$$\frac{M_p}{M_\oplus} \gtrsim \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^{3/4} \left( \frac{1 \times 10^9 \text{ anos}}{t^*} \right)^{1/2} \left( \frac{a_p}{1 \text{ UA}} \right)^{3/4} \quad (2.1)$$

onde  $M_\odot$  e  $M_\oplus$  são respectivamente as massas do Sol e da Terra, e  $1 \text{ UA}$  é a distância Terra-Sol (Unidade Astronômica).

- **Acretar sobre si os pequenos corpos.** Supondo uma densidade volumétrica de aproximadamente  $3 \text{ g/cm}^3$  do planeta, ele acretará todos os objetos próximos à sua órbita se sua massa satisfizer:

$$\frac{M_p}{M_\oplus} \gtrsim \begin{cases} 4,4 \times 10^{-3} \left( \frac{4 \times 10^9 \text{ anos}}{t^*} \right)^{3/2} \left( \frac{a_p}{1 \text{ UA}} \right)^{21/4} & \text{se } M_p < M_t \\ 5,5 \times 10^{-2} \left( \frac{4 \times 10^9 \text{ anos}}{t^*} \right)^{3/4} \left( \frac{a_p}{1 \text{ UA}} \right)^{15/8} & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (2.2)$$

onde  $M_t = 0,7 M_\oplus (a_p/1 \text{ UA})^{-3/2}$  é a massa de transição de forma que se  $M_p > M_t$ , a força gravitacional do planeta sobre os corpos próximos se torna importante.

Um objeto de raio orbital  $a_p$  é definido como planeta se sua massa  $M_p$  satisfizer pelo menos uma destas duas equações. Utilizaremos neste texto esta definição para planeta, de forma genérica, para outros sistemas planetários. Os dois critérios estão esquematizados na Figura 2.2, para o caso do Sistema Solar ( $M_* = M_\odot$ ,  $t^* \sim 4,5 \times 10^9$  anos). Qualquer objeto acima da linha azul pode ejetar pequenos corpos de sua vizinhança e qualquer objeto acima da curva vermelha e abaixo da linha azul irá acretá-los. Objetos abaixo de ambas as curvas são conhecidos como *planetas anões* no caso de estarem em equilíbrio hidrostático, como por exemplo Plutão e Ceres que são planetas anões dentro dos cinturões de asteróides.

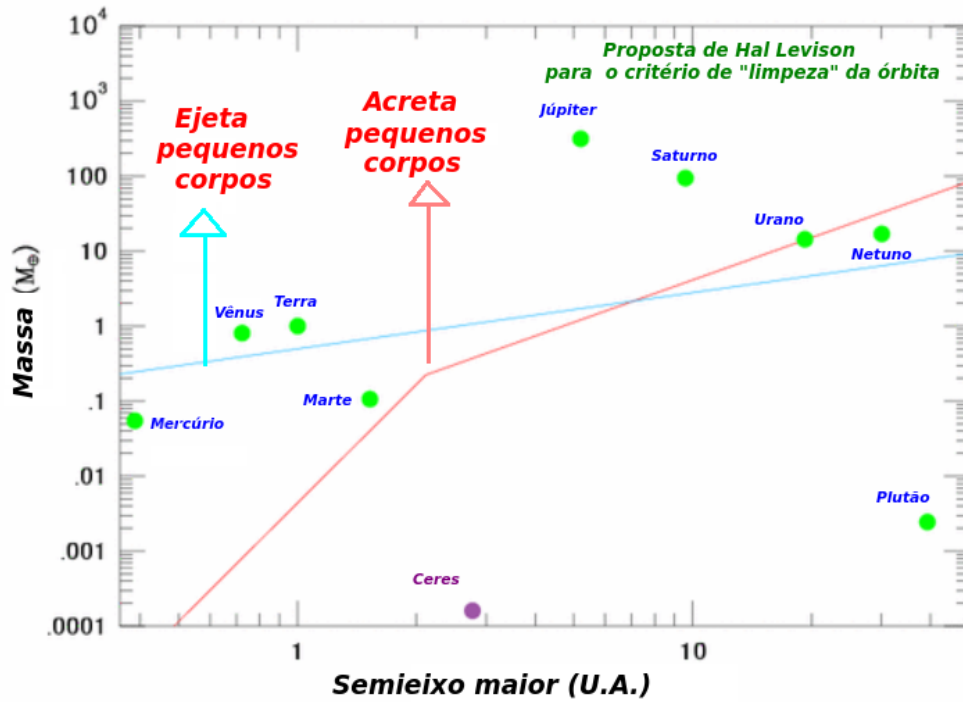


Figura 2.2 - Diagrama da massa do planeta em função do semieixo maior ilustrando os dois critérios de Levison que definem os planetas. Os círculos verdes representam os oito planetas "clássicos" do Sistema Solar mais Plutão. O ponto púrpura é Ceres. A linha azul retrata a condição de ejeção da Equação 2.1 enquanto que a curva vermelha mostra o critério de acreção da Equação 2.2. Fonte: Levison (2006).

## 2.4 Planetas Extrassolares

O primeiro planeta descoberto fora do Sistema Solar foi detectado em 1992 em torno do pulsar *PSR1257+12a* (WOLSZCZAN; FRAIL, 1992). Atualmente sabemos que se trata de um sistema planetário triplo, com planetas de 0,02, 4,3 e 3,9 massas terrestres, orbitando respectivamente a 0,19, 0,36 e 0,46 *UA* do pulsar.

O primeiro planeta encontrado em torno de uma estrela do tipo solar foi o *51 Pegasus b*, anunciado em 1995 (MAYOR; QUELOZ, 1995). Esta detecção causou surpresa, já que se tratava de um planeta de massa joviana orbitando sua estrela hospedeira em apenas 4 dias, 100 vezes mais próximo do que Júpiter ao Sol. Atualmente, já foram confirmados 1065 planetas em 806 sistemas planetários (SCHNEIDER et al., 2011)<sup>5</sup>, muitos deles orbitando estrelas de baixa massa ou similares ao Sol. A Figura 2.3 apresenta um diagrama relacionando os períodos orbitais dos exoplanetas com as suas respectivas massas.

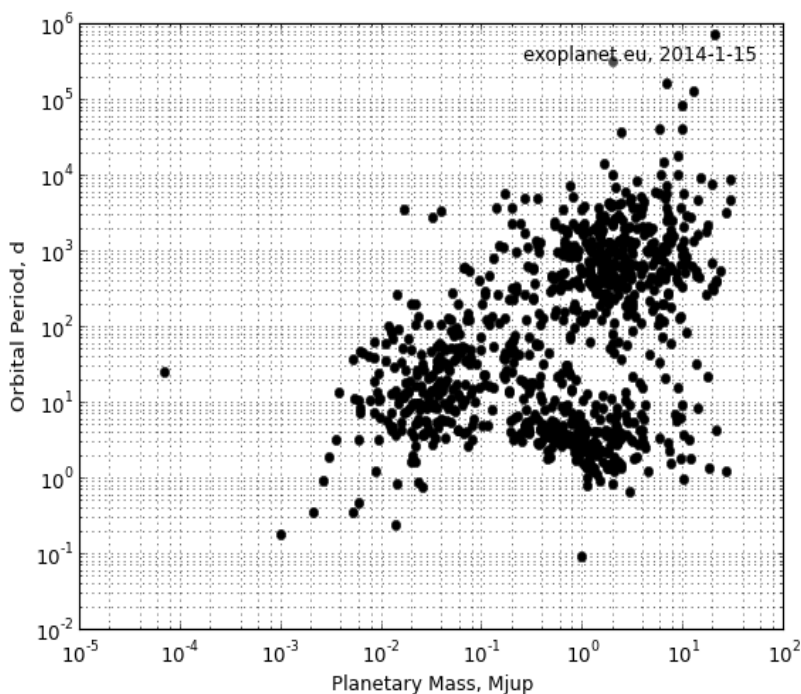


Figura 2.3 - Período orbital em função da massa dos exoplanetas conhecidos (em  $M_{Jup}$ ).

<sup>5</sup>segundo a *Enciclopédia dos planetas extra-solares* disponível em <http://exoplanet.eu/> e atualizada a 14 de janeiro de 2014.

Os planetas detectados atualmente preenchem praticamente todo o volume do espaço de parâmetros permitido pelos vínculos físicos e limites de detecção. Esse é o resultado mais impressionante e inesperado das pesquisas em exoplanetas. As pesquisas têm revelado planetas gigantes com períodos menores que um dia (ex. *WASP-12 b*) (HEBB; et al, 2009) ou com períodos longos  $\sim 10$  anos (ex. *HD 187123 c* (WRIGHT et al., 2007)). Alguns têm altas excentricidades, comparáveis àquelas de alguns cometas do Sistema Solar (como o *HD 20782 b* (DONG et al., 2013), com  $e \sim 0.92$ ), enquanto outros têm órbitas quase circulares (ex. *HD 189733 b* (GRILLMAIR; et al, 2007)). Nem todos se encontram em sistemas planetários múltiplos (apenas  $\sim 15\%$ ). Existem sistemas exoplanetários definitivamente muito diferentes do nosso Sistema Solar.

## 2.5 Métodos de Detecção de Exoplanetas

Os principais métodos de detecção de planetas extrassolares são revisados a seguir. Existem grandes dificuldades em detectar estes objetos diretamente (*imageamento*), pois o brilho da estrela em todo espectro é muito superior ao do planeta, ofuscando a sua radiação. Além disto, mesmo as estrelas mais próximas ao Sol ainda estão a uma distância muito grande, fazendo com que a distância angular entre o planeta e sua estrela hospedeira seja muito pequena quando observado das proximidades da Terra e portanto de difícil resolução espacial. Outro fator complicante é a luz refletida pelo disco de poeira em torno das estrelas, análogo à *luz zodiacal*, que se estende pelo plano da eclíptica do Sistema Solar e é causada pelo espalhamento da luz estelar nas partículas de poeira, ela pode ser em determinados comprimentos de onda muito mais intensa que a luz proveniente do planeta.

O planeta, no entanto, pode influenciar o movimento orbital da estrela. A estrela e o planeta estão ligados gravitacionalmente e cada corpo possui um movimento em torno do centro de massa comum ao sistema. Apesar da massa da estrela ser muito maior do que o resto do sistema, utilizando instrumentos sensíveis o suficiente é possível verificar o movimento estelar. Para o problema de dois corpos encontramos para a distância da estrela  $a_*$  e do planeta  $a_p$  com relação ao centro de massa do sistema as seguintes equações:

$$a_* = \frac{M_p}{M_* + M_p} a \quad a_p = \frac{M_*}{M_* + M_p} a, \quad (2.3)$$

onde  $a$  é a separação orbital entre a estrela e o planeta,  $M_p$  a massa do planeta e  $M_*$  a massa da estrela. Em geral, o movimento da estrela segue também uma órbita que pode ser mais ou menos complexa, dependendo do número de planetas do sistema. Exemplos de técnicas que utilizam deste efeito são a *astrometria*, *velocidade radial* e *efeitos temporais* como no caso de detecção de exoplanetas em pulsares.

O planeta também pode influenciar a fotometria da estrela. Dois efeitos são notados neste caso: a passagem do planeta em frente à estrela hospedeira (*trânsito*) e a amplificação induzida gravitacionalmente ao brilho de uma estrela de fundo devido a uma distribuição de massa (*microlente gravitacional*), se houver um planeta na estrela-lente, poderá haver uma anomalia no padrão de amplificação.

### 2.5.1 Imageamento direto

Detecções de imagens são um desafio, devido ao efeito combinado de pequena separação angular e grande contraste de luminosidade entre um planeta e sua estrela hospedeira. No entanto, com o progresso da óptica adaptativa já foi possível observar algumas imagens de planetas próximos a estrelas jovens e no infravermelho. Na Figura 2.4 apresentamos as observações de alto contraste feitas com o *Keck* e *Gemini*<sup>6</sup> revelando quatro planetas que orbitam a estrela *HR 8799* (MAROIS et al., 2010), este sistema se assemelha a uma versão ampliada da porção exterior do nosso Sistema Solar.

A melhoria na interferometria e técnicas para bloquear a luz proveniente da estrela, como o uso do coronógrafo, têm permitido um rápido avanço nesta técnica. No futuro espera-se ser possível a visualização de planetas relativamente pequenos como a Terra a uma distância considerável da estrela hospedeira, próximos a zonas habitáveis<sup>7</sup>

---

<sup>6</sup>Os Sites oficiais dos observatórios são <http://www.keckobservatory.org/> e <http://www.gemini.edu/> para o Keck e Gemini, respectivamente

<sup>7</sup>Para um planeta estar em uma *Zona Habitável* e, presumivelmente, abrigar a vida, várias condições são necessárias. Entre elas, o planeta deve estar a uma distância tal de sua estrela hospedeira, que sua temperatura superficial seja suficiente para manter a água em estado líquido.



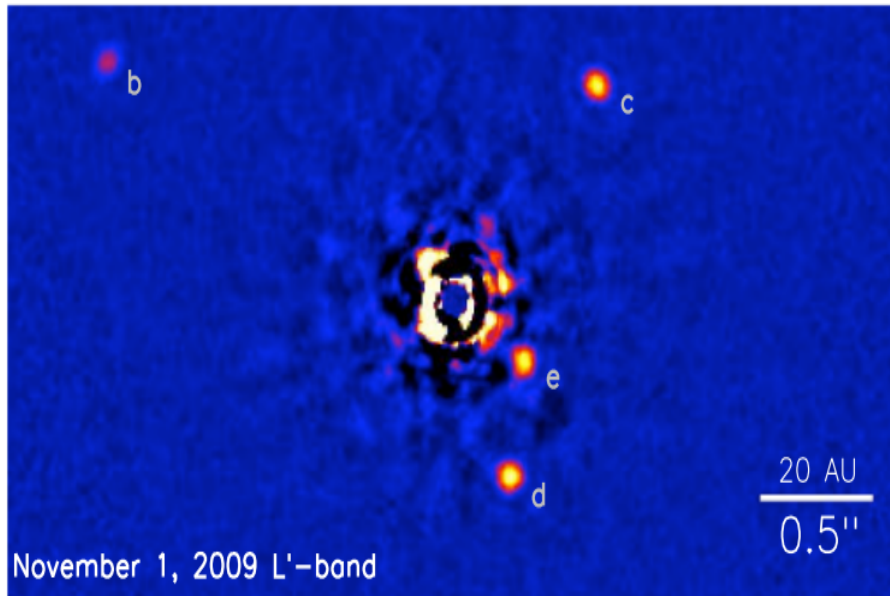


Figura 2.4 - Detecção por imageamento direto de planetas no sistema *HR 8799*.  
 Fonte: Marois (2010).

### 2.5.2 Astrometria

Pode-se medir o movimento relativo da estrela no plano do céu devido ao efeito gravitacional do planeta e compará-lo com estrelas fixas de referência. As medidas consistem apenas no acompanhamento astrométrico (posição  $x$  e  $y$ ) da amplitude deste movimento. No caso do movimento ser causado pela presença de um planeta, o movimento será uma elipse, uma vez eliminado o movimento próprio e movimento de paralaxe da estrela.

Supondo-se uma trajetória circular é possível calcular o valor máximo da amplitude de movimento, expressada em ângulo e relacionada aos parâmetros do sistema. A separação angular aparente entre um exoplaneta e sua estrela hospedeira é muito pequena. Observando a Figura 2.5 podemos aproximar seu ângulo da seguinte maneira:

$$\tan(\delta_\theta) \sim \delta_\theta = \frac{a}{d} \quad (2.4)$$

onde  $\delta_\theta$  é a separação angular,  $a$  é a separação orbital entre a estrela e o planeta e  $d$  a distância entre a estrela e a Terra.

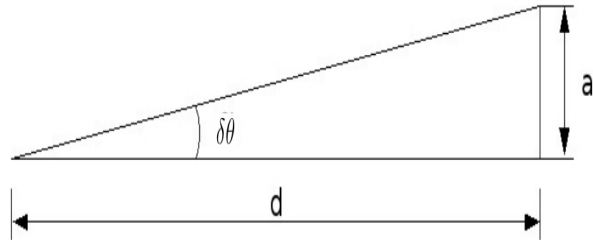


Figura 2.5 - Aproximação para a separação angular aparente.

Para se detectar o exoplaneta reconstruímos o caminho aparente da estrela no céu. Considerando que  $M_p \ll M_*$ , podemos utilizar das Equações 2.3 e 2.4 para calcular o valor máximo da amplitude de movimento, que é escrito da seguinte maneira:

$$\delta\theta = \frac{a_*}{d} = \frac{M_p}{M_*} \times \frac{a}{d}, \quad (2.5)$$

onde  $a_p$  é a distância da estrela em relação ao centro de massa do sistema. O método astrométrico é muito sensível à amplitude do movimento da estrela e será maior quanto maior for a massa do planeta. No entanto, a grande distância orbital implica em períodos grandes, segundo a terceira lei de Kepler. Assim, é necessário um tempo de observação muito grande. A precisão também não é boa para planetas de baixa massa e, além disto, para sistemas múltiplos (ou até mesmo duplos) a trajetória da estrela se torna muito complexa. A primeira determinação de massa de um planeta por este método foi o do objeto *Gliese 876b* em 2002 (BENEDICT et al., 2002)

O grande problema do método é a precisão necessária para observar pequenas variações angulares. Várias técnicas foram desenvolvidas tendo em comum determinar o referencial fixo com grande precisão, suficientemente distante. Duas técnicas podem melhorar a detecção pelo método astrométrico: observação a partir do espaço, que contorna o problema do *seeing* da atmosfera terrestre e a interferometria, que utiliza dois ou mais telescópios de forma a permitir o aumento da resolução angular consideravelmente. O caso ideal seria fazer a interferome-

tria no espaço.

### 2.5.3 Medidas da velocidade radial

As técnicas mais eficazes atualmente na detecção de exoplanetas são indiretas, a partir de efeitos que estes objetos exercem sobre sua estrela hospedeira, que podem modificar tanto o seu movimento quanto sua fotometria. A grande maioria dos planetas conhecidos até o momento foram verificados destas duas maneiras.

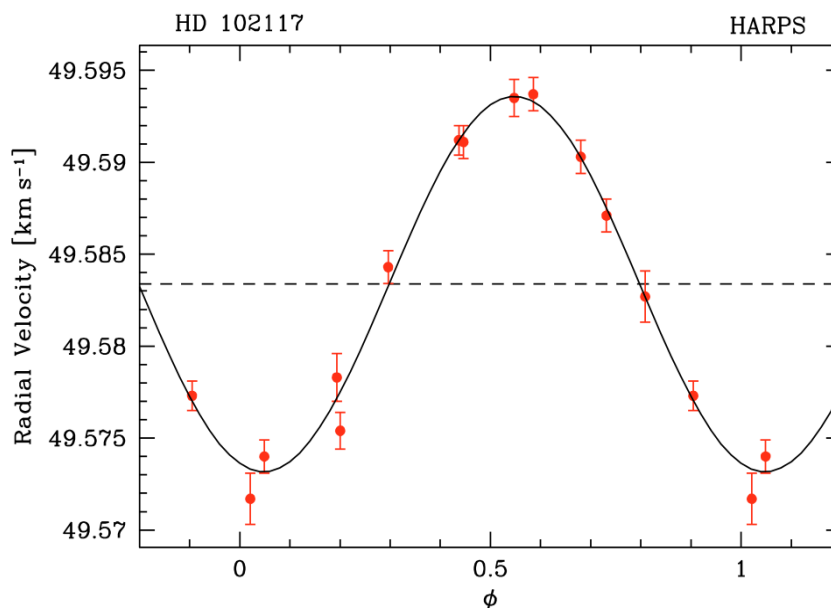


Figura 2.6 - Sinal da velocidade radial para *HD 102117*. A fase  $\phi$  na abscissa evolui linearmente com o tempo. A curva cheia mostra o melhor resultado obtido com o método dos mínimos quadrados. Sua companheira tem uma massa de  $0.14 M_{Jupiter}$  e período orbital de 20.7 dias. Fonte: Lovis (2005).

Se um planeta gira em volta de sua estrela hospedeira, o problema de dois corpos nos diz que a estrela gira em torno do centro de massa comum entre a estrela e o planeta. Medidas das perturbações periódicas do movimento estelar podem indicar a presença de um companheiro. O movimento de perturbação da estrela é avaliado pelas medidas do deslocamento Doppler das muitas linhas de absorção de seu espectro. Isso nos dá a velocidade da estrela projetada ao longo da linha de visada, ou *velocidade radial*. Ao medir vários instantes diferentes, será obtido um sinal semelhante ao apresentado na Figura 2.6. O primeiro planeta em torno de uma estrela do tipo solar, *51 Pegasus b*, foi

descoberto por esta técnica (MAYOR; QUELOZ, 1995).

A medida da velocidade radial tem o seguinte perfil:  $v_{rad} = v_0 + K f(t)$ , onde  $v_0$  é a velocidade do centro de massa,  $f(t)$  é uma função periódica do tempo com média zero e  $K$  é a semi-amplitude da velocidade radial dada por:

$$K = \left( \frac{2 \pi G}{P} \right)^{1/3} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \frac{M_p \text{sen}(i)}{(M_* + M_p)^{2/3}} \quad (2.6)$$

sendo  $G$  a constante gravitacional,  $P$  o período orbital,  $e$  a excentricidade,  $M_*$  a massa da estrela,  $M_p$  a massa do planeta, e  $i$  a inclinação entre a linha de visada e a perpendicular do plano orbital. O melhor ajuste do sinal da velocidade radial é obtido ajustando-se  $v_0$ ,  $K$  e  $f$  através de algum método, como por exemplo dos mínimos quadrados. Se a massa da estrela for conhecida, os elementos orbitais principais da companheira são então deduzidos, entre eles:  $e$ ,  $P$ , o semieixo maior  $a$  e a massa mínima  $M_p \text{sen}(i)$ .

Medir a velocidade projetada nos fornece apenas o produto da massa do objeto companheiro pelo seno da inclinação,  $M_p \text{sen}(i)$ . Desta forma, com este método determinamos apenas um limite inferior da massa do provável planeta. Supondo uma distribuição isotrópica para as inclinações orbitais pode ser demonstrado que, em média, as massas mínimas estão muito próximas das reais (JORISSEN et al., 2001), mas para sabermos sem ambiguidade a massa do companheiro temos que lançar mão de um outro método auxiliar, por exemplo o astrométrico ou trânsito fotométrico. Além disto, como  $K$  na equação 2.6 é proporcional a  $M_p \text{sen}(i) P^{-1/3}$ , a técnica de velocidade radial favorece a detecção de planetas de alta massa e curtos períodos.

#### 2.5.4 Efeitos temporais

Pulsares emitem sinais eletromagnéticos periodicamente. Estes objetos são estrelas de nêutrons que resultaram de uma explosão de supernova. Seus sinais são emitidos ao longo de um cone alinhado com o campo magnético. Caso o eixo do campo magnético não coincida com o eixo de rotação do pulsar, este pode eventualmente gerar um sinal que cruza periodicamente a direção da Terra a cada rotação. Se a distância do pulsar à Terra não se modifica, o período

do sinal é absolutamente constante. Se o pulsar possui um planeta, este se deslocará em torno do centro de massa do sistema durante o curso de sua órbita e a distância do pulsar a Terra aumentará e diminuirá, fazendo com que aumente e diminua o tempo de viagem da radiação, produzindo uma variação na fase do pulso. A amplitude total do tempo de percurso é dado por:

$$\delta T_* = \frac{a_* \text{sen}(i)}{c} \quad (2.7)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz. A precisão cronométrica deste método é muito grande, tendo potencial para detectar massas tão pequenas quanto a da Lua. Sua precisão pode indicar o motivo do primeiro exoplaneta confirmado ter sido fornecido por ele. Esta técnica também pode ser aplicada utilizando sistemas estelares eclipsantes

### 2.5.5 Trânsito fotométrico

O planeta pode transitar em frente à estrela provocando eclipses que podem ser detectados periodicamente medindo-se a variação no brilho da estrela. A variação no brilho é muito pequena, cerca de 1% para um planeta tipo Júpiter e 0,01% para uma planeta próximo ao tamanho da Terra em torno de uma estrela do tipo solar. O perfil da curva de luz obtida é apresentado na Figura 2.7,  $\delta$  é o parâmetro de impacto definido como o ângulo entre o centro da estrela e o plano da órbita do planeta, seu valor ideal para este tipo de medida é que seja próximo de  $0^\circ$ . A queda da intensidade da luz nos permite obter o diâmetro do planeta em relação ao da estrela e a periodicidade do fenômeno, o período orbital. A duração do trânsito fornece a distância do planeta à estrela em raios estelares se o período e inclinação forem conhecidos.

Supondo que a distribuição dos ângulos de inclinação dos sistemas planetários com relação ao plano do céu seja aleatória, a probabilidade  $p_T$  de se detectar um trânsito considerando uma órbita circular é

$$p_T = \frac{l_p}{a_p} = \frac{l_p}{P^{2/3}} \left( \frac{4\pi^2}{G M_*} \right)^{1/3} \quad (2.8)$$

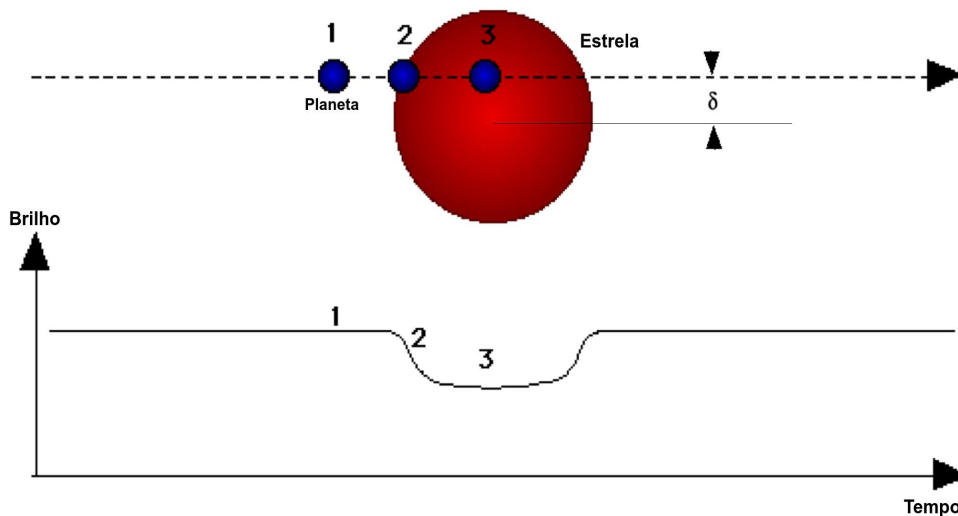


Figura 2.7 - Esquema mostrando a variação de brilho causada pelo planeta transitando sua estrela central.  $\delta$  é o parâmetro de impacto do trânsito sobre o disco estelar. Fonte: Deeg (1998).

onde  $l_p$  é o raio do planeta e  $a_p$  é o semieixo da órbita do planeta, sendo que para a segunda igualdade foi aplicada a terceira lei de Kepler. Desta forma a probabilidade diminui drasticamente com o aumento do período. A probabilidade de se observar um Júpiter quente e de um planeta como a Terra para distâncias orbitais características são de 10% e de 0,5% respectivamente, em volta de uma estrela do tipo solar. O primeiro trânsito detectado de um planeta extrasolar foi em torno da estrela *HD 209458* e foi anunciado de forma independente por dois grupos de pesquisadores (CHARBONNEAU et al., 2000; HENRY et al., 2000). A grande importância do trânsito está no fato de que quando este é observado, sabe-se que  $\text{sen}(i) \approx 1$  já que o ângulo de inclinação da órbita é próximo de  $90^\circ$ . Desta forma, associando esta medida à da velocidade radial pode-se encontrar a densidade média do planeta e a gravidade superficial do planeta, possibilitando sua classificação entre gasoso ou telúrico. Outras vantagens são as observações diretas da radiação térmica e dos espectro de absorção da atmosfera, além de parâmetros orbitais mais precisos.

### 2.5.6 Microlente gravitacional

Este método é baseado na teoria da relatividade geral (EINSTEIN, 1936) que descreve como o fóton é sujeito a forças gravitacionais.

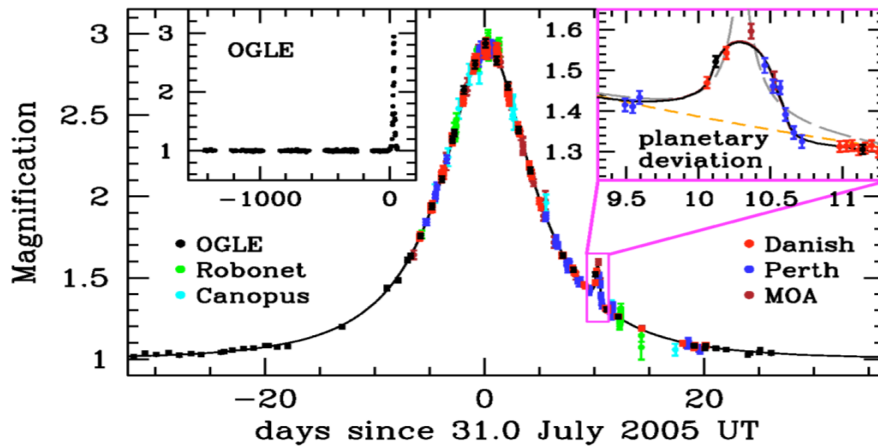


Figura 2.8 - Curva de luz do evento de microlente *OGLE-2005-BLG-390* e o melhor modelo da curva em função do tempo (curva preta). Os dados são de 650 pontos proveniente de vários observatórios. O zoom a direita mostra o efeito causado pelo planeta, a razão das massas entre o planeta e a estrela é  $q = 7.6 \times 10^{-5}$ .

Se um objeto massivo passa pela linha de visada de uma estrela, ele amplificará seu brilho como se fosse uma lente. A amplificação é dada por (SACKETT, 1999):

$$A = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} \quad (2.9)$$

onde  $u = \theta_S/\theta_E$ , sendo  $\theta_S$  a distância angular entre a fonte e o deflector e  $\theta_E$  o raio de Einstein dado por:

$$\theta_E = \left( \frac{4GM}{c^2} \frac{d_{LS}}{d_L d_S} \right)^{1/2} \quad (2.10)$$

sendo  $G$  a constante gravitacional,  $M$  a massa da lente,  $c$  a velocidade da luz,  $d_L$  a distância entre o observador e a lente,  $d_S$  a distância entre o observador e a fonte e  $d_{LS}$  a distância entre a lente e a fonte. Esta amplificação é muito significativa, tendo o potencial de detectar objetos com massa semelhante a da Terra ou até menores. No entanto os eventos são raros e quando acontecem não podem ser repetidos e, como em geral são muito distantes, torna impossível a análise do mesmo objeto por outros métodos. Presentemente temos duas importantes colaborações que trabalham com lentes gravitacionais: OGLE e

MOA<sup>8</sup>. A Figura 2.8 apresenta o perfil da curva de luz do evento de microlente OGLE-2005-BLG-390 (BEAULIEU et al., 2006).

## 2.6 Propriedades estatísticas

Dezenove anos após a descoberta de *51 Pegasus b*, mais de 1000 exoplanetas já foram descobertos, cerca de 50% deles (545 exoplanetas) por meio da técnica de *velocidade radial*. A figura 2.9 apresenta a quantidade de planetas encontrados de acordo com as técnicas utilizadas.

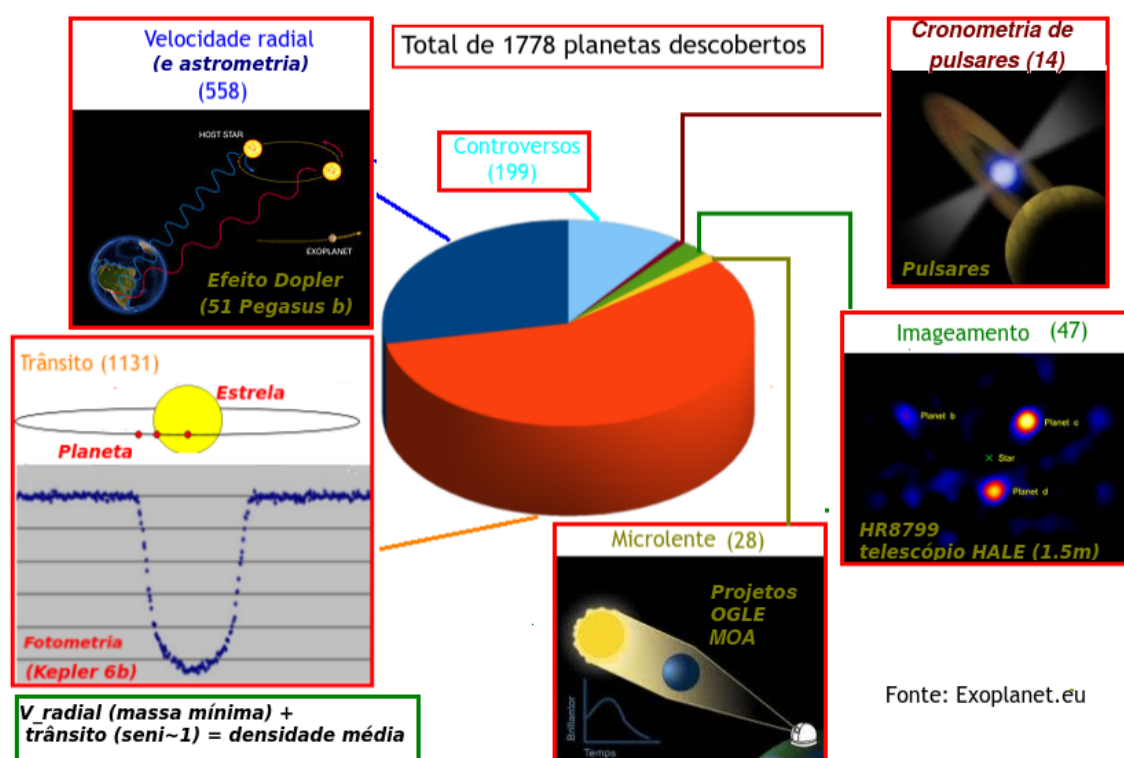


Figura 2.9 - Quantidade de planetas descobertos de acordo com as técnicas de detecção utilizadas.

As propriedades estatísticas da população de planetas já descobertos revelam um número de resultados surpreendentes que fornecem vínculos para os cenários de formação planetária. A Figura 2.10<sup>9</sup> apresenta a evolução das

<sup>8</sup>Maiores detalhes nos seguintes sites <http://ogle.astrouw.edu.pl/> e <http://www.physics.auckland.ac.nz/uoa/home/about/our-research/online-research-groups/microlensing-observations-in-astrophysics/> respectivamente.

<sup>9</sup>Os dados usados em todos os gráfico desta secção foram retirados do site [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu).



descobertas. As limitações das técnicas inicialmente privilegiaram planetas de grandes massas e curtos períodos, com o seu desenvolvimento planetas de menores massas têm sido detectados com frequência cada vez maiores. As observações a longo prazo possibilitaram a descoberta de planetas com períodos maiores. Com os projetos de detecção em andamento as descobertas devem ser atualizadas praticamente diariamente.

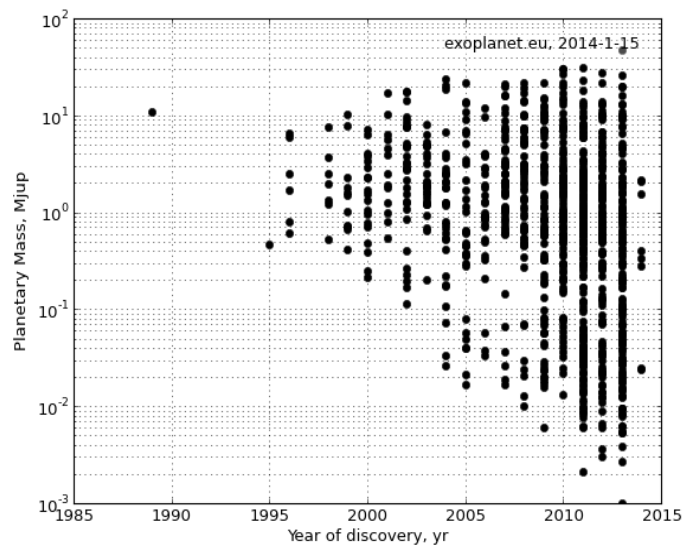


Figura 2.10 - Massas dos exoplanetas descobertos dispostas por ano.

A Figura 2.11 relaciona os períodos orbitais dos planetas com suas massas. Podemos observar uma tendência das populações de exoplanetas se distribuírem em três grupos distintos. O primeiro centrado aproximadamente no período de 10 dias terrestres e com massas de 10 a 100 vezes menores que a massa de Júpiter, estes podem estar na região das Super-Terras, Netunianos e planetas telúricos; um segundo grupo com massas maiores que a de Júpiter e com períodos bem mais longos de 100 a 1000 dias, estão em uma região mais distante da estrela, podendo ser gigantes gasosos; e um terceiro grupo com grandes massas e períodos em torno de poucos dias caracterizam os *Júpiters quentes*.

A massa dos exoplanetas conhecidos é apresentada como uma função do seu

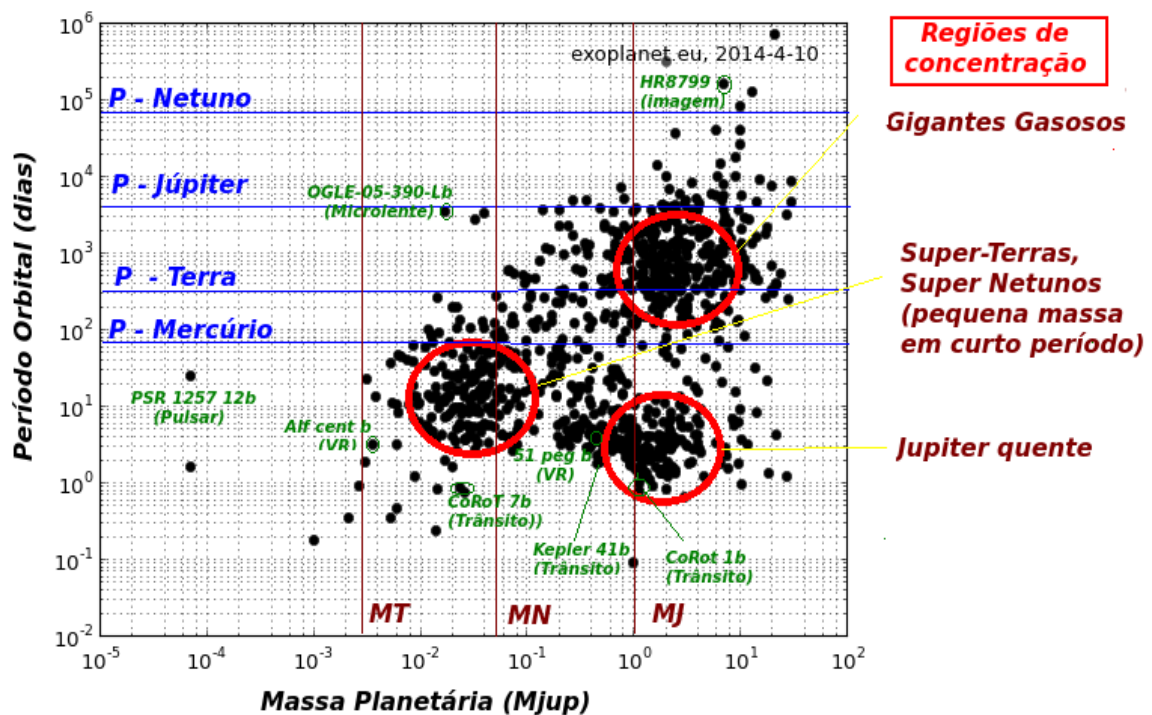


Figura 2.11 - Período orbital em função da massa dos planetas. Observe as regiões de concentração das populações de planetas já descobertos.

semi-eixo maior na Figura 2.12 . A observação mais impressionante é o grande número de planetas de alta massa em separações muito pequenas. Planetas de massas maiores que  $\sim 0,05 M_J$  (que é aproximadamente a massa de Urano, o planeta gigante de menor massa do Sistema Solar) são detectados em separações menores que  $0,1 UA$ , muito menor do que a distância Sol-Mercúrio. A grande quantidade de planetas com alta massa em pequenas separações é certamente devido às limitações intrínsecas da técnica de velocidade radial que privilegia a descoberta de Júpiteres quentes.

De acordo com as teorias de formação planetária existente na época das primeiras detecções não deveriam existir estes planetas do terceiro grupo. Pelo modelo padrão, planetas gigantes devem ser formados distantes da estrela, onde os caminhos percorridos pelos planetas em sua órbita são maiores, permitindo a acreção de mais materiais e a permanência de gás na atmosfera do planeta no seu curto período de formação. Algo que seria impossível próximo a estrela devido aos ventos estelares (POLLACK et al., 1996). O crescimento nestas regiões mais frias do sistema planetário propicia um suposto núcleo sólido em torno do

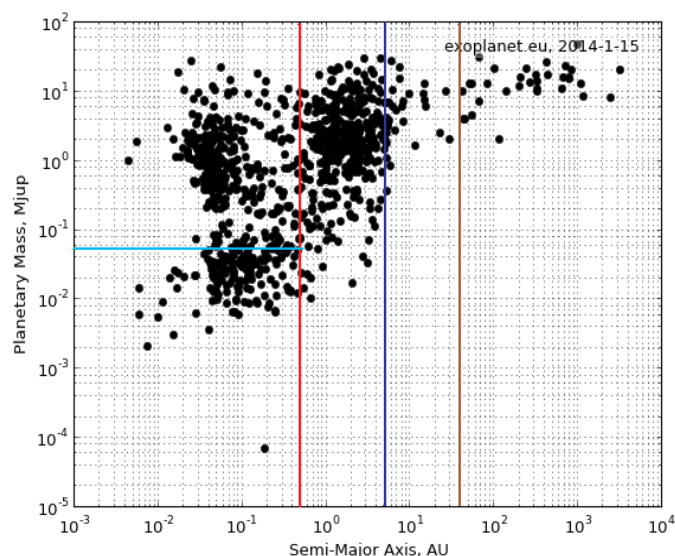


Figura 2.12 - Massa dos planetas como função do seu semieixo maior em UA. As linhas verticais vermelha, roxa e marrom indicam as posições de Mercúrio, Júpiter e cinturão de *Kuiper* do nosso Sistema Solar, respectivamente. A linha azul clara horizontal delimita os planetas com massas maiores que  $0,05M_J$ .

qual o gás acretará rapidamente no tempo de vida do disco protoplanetário ( $10^7$  anos). A explicação para a existência de Jupiters quentes deve estar contida no contexto de migração planetária (UDRY et al., 2003) com o planeta assim formado se dirigindo em direção à estrela hospedeira (LIN et al., 1996; PAPALOIZOU et al., 2007). O processo que interrompe a queda do planeta sobre a estrela, ou seja, o mecanismo de frenagem, ainda não é muito bem entendido. Sugestões são a interação com a cavidade magnetosférica central do disco de acreção, interação de maré com a estrela hospedeira, transbordamento do lóbulo de Roche pelo planeta gigante inflado ou fotoevaporação. Assim, os planetas devem ter sido formados na parte externa do disco protoplanetário antes de migrar para regiões internas mais próximas, ao centro do disco. Curiosamente, a migração orbital dos planetas havia sido previsto cerca de 15 anos antes da descoberta do primeiro exoplaneta. O processo de migração planetária será descrito em detalhes no próximo capítulo.

Na Figura 2.13, apresentamos as excentricidades dos exoplanetas em função do seu período orbital. Quanto menor o período, menor a excentricidade, o que é consistente com o esperado devido à circularização por efeitos de maré. Para

uma distância de 150 dias, a excentricidade dos exoplanetas varia entre 0 e mais do que 0.9. Isso novamente está em claro desacordo com os planetas do nosso Sistema Solar, que possuem órbitas quase circulares. Note-se que as altas excentricidades parecem ser comuns em planetas mais distantes. Podemos também mencionar que não há nenhuma diferença significativa entre a distribuição de excentricidade de planetas em sistemas múltiplos ou planetas em sistemas isolados.

Uma outra propriedade inesperada relacionada aos exoplanetas é uma elevada metalicidade da estrela hospedeira. Mais de 20% das estrelas tem uma metalicidade duas vezes o valor da solar quando possuem um planeta gigante, enquanto essa proporção diminui a  $\sim 3\%$  para estrelas com metalicidade solar (SANTOS, 2008). Curiosamente, esta relação metalicidade-planeta tende a desaparecer para estrelas que hospedam planetas de baixas massas (UDRY et al., 2006). A diminuição da metalicidade aparentemente torna a formação dos núcleos planetários menos eficaz. Assim, os protoplanetas podem não conseguir massa suficiente para iniciar a formação de um envelope gasoso por acreção (ver próxima Seção), mantendo assim uma massa de algumas vezes a da Terra. Estudos teóricos das propriedades estatísticas dos exoplanetas têm sido realizados e usados na síntese de população planetária (UDRY et al., 2003; IDA; LIN, 2005; IDA; LIN, 2008; MORDASINI et al., 2012a; MORDASINI et al., 2012b; MORDASINI et al., ).

## 2.7 Formação Planetária

Antes da década de 90, nosso entendimento sobre formação planetária se baseava nos vários séculos de observações dos planetas dentro do Sistema Solar. Em particular, as teorias de formação tinham a intenção de explicar a dicotomia do Sistema Solar, com planetas terrestres em sua parte interna e planetas gasosos em sua parte externa. Alguns poucos anos de detecção de exoplanetas foram suficientes para revolucionar nossos modelos de formação, e revelaram que a formação do nosso Sistema Solar não é uma regra geral de formação de sistemas planetários.

As primeiras teorias de formação planetária surgiram no século XVIII, com o filósofo Kant (1755) e o cientista Laplace (1796). Eles propuseram, independentemente, que o Sistema Solar se formou a partir de um disco frio de gás

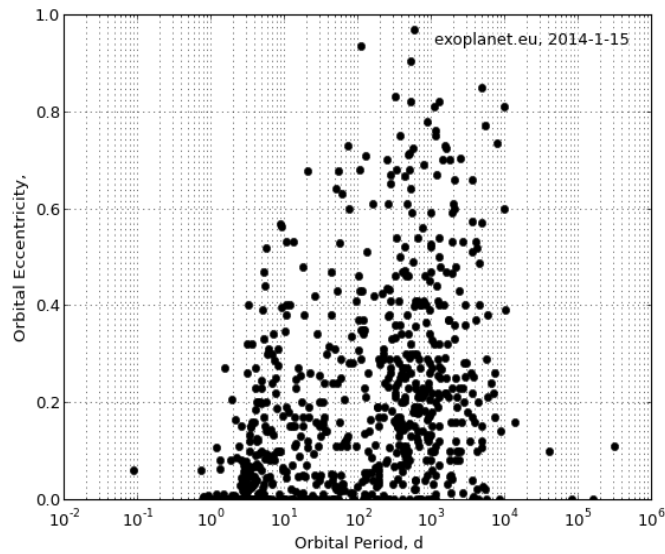


Figura 2.13 - Excentricidade em função do semieixo maior em UA.

e poeira girando em torno do Sol, e que os planetas foram os subprodutos da estrela e formação de disco. Dois séculos mais tarde, suas idéias pioneiras foram a base do modelo padrão para a formação estelar. De acordo com este modelo, a protoestrela se forma a partir do colapso de uma enorme nuvem molecular girante, onde a pressão e temperatura no centro da nuvem aumentam dramaticamente. Logo, as primeiras reações nucleares ocorrem e uma estrela é produzida. Devido à conservação do momento angular, a nuvem progressivamente colapsa em um disco de gás e grãos que orbitam a estrela nascente, por cerca de  $10^5$  anos. A extensão vertical do disco é de 10 a 30 vezes menor do que a sua dimensão horizontal. Sua massa, que é composta pelos principais componentes de gás, Hidrogênio e Hélio, é de 10 a 1000 vezes menor do que a massa da estrela. Embora a componente sólida seja muito menos volumosa, ela contribui para a formação dos planetesimais, que são os embriões dos núcleos planetários.

Durante seus estágios iniciais o disco contém grãos de poeira com um tamanho que varia de 0,1 a 1 micrometro, que é o tamanho típico dos grãos no meio interestelar. Devido à sua interação com o gás, os grãos se sedimentam próximo ao plano médio. Colisões balísticas entre eles levam à formação de agregados de poeira do tamanho de centímetros a metros. Este processo é, contudo, particularmente sensível ao nível de turbulência no gás, que tende a espalhar

os grãos por toda a extensão vertical do disco (FROMANG; PAPALOIZOU, 2006). O crescimento destas partículas até o tamanho de  $km$  define os *planetesimais*. Este último processo não é muito claro especialmente no contexto do disco turbulento. A acreção de planetesimais pode, então, levar à formação de planetas. Quando nos referirmos ao disco protoplanetário estamos falando do disco de gás e de planetesimais em torno da estrela central. A Figura 2.14 sintetiza as fases de formação dos planetas.

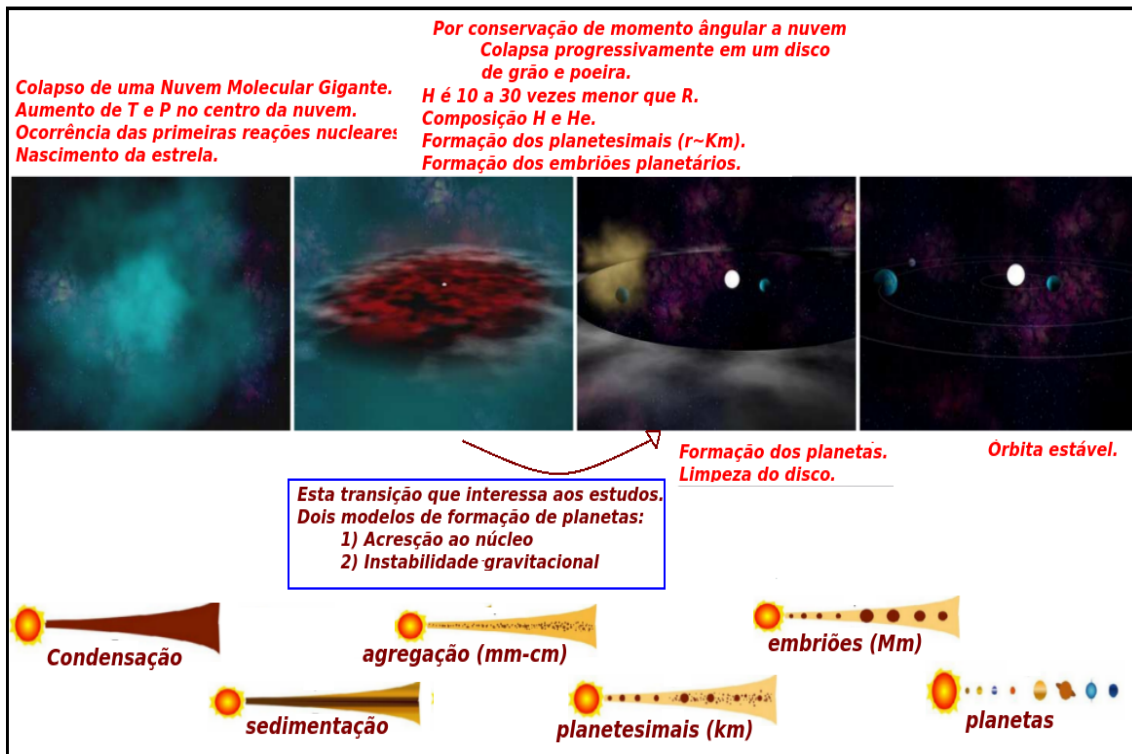


Figura 2.14 - Imagem que sintetiza as fases de formação planetária.

### 2.7.1 Modelo de acreção ao núcleo

O modelo de acreção ao núcleo é um modelo unificado de formação tanto de planetas terrestres quanto de gigantes gasosos. A base do modelo foi introduzida por Safronov como uma tentativa de explicar a dicotomia do Sistema Solar (SAFRONOV, 1960) e revisto recentemente por Pollack (POLLACK et al., 1996), cujos resultados mostraram que a formação de planetas gigantes pode ser dividida em três partes como apresentado na Figura 2.15. O núcleo protoplanetário é primeiramente formado por acreção descontrolada (*runaway accretion*) de plane-

tesimais localizados na *zona de alimentação* do planeta. A extensão da referida zona é, tipicamente, várias vezes o *Raio de Hill* do planeta <sup>10</sup>.

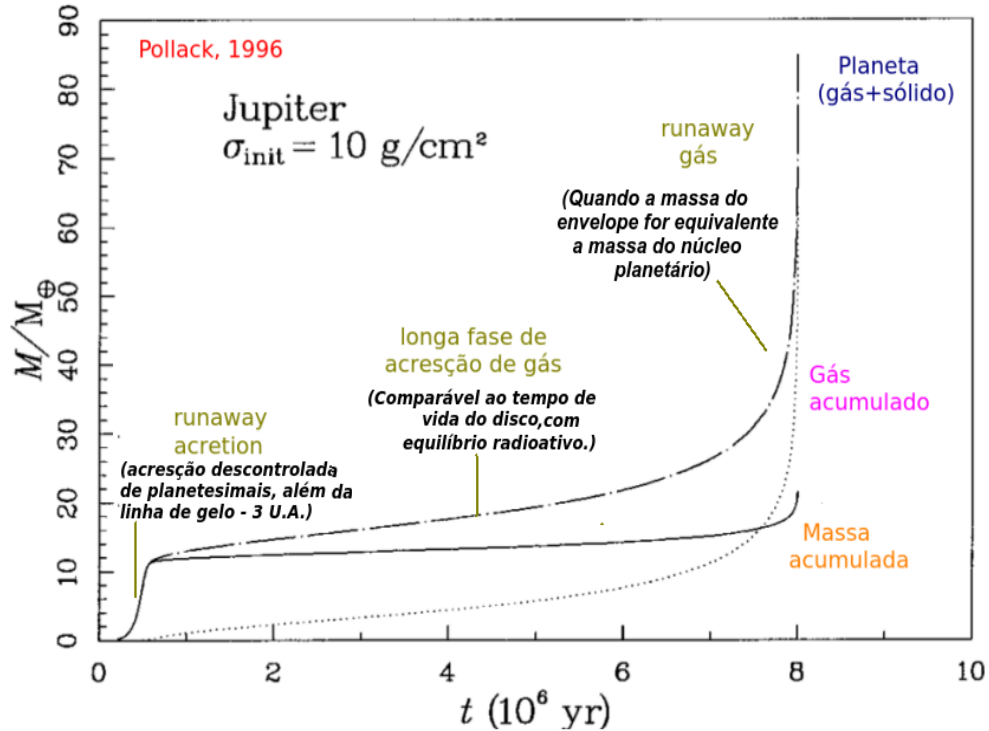


Figura 2.15 - Exemplo de evolução temporal de um planeta com a massa de Júpiter (POL-LACK et al., 1996) fixo em  $5,2 \text{ U.A.}$ . A densidade superficial inicial do disco é  $10 \text{ g.cm}^{-2}$ . A linha sólida ( $M_Z$ ) representa a massa sólida acumulada; a linha pontilhada a massa de gás acumulado ( $M_{XY}$ ) e a linha traço-ponto, a massa total do planeta ( $M_p$ ).

De acordo com os modelos, o crescimento do núcleo termina assim que é denominada a zona de alimentação de planetesimais, sendo que o tempo depende da localização inicial do planeta no disco protoplanetário. O crescimento rápido de massa ocorre preferencialmente além da *linha de gelo* (IDA; LIN, 2004; KENNEDY; KENYON, 2008), onde o disco é frio o suficiente para congelar a água, assim maximizando a densidade de sólidos disponíveis para a acreção. Para estrelas do tipo solar a linha de gelo está localizada a  $3 \text{ U.A.}$ . Interior à linha de gelo,

<sup>10</sup>O *Raio de Hill* do planeta,  $R_H$ , é a distância ao planeta abaixo da qual a sua gravidade prevalece sobre a gravidade da estrela e à força centrífuga. A sua expressão é:

$$R_H = a_p \left( \frac{M_p}{3M_*} \right)^{1/3}$$

o crescimento do núcleo é muito lento para induzir uma acreção significativa de gás. Além da linha de gelo o crescimento é rápido ( $0,5 \times 10^6$  anos para um Júpiter, veja Figura 2.15) e o planeta formado pode entrar em um longo estágio de acreção (entre  $0,5$  e  $7,5 \times 10^6$  anos, quando a massa do planeta for ligeiramente maior que  $10M_{\oplus}$ ), onde o seu aumento de massa é essencialmente devido ao lento crescimento de gás em seu envelope. À medida que o envelope cresce, cresce também sua zona de alimentação e mais planetesimais são acretados. Neste tempo, a energia adquirida pela acreção de planetesimais é equilibrada pela energia irradiada, de modo que o envelope permanece em um equilíbrio quase-estático. No entanto, quando a massa do envelope chega a aproximadamente a massa do núcleo, a perda radiativa pode não ser grande o suficiente de forma a compensar a acreção, e o envelope começará a se contrair. Esta contração aumenta a razão de acreção do gás, o que aumenta as perdas por radiação e o processo sofre um outro crescimento acelerado de massa (*runaway*). A massa final do planeta dependerá da quantidade de gás que pode ser fornecido pelo disco circumplanetário. O último estágio de crescimento acelerado acontece para uma massa sólida crítica entre 10 e 15 massas terrestres, de acordo com as massas estimadas de gelo e rocha do Sistema.

No modelo de acreção de núcleo, o tempo de duração de formação de planetas gigantes é essencialmente limitado pela lenta acreção do gás na segunda fase. Esta duração é sensível à densidade superficial inicial de planetesimais na zona de alimentação (POLLACK et al., 1996) e à opacidade no envelope do planeta (HUBICKYJ et al., 2005). Com a densidade considerada no exemplo da Figura 2.15, Júpiter se formaria em aproximadamente  $8 \times 10^6$  anos. Reduzindo a densidade superficial por um fator de 25% aumentaria o tempo de formação para  $50 \times 10^6$  anos. Para algumas opacidades a formação de Júpiter pode ocorrer em  $2 \times 10^6$  anos. O longo tempo de formação em comparação com o tempo de vida dos discos protoplanetários, que deve variar entre 1 e  $10 \times 10^6$  anos (CIEZA et al., 2007), é o maior problema deste modelo. Outros mecanismos para explicar a formação de planetas gigantes são sugeridos para driblar esta dificuldade, um exemplo é a instabilidade do disco protoplanetário (BOSS, 1997) como veremos na próxima seção. Uma outra questão sobre o modelo de acreção de núcleos é que, como explicado acima, um planeta gigante poderá ser formado desde que o seu crescimento do núcleo seja suficientemente rápido, o que supõe que o núcleo constrói-se a grandes distâncias da estrela, no entanto são observados



planetas com massas mínimas próximas a de Júpiter a uma pequena distância estelar, o que nos leva à idéia de *migração planetária* que será discutida com mais detalhes no próximo capítulo.

### 2.7.2 Modelo de instabilidade gravitacional

O modelo de instabilidade gravitacional foi reexaminado como uma alternativa para explicar a formação de planetas gigantes (BOSS, 1997), num momento em que o modelo de acreção do núcleo levou a uma escala de tempo de formação comparável, se não maior, à vida útil do disco. Se o disco protoplanetário for grande o suficiente, há uma tendência de ocorrer a interação gravitacional dos elementos de fluido do disco. Esta interação pode ser compensada pela rotação do disco ou pela força de pressão. Isto é quantitativamente controlado pelo chamado *parâmetro Q de Toomre* do disco (TOOMRE, 1964). Partes do disco onde Q é menor do que  $\sim 1$  tornam-se gravitacionalmente instáveis, e conduzem rapidamente à formação de aglomerados. A Figura 2.16 ilustra esta situação.

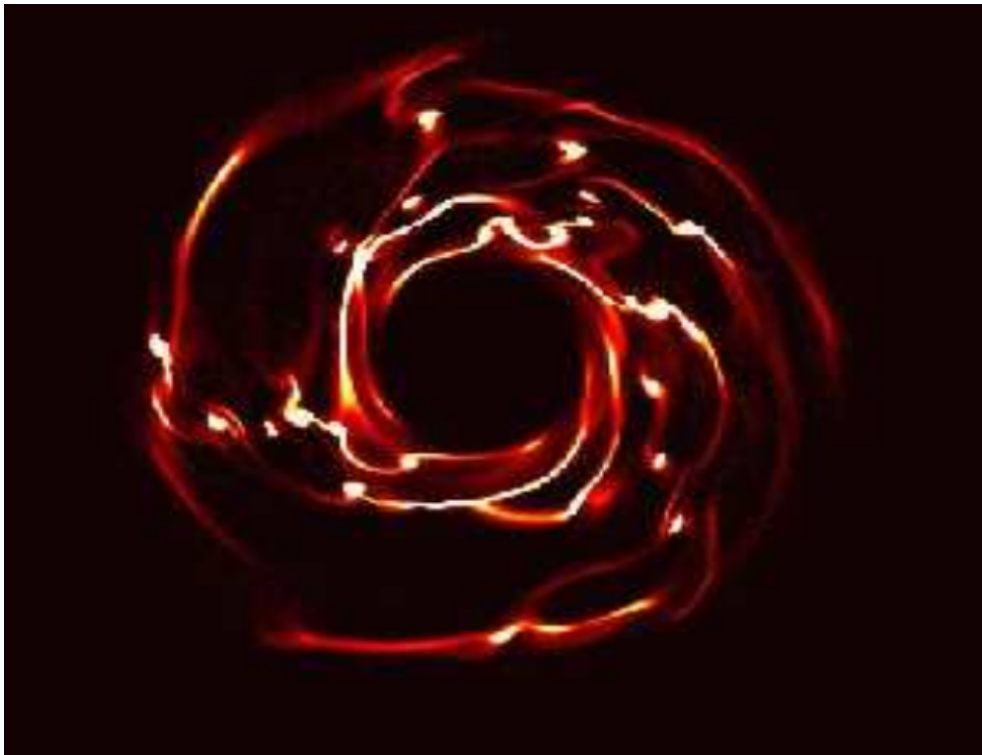


Figura 2.16 - Forma típica da densidade superficial no plano médio de um disco protoplanetário fragmentado. Aglomerados de alta densidade podem fornecer condições adequadas para a formação de planetas gasosos.

Aglomerados são regiões de alta pressão que prendem as partículas sólidas, podendo dar origem a planetas gigantes. A sobrevivência dos aglomerados está condicionada ao fato deste irradiar sua energia térmica eficientemente. Quando as duas condições ( $Q \lesssim 1$  e refrigeração eficiente) são satisfeitas, os planetas gigantes podem ser formados em uma escala dinâmica de tempo, de cerca de  $10^1$ - $10^2$  anos, dependendo de sua localização no disco. Este é o principal sucesso deste modelo. A escala de tempo real para a formação de planetas gigantes baseia-se, por conseguinte, no tempo requerido para que o disco obtenha as condições de fragmentação. Esta é a principal questão, pois ainda não está claro se realmente essas condições seja satisfeitas em modelos realistas de discos protoplanetários. Por um lado, o trabalho realizado por Boss (2008) mostra que, essencialmente, é muito provável que a fragmentação ocorra em uma separação menor que  $\sim 50 UA$ , e que esta não dependa significativamente da metalicidade estelar (em contradição com a probabilidade de detecção de planetas gigantes, como visto nas propriedades estatísticas).

Por outro lado, outros trabalhos como de Boley (2007) revelam resultados opostos: a fragmentação ocorreria sob condições excepcionais (não físicas) e a metalicidade seria importante. Estes resultados divergentes podem depender dos detalhes dos algoritmos usados para realizar as simulações numéricas. Ainda que as condições para a fragmentação não sejam cumpridas, discos protoplanetários devem permanecer ligeiramente instáveis, e ondas de densidade espirais devem se desenvolver. Estas ondas induzirão locais de alta pressão em regiões que favorecem o acúmulo de partículas sólidas, o que pode tornar o processo de acreção ao núcleo mais fácil. Qualquer outro mecanismo de geração local de pressão máxima poderia incentivar a formação de planetas, como por exemplo, a formação de *vórtices de Rossby* (VARNIÈRE; TAGGER, 2006), confirmados recentemente (LYRA et al., 2008).

### 3 A INTERAÇÃO DO PLANETA COM O DISCO PROTOPLANETÁRIO E MIGRAÇÃO

Neste capítulo as interações entre o planeta e o disco protoplanetário são analisadas. É mostrado que o disco exerce um torque sobre o planeta que em geral induz uma variação em seu semieixo maior, causando um movimento em espiral da órbita em relação à estrela hospedeira. Isto é conhecido como *Migração planetária*. Estudaremos então com mais detalhes o disco protoplanetário e os principais tipos de migração planetária.

#### 3.1 Mecanismos de interação

Muitos mecanismos têm sido propostos para reproduzir a grande diversidade de elementos orbitais exoplanetários. Entre eles podemos destacar:

- a) **Interação gás-planeta:** Planetas inseridos dentro do disco protoplanetário experimentam um torque que os levam geralmente a um decaimento orbital em direção ao objeto central (WARD, 1997). Quando citamos a variação do semieixo maior do planeta nos referimos à *migração orbital*. Há vários regimes de migração que diferem principalmente pelo intervalo de massa do disco e do planeta ao qual eles são aplicados. A *migração do tipo I* é relacionada a planetas de baixa massa, cuja perturbação no disco pode ser descrita por uma análise linear. Se o planeta for suficientemente massivo, ele abrirá uma lacuna no disco, este processo é conhecido como *migração do tipo II*, neste caso o movimento é fortemente retardado. Para planetas de massa intermediária evoluindo em um disco massivo o processo de migração pode sofrer um *runaway* conhecido como *migração do tipo III*. Outro tipo de migração se refere a planetas de massa baixa à intermediária em discos turbulentos submetidos a uma instabilidade magnética rotacional (sua sigla em inglês é MRI), neste caso a migração é parecida com uma trajetória aleatória e é conhecida como *migração estocástica*. Em geral, a interação gás-planeta altera eficientemente o semieixo maior do planeta. Por outro lado, o gás amortece a sua excentricidade, desta forma não podemos considerar apenas este tipo de interação para reproduzir a grande dispersão das excentricidades exoplanetárias.

- b) **Interação planetesimal-planeta:** Interações entre planetas e planetesimais podem também alterar significativamente os elementos orbitais dos planetas, em particular quando o disco protoplanetário se dissipar. A alteração do semieixo maior neste caso é conhecida como *migração planetesimal dirigida*. Esta tem sido particularmente estudada para o Sistema Solar, onde Júpiter teria migrado um pouco para dentro do sistema enquanto que Saturno, Urano e Netuno migraram para o exterior significativamente. Este mecanismo foi proposto para explicar a localização atual do Cinturão de Kuiper (LEVISON; MORBIDELLI, 2003), ou a captura em MMR dos objetos deste cinturão, como por exemplo Plutão. A arquitetura do Sistema Solar exterior explicada sob este aspecto é conhecida como *Modelo de Nice* (TSIGANIS et al., 2005).
- c) **Interação planeta-planeta:** Quando o planeta migra, seja devido à interação com o gás ou com planetesimais, ele pode entrar em MMR. No Sistema Solar, Júpiter e Saturno estão próximos do MMR 5:2, enquanto que uma parte dos exoplanetas em sistemas planetários múltiplos se encontra em ressonância. A estabilização orbital em MMR promove um aumento significativo na excentricidade dos planetas, para valores tipicamente no intervalo entre 0,2 e 0,6 (RASIO; FORD, 1996). Altas excentricidades podem ser induzidas por ressonância Kozai (TAKEDA; RASIO, 2005) quando uma companheira secular binária perturba a órbita do planeta.

Supondo o modelo de acreção ao núcleo, a existência de planetas gasosos tão próximos à estrela, como é o caso dos Júpiteres quentes, só pode ser explicada se considerarmos que houve uma mudança de posição do embrião planetário dentro do disco gasoso, fenômeno conhecido como *migração planetária*. A migração planetária é uma consequência da interação entre o disco gasoso protoplanetário e o planeta, desta forma só pode ocorrer na presença do gás e, portanto, no tempo de vida do disco. A base teórica das interações gravitacionais entre o disco protoplanetário e um corpo pontual orbitante foi trabalhada há cerca de 30 anos atrás (GOLDREICH; TREMAINE, 1979; GOLDREICH; TREMAINE, 1980; LIN; PAPALOIZOU, 1979) e posteriormente refinada em detalhes (WARD, 1986; ARTYMOWICZ, 1993; WARD, 1997). Estes trabalhos fizeram a previsão do rápido decaimento orbital e foram confirmados observacionalmente a partir da descoberta de um planeta de período curto em torno da estrela *51 Pegasus* (MAYOR; QUELOZ, 1995), local onde seria improvável o planeta ter sido formado

*in situ.*

### 3.2 O disco protoplanetário

Neste trabalho nos concentraremos apenas em alguns aspectos da interação entre o disco gasoso e o planeta, descartando as não menos importantes interações planeta-planetesimais e planeta-planeta. Para isto vamos então estudar mais detalhadamente as propriedades físicas do disco protoplanetário.

O disco protoplanetário corresponde à fase inicial do processo de evolução do disco circumestelar. Este orbita uma estrela da pré-sequência principal, também chamada de estrela *T-Tauri*. O disco é essencialmente composto de gás (principalmente hidrogênio e hélio), os componentes sólidos (poeira nos tempos iniciais) representam apenas uma pequena fração da massa do disco ( $\sim 1\%$ ). A razão de massa inicial do disco está no intervalo entre  $10^{-3}$  e  $10^{-1}$  massas solares. Enquanto a extensão radial do disco pode chegar a algumas centenas de UA, sua extensão vertical é muito menor: a razão entre a altura de pressão de escala e o raio,  $h=H/R$ , também conhecida como *razão de aspecto*, varia tipicamente entre 0,03 a 0,1. O tempo de vida do disco, que corresponde também ao tempo de ocorrência da interação do disco com o planeta, é de aproximadamente  $10^6$  a  $10^7$  anos (ALEXANDER, ).

Uma representação simplificada do disco é apresentada na Figura 3.1. O disco está basicamente dividido em um disco emissor de jato, que é opticamente fino, e um disco de acreção padrão que por sua vez é opticamente espesso. Este último pode ser dividido na fotosfera do disco irradiado, se for o caso (região cheia mais escura) e o disco no plano médio, onde supomos que seja o local de formação do planeta. No contexto de interação disco-planeta, o gás no plano médio do disco é geralmente considerado como sendo localmente isotérmico (a temperatura é constante ao longo da vertical) e a sua auto-gravidade é negligenciada.

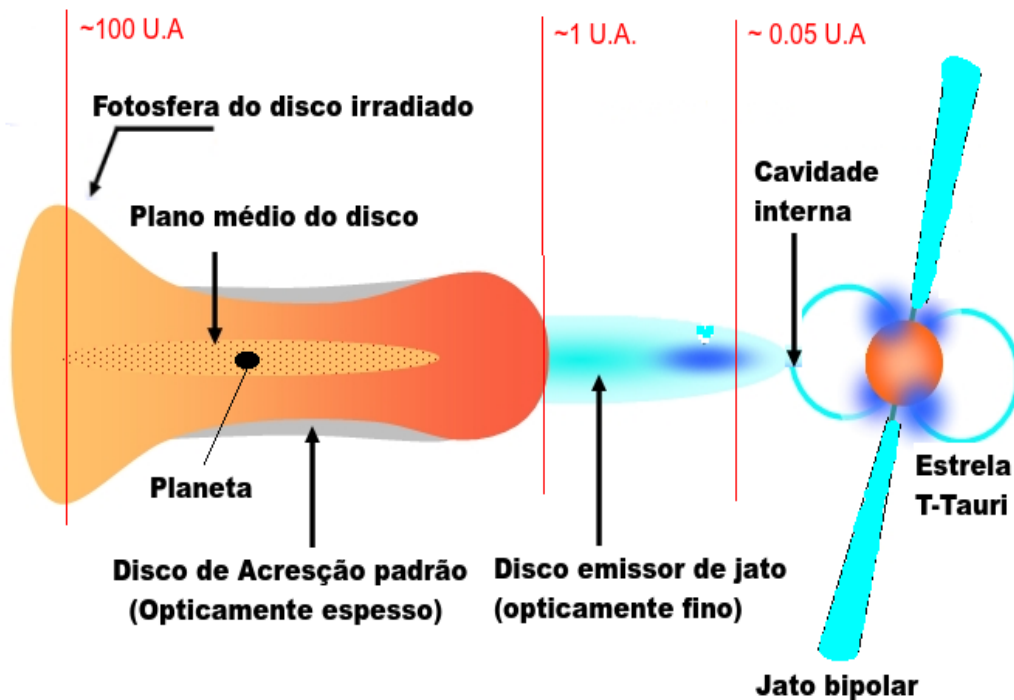


Figura 3.1 - Representação esquemática do disco protoplanetário em torno de uma estrela *T-Tauri*.

### 3.2.1 A massa mínima da nebulosa solar

O primeiro modelo de nebulosa solar que descreve sua densidade superficial, razão de aspecto, efeitos do campo magnético e turbulência viscosa em um disco protoplanetário foi feito por Hayashi (HAYASHI, 1981) e é conhecido como *Massa Mínima da Nebulosa Solar* ou *MMNS*. Ele apresentou uma distribuição de densidade superficial de poeira e gás na nebulosa solar planetária, que está de acordo com a distribuição das massas dos planetas no Sistema Solar.

A massa total da nebulosa é da ordem de  $10^{-2} M_{\odot}$ . O disco da nebulosa gira em torno do Sol com velocidade angular próxima à kepleriana desde que o gradiente de pressão na direção  $r$  seja muito menor quando comparado com a gravidade solar. A sua estrutura é completamente determinada se a densidade superficial  $\Sigma$  for dada em função de  $r$  e este perfil de densidade depender do tipo de material considerado no disco, seja ele rocha, rocha com gelo, ou apenas gás com Hidrogênio e Hélio. A Figura 3.2 apresenta o perfil de densidade nos três casos. Quando o disco é formado apenas por gás a densidade varia com  $r^{-3/2}$  e sua

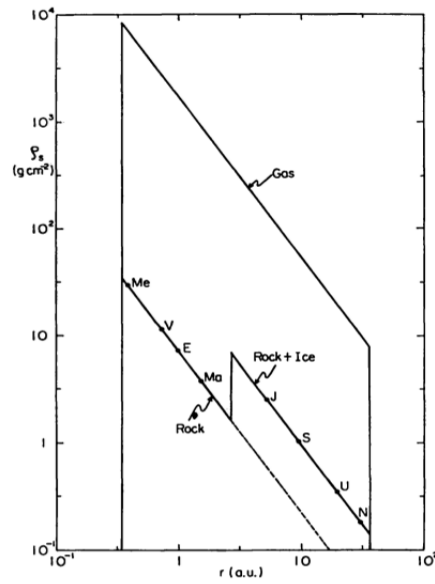


Figura 3.2 - Densidade superficial de rocha, gelo e gás na nebulosa solar como função da distância ao Sol. Destacamos também a posição dos planetas do Sistema Solar. Fonte: Hayashi (1981).

expressão é dada por:

$$\Sigma = 1,7 \times 10^3 r^{-3/2} \text{ g cm}^{-2} \quad \text{para} \quad 0,35 \text{ UA} < r < 36 \text{ UA} \quad (3.1)$$

### 3.2.2 Modelo de viscosidade $\alpha$

Discos protoplanetários são discos de acreção. A acreção garante a conservação do momento angular que é fundamental para a evolução do disco protoplanetário. A teoria do disco de acreção clássico envolve um fluido viscoso como fonte de transporte de momento angular (SHAKURA; SUNYAEV, 1973; LYNDEN-BELL; PRINGLE, 1974). Mas nestes trabalhos ficou evidente que a viscosidade molecular era muitas ordens de magnitude menor do que aquela necessária para produzir a taxa de acreção observada. O problema foi contornado inicialmente supondo uma turbulência no disco, sem indicar uma origem física para tal turbulência. A eficiência do transporte de momento angular seria caracterizada pela expressão:

$$\nu = \alpha c_s H \quad (3.2)$$

onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática,  $c_s$  a velocidade do som e  $H$  é a altura de pressão do disco. O parâmetro adimensional  $\alpha \leq 1$  caracteriza a força da turbulência, encapsulando todo o nosso desconhecimento sobre sua origem. Com o *modelo de viscosidade*  $\alpha$  foi possível entender como o momento angular era transportado para o exterior do disco fazendo com que a massa fosse acretada sobre a estrela.

Vários mecanismos que podem gerar a turbulência que leva à acreção e transporte de momento angular são sugeridos na literatura. Um exemplo de um possível mecanismo é o impulsionado pela *instabilidade magnética rotacional* (MRI)<sup>1</sup> (BALBUS; HAWLEY, 1991). Qualquer campo fracamente magnetizado e com gás suficientemente ionizado de forma a se acoplar ao campo magnético pode estar no regime MRI. O estado de ionização do disco ainda não é bem resolvido, sabemos que o disco é termicamente ionizado muito próximo da estrela e que raios cósmicos estelares e raios X podem ionizar moderadamente grossas camadas na superfície do disco. Estas são as chamadas *regiões ativas* em contraste com as *zonas mortas* onde o meio é neutro e não há MRI. Em princípio o plano médio do disco, que é a região de formação dos planetas, é uma zona morta. Mas alguns estudos têm revelado atividade MRI até algumas UA, entrando desta maneira no plano médio do disco (GAMMIE, 1996; ARMITAGE et al., 2001; ZHU et al., 2009). A razão de transporte de momento angular devido ao MRI ainda é objeto de estudo através de simulações numéricas de turbulência MHD. O transporte de momento angular foi encontrado com um parâmetro de viscosidade  $\alpha$  entre 0,001 e 0,1 (STONE; BALBUS, 1996).

### 3.3 Migração do tipo I

Quando a massa do planeta que interage com o disco é suficientemente pequena, a perturbação induzida no disco por esta pequena massa pode ser calculada usando a teoria linear. Considerando o disco bidimensional, não auto-gravitante, tendo um perfil de temperatura fixo (disco localmente isotérmico) e com o protoplaneta descrevendo uma órbita circular em  $r = r_p$ , seu potencial gravitacional  $\Phi$  (como também todas as quantidades do disco) pode ser expresso por uma série de Fourier das componentes periódicas azimutais caracterizada por  $m$ , o inverso do número de onda na direção azimutal, da seguinte maneira:

---

<sup>1</sup>Do inglês *Magneto-rotational instability*.



$$\Phi(r, \varphi, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \Phi_m(r) \cos[m(\varphi - \Omega_p t)], \quad (3.3)$$

onde  $\varphi$  é o ângulo azimutal,  $\Phi_m(r)$  é uma função real de  $r$  que representa a amplitude da  $m$ -ésima componente do potencial do planeta e  $2\pi/\Omega_p$  é o período orbital do planeta de massa  $M_p$ .

Vamos considerar inicialmente que o disco é constituído apenas por partículas, sem viscosidade e sem auto-gravidade, sendo desta maneira estritamente kepleriano. Pode-se mostrar (GOLDREICH; TREMAINE, 1979) que o planeta e o disco mudam seu momento angular somente em locais específicos referidos como *ressonâncias*. Denotando  $\tilde{\omega}(r) = m[\Omega_p - \Omega(r)]$  a frequência de perturbação, temos dois tipos de ressonâncias, definidas da seguinte maneira:

- A *ressonância de Lindblad*, que satisfaz  $\tilde{\omega} = \pm\kappa$ . Dependendo do sinal de  $\tilde{\omega}$ , teremos informação sobre a localização da ressonância com relação à órbita do planeta, definindo as ressonâncias interna e externa, usualmente denotadas por ILR e OLR<sup>2</sup>. Suas localizações são dadas respectivamente por:

$$r_{ILR} = r_p \left( \frac{m}{m-1} \right)^{-2/3} \quad \text{e} \quad r_{OLR} = r_p \left( \frac{m}{m+1} \right)^{-2/3} \quad (3.4)$$

Note que não há  $r_{ILR}$  associada com  $m = 1$  e que a localização das ressonâncias converge para a localização do planeta no limite  $m \rightarrow \infty$ . Observe também que a ressonância Lindblad corresponde ao MMR  $m/(m \pm 1)$  com o planeta.

- A *Ressonância de Corrotação*, para quando  $\tilde{\omega} = 0$ . Neste caso as partículas do disco giram na frequência do planeta e são usualmente chamadas de ressonância de corrotação co-orbital, elas estão localizadas exatamente no raio orbital do planeta.

A mudança do momento angular nas ressonâncias corresponde ao torque exercido pelo planeta sobre o disco, ou ao torque do disco sobre o planeta, de acordo

---

<sup>2</sup>Do inglês *Inner Lindblad Resonance* e *Outer Lindblad Resonances* respectivamente.

com a terceira lei de Newton (*ação-reação*). Quando mencionarmos torque no contexto deste trabalho, nos referimos ao torque *do disco sobre* o planeta. Podemos então encontrar a *razão de migração do planeta*  $\dot{r}$ , sendo  $J$  o momento angular do planeta, sua variação temporal  $\dot{J}$  equivale ao torque  $\Gamma$  exercido sobre o planeta. O planeta em uma órbita circular terá

$$J = M_p r^2 \Omega \quad \text{e} \quad \dot{J} = 2Br\dot{r}M_p = \Gamma, \quad (3.5)$$

onde  $B$  é conhecido como *segunda constante de Oort* dada por:

$$B = \frac{1}{2r} \frac{d(r^2 \Omega)}{dr}. \quad (3.6)$$

Observe que, para o disco kepleriano, derivando a Equação 3.6 teremos  $B = \Omega/4$ , com  $\Omega = \sqrt{GM_*/r^3}$ . Além disto, o torque negativo causa a migração do planeta em direção à estrela enquanto o torque positivo implica em migração para fora. Descreveremos a seguir com mais detalhes as propriedades dos torques de ressonância de Lindblad e corotoção.

### 3.3.1 O torque diferencial de Lindblad

Ondas de densidade são criadas nas ressonâncias de Lindblad e como consequência um torque age sobre o planeta. É possível resolver o problema destas ondas excitadas utilizando o método *WKB*<sup>3</sup> (GOLDREICH; TREMAINE, 1979) para obter a expressão do torque. As componentes do torque são expressas como

$$\Gamma_{L,m} = m\pi^2 \left[ \frac{\Sigma_m}{r} \frac{dD_R/dr}{dr} \left( r \frac{d\Phi}{dr} + \frac{2\Omega}{\Omega - \Omega_p} \Phi_m \right)^2 \right]_{r=r_L}, \quad (3.7)$$

com  $\Sigma_m$  a  $m$ -ésima componente da densidade superficial e  $r_L$  o local da ressonância de Lindblad. A quantidade  $D_R(r) = \kappa^2(r) - \tilde{\omega}^2$ , que se anula em  $r = r_L$  é chamada de *distância para a ressonância*. O sinal de  $\Gamma_m$  é dado pela quantidade  $r dD_R/dr$ . Para o disco kepleriano,  $r dD_R/dr = 3\Omega^2(\pm m - 1)$ , onde o sinal positivo (negativo) se aplica à ILR (OLR). Assim, o torque sobre o planeta é positivo quando devido a ILR e negativo quando pela OLR. Os torques são proporcionais

<sup>3</sup>A aproximação *Wentzel-Kramers-Brillouin*, ou método WKB, é um método matemático para encontrar soluções aproximadas de equações diferenciais lineares parciais.

ao quadrado do potencial gravitacional do planeta, e conseqüentemente ao quadrado da massa planetária. Com excessão da densidade superficial, a qual é proporcional, e a velocidade angular, o torque Lindblad não demonstra nenhuma dependência com qualquer outro parâmetro físico do disco.

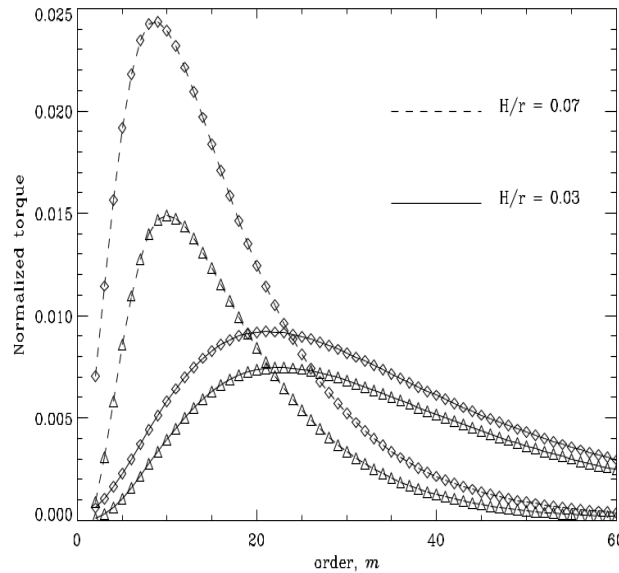


Figura 3.3 - Valores absolutos das componentes dos torque  $\Gamma_m$  nas ressonâncias internas (triângulos) e externas (diamantes), para duas diferentes razões de aspecto:  $h = 0.03$  e  $h = 0.07$ . Os torque são normalizados por  $\Gamma_0 = \pi q^2 \Sigma r_p^4 \Omega_p h^{-3}$ . Fonte: Papaloizou (2007).

No disco gasoso, o momento angular é removido da região de ressonância por ondas de pressão. A pressão afeta o cálculo do torque de Lindblad de duas maneiras (ARTYMOWICZ, 1993), cria uma região de corte abrupta para baixos  $m$  e faz com que o torque decresça suavemente para grandes  $m$ . O torque total tem desta maneira um valor finito. A Figura 3.3 mostra as componentes do torque de Lindblad interno e externo em valores absolutos, calculadas com duas diferentes razões de aspecto,  $h = 0.03$  e  $h = 0.07$ . A figura ilustra o torque decrescendo suavemente para altos  $m$ , que começa em  $\sim 8 - 9$  para  $h = 0.07$ , e em  $\sim 21 - 22$  para  $h = 0.03$ . Note que para qualquer  $m$  o torque de Lindblad exterior é sistematicamente maior que o torque interior, um dos motivos é que a ressonância de Lindblad exterior é mais próxima ao planeta do que a interior (WARD, 1997). O torque total exercido sobre o planeta na ressonância

de Lindblad é *sempre* negativo, e isto faz com que o planeta sempre migre em direção à estrela quando consideramos apenas este efeito. A resposta global do disco ao potencial gravitacional do planeta, que corresponde à soma das ondas relacionadas a cada componente do potencial é uma onda espiral (OGIVIE; LUBOW, 2002), já que estas interferem construtivamente.

A soma das componentes  $\Gamma_m$  tanto da ILR quanto da OLR é o torque total. Isto define o *Torque diferencial de Lindblad*, denotado por  $\Delta\Gamma_{LR}$ . Supondo que o disco possui uma temperatura uniforme, a estimativa analítica mais precisa do torque diferencial de Lindblad, tanto em duas quanto em três dimensões é dada por (TANAKA et al., 2002):

$$\Delta\Gamma_{LR} = -C_{LR}q^2\Sigma_p\Omega_p^2r_p^4h_p^{-2}, \quad (3.8)$$

com

$$C_{LR} = 2,340 - 0,099\sigma \quad \text{em 3D}, \quad C_{LR} = 3,200 + 1,468\sigma \quad \text{em 2D} \quad (3.9)$$

onde  $\sigma$  denota o índice da lei de potência da componente radial no perfil de densidade superficial do disco.

### 3.3.2 O torque de corrotação

A mudança de momento angular devido à ressonância de corrotação corresponde a um processo físico diferente daquele exposto para a ressonância de Lindblad. Neste último, o potencial de perturbação tende a excitar movimentos não circulares e gera ondas de pressão que removem os momentos angulares depositados nas várias ressonâncias. Estas ondas evanescentes que estão entre as ressonâncias de Lindblad não podem remover o momento angular depositado no *raio de corrotação*<sup>4</sup>. Além disto, uma outra diferença é que a pressão do gás altera significativamente a expressão do torque de corrotação. A expressão do torque é dada por (TANAKA et al., 2002):

---

<sup>4</sup>O *raio de corrotação* é o local exato onde ocorre a ressonância de corrotação e corresponde ao raio orbital do planeta

$$\Gamma_{C,m} = \frac{m\pi^2}{2} \left[ \frac{\Phi_m^2}{d\Omega/dr} \frac{d}{dr} \left( \frac{\Sigma}{B} \right) \right]_{r=r_C}, \quad (3.10)$$

onde  $r_C$  é a localização do raio de corrotação, que satisfaz  $\Omega(r) = \Omega_p$ .

O sinal do torque de corrotação vem do gradiente de  $\Sigma/B$ , onde  $B$ , a segunda constante de Oort, é proporcional a  $r^{-3/2}$  para o disco kepleriano. Desta maneira, a soma sobre todos os  $m$  do  $\Gamma_{C,m}$  é proporcional a  $(3/2 - \sigma)$  para o disco isotérmico. Isto indica que, ao contrário do torque de ressonância de Lindblad, o torque de corrotação pode ser tanto *positivo* quanto *negativo*, dependendo do índice de lei de potência de dependência radial da densidade disco. Isto também significa que para o perfil de densidade do *MMNS*, onde  $\sigma = 3/2$ , o torque de corrotação se anula.

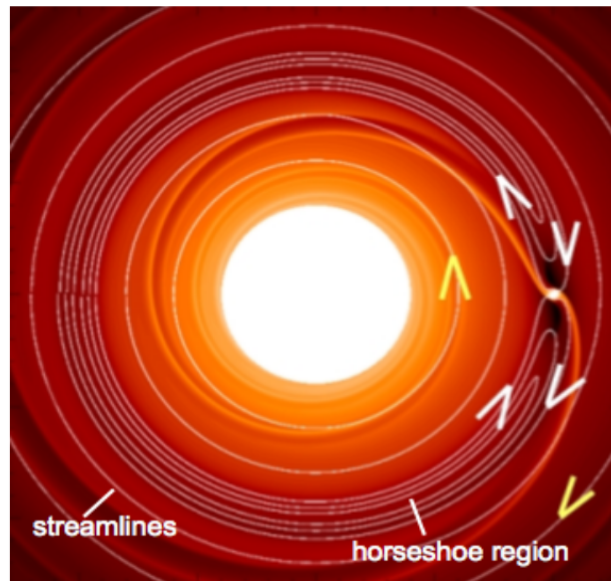


Figura 3.4 - Perfil de densidade de um disco perturbado por um planeta de baixa massa. A delimitação da região de ferradura é dada pelas linhas de corrente (*streamlines*). Fonte: Baruteau (2012).

A resposta do disco a uma ressonância de corrotação corresponde a um conjunto de  $m$  ilhas de oscilação inseridas dentro de uma região chamada de “região de ferradura”. A Figura 3.4 ilustra esta região. Dentro desta região os elementos de fluido oscilam na trajetória das linhas de corrente fechada (*streamlines*). Na mai-

oria dos casos, o torque de corrotação pode ser negligenciado nas estimativas do tempo de migração no regime linear. Primeiro porque ele tende a zero em um tempo finito em um disco não viscoso (o torque de corrotação neste caso é dito *saturado*), além disto, mesmo totalmente não saturado, ele equivale no máximo a uma pequena fração do torque diferencial de Lindblad (KORYCANSKY; POLLACK, 1993).

Temos a seguinte estimativa para o torque de corrotação (TANAKA et al., 2002):

$$\Gamma_{CR} = C_{CR} q^2 \Sigma_p \Omega_p^2 r_p^4 h_p^{-2} \quad (3.11)$$

com

$$C_{CR} = 0,976 - 0,640\sigma \quad \text{em 3D}, \quad C_{CR} = 2,040 - 1,360\sigma \quad \text{em 2D} \quad (3.12)$$

O torque de corrotação e o torque de lindblad mostram a mesma dependência com os parâmetros do disco e planeta. Comparar os dois torques equivale a comparar as constantes  $C_{LR}$  e  $C_{CR}$  que dependem apenas de  $\sigma$ .

### 3.3.3 Escala de tempo de migração do tipo I

Somando as Equações 3.8 e 3.11 podemos obter o torque total sobre o planeta na migração de planetas de baixa massa:

$$\Gamma_{total} = \begin{cases} -(1,364 + 0,541\sigma) q^2 \Sigma_p \Omega_p^2 r_p^4 h_p^{-2} & \text{em 3D} \\ -(1,160 + 2,828\sigma) q^2 \Sigma_p \Omega_p^2 r_p^4 h_p^{-2} & \text{em 2D} \end{cases} \quad (3.13)$$

Embora o torque total também inclua o torque de corrotação, seria interessante estimar a ordem de magnitude da escala de tempo de migração do tipo I apenas com o torque diferencial de Lindblad. Para um disco localmente isotérmico o tempo de migração devido ao torque de corrotação é muito pequeno quando comparado ao torque diferencial de Lindblad. Pela conservação do momento angular do planeta, utilizando a Equação 3.5, sendo  $\dot{r} = dr/dt$  a razão de migração do planeta. Define-se o tempo de migração do planeta  $\tau_1$  por  $\dot{r} = -r/\tau_1$ . Supondo que a estrela central possui a massa solar, encontra-se (BARUTEAU;

MASSET, 2012):

$$\tau_1 (\text{anos}) \sim \frac{7 \times 10^5}{C_{LR}} \left( \frac{\Sigma}{1 \text{ g.cm}^{-2}} \right)^{-1} \left( \frac{r}{1 \text{ UA}} \right)^{-1/2} \left( \frac{M_p}{M_*} \right)^{-1} \left( \frac{H}{r} \right)^2 \quad (3.14)$$

onde  $C_{LR}$  é dado pela Equação 3.12. Por exemplo, para um planeta de 10 massas terrestres inserido em uma nebulosa solar de massa mínima (MMNS) a  $5 \text{ UA}$  ( $\Sigma \sim 150 \text{ g.cm}^{-2}$  e  $\sigma = 1,5$ ), com  $h=0,07$ , a Equação 3.14 resulta em  $\tau_1 \sim 6 \times 10^4$  anos com a estimativa 2D, e  $\tau_1 \sim 1,5 \times 10^5$  anos com a estimativa 3D.

### 3.3.4 Mecanismos de frenagem na migração do tipo I

Estudamos nas duas últimas secções as propriedades do torque diferencial de Lindblad e o torque de corrotação para um disco localmente isotérmico. O primeiro é sempre negativo e com alta razão de migração. O último pode ser positivo ou negativo, dependendo da inclinação do perfil radial de densidade superficial do disco, além de ser sujeito à saturação. Vimos, contudo, que o torque de corrotação pode ser insaturado, dependendo da viscosidade do disco. Mesmo na situação mais favorável em que o torque de corrotação é totalmente insaturado e positivo, o torque diferencial de Lindblad domina plenamente, e a migração dos planetas de pequena massa se torna extremamente rápida. Isto é um problema para o modelo de acreção ao núcleo. Por exemplo, se considerarmos um planeta tipo-Terra em torno de uma estrela de massa solar e um típico modelo de disco de baixa massa (como é o caso do MMNS), com perfil de densidade equivalente à  $150 (r/5 \text{ UA})^{-3/2} \text{ g.cm}^{-2}$  e temperatura de  $150 \text{ K}$  a  $5 \text{ UA}$  (HAYASHI et al., 1985), o tempo de migração para o interior do sistema é estimado em  $8 \times 10^5 \text{ anos}$ , muito mais curto que o tempo de formação do planeta do mesmo tamanho à  $5 \text{ UA}$  e muito menor que o tempo de existência do disco ( $10^6 - 10^7 \text{ anos}$ ). Desta forma existe uma grande possibilidade do planeta cair sobre a estrela antes de alcançar a massa crítica para a acreção de gás ( $15 M_{\oplus}$ ), o que tornaria impossível a formação de planetas gigantes. Portanto, o desafio é propor mecanismos que possam retardar a migração, ou seja, que possam parar ou mesmo inverter este processo. Apresentamos a seguir alguns desses mecanismos.

#### a) Amortecimento de pressão

O primeiro destes mecanismos depende do torque diferencial de Lindblad, causado pelo desequilíbrio entre o torque positivo devido ao

disco interior à órbita do planeta e o torque negativo devido ao disco exterior. Como os torques são proporcionais à densidade superficial para as ressonâncias Lindblad, aumentando o  $\sigma$  do perfil radial de densidade do disco podemos aumentar o torque interior e reduzir o exterior. No entanto, temos um efeito colateral neste procedimento que é a diminuição da velocidade angular do disco, que deslocaria para regiões mais internas todas as ressonâncias de Lindblad. Como as ressonâncias interiores se afastam do planeta, o torque interno é reduzido. Por outro lado, ressonâncias externas se aproximam do planeta, por isso há um aumento dos torques exteriores.

Este efeito colateral é chamado de *amortecimento de pressão* (WARD, 1997), e compensa o efeito de aumentar o  $\sigma$  do perfil radial de densidade do disco, exceto se o salto de densidade for muito alto (MATSU-MURA et al., 2007) e ocorra em uma largura muito pequena no disco, tipicamente entre  $\sim H$  e  $2H$ .

b) **Armadilha planetária**

Com a mesma idéia, foi investigado o impacto de uma borda de cavidade interna na migração de planetas de baixa massa (MASSET et al., 2006b). Considerando agora o caso oposto porém, onde um planeta migra em direção a uma região de menor densidade. Esta situação pode simular a borda interior de uma *zona morta* ou a transição entre um disco emissor de jato e um disco de acreção padrão (ver Figura 3.1). O salto de densidade pode ter uma menor amplitude e uma largura maior. O aumento acentuado da densidade superficial na extremidade interna do disco favorece um forte torque de corotação positivo e permite a existência de um raio fixo estável onde o torque total se anula, agindo desta maneira como uma *armadilha planetária*.

c) **Migração estocástica**

Entre as fontes de turbulência possíveis no disco, somente a MRI tem sido intensamente investigada no contexto de migração planetária. A migração do tipo I revela propriedades muito diferentes em discos submetidos a ressonância magnética, em comparação com discos laminares (NELSON; PAPALOIZOU, 2004). O torque total sofre fortes flutuações temporais como apresentado na Figura 3.5, de forma que a migração



seja muito parecida com um passeio aleatório. Este comportamento é chamado de *migração estocástica*.

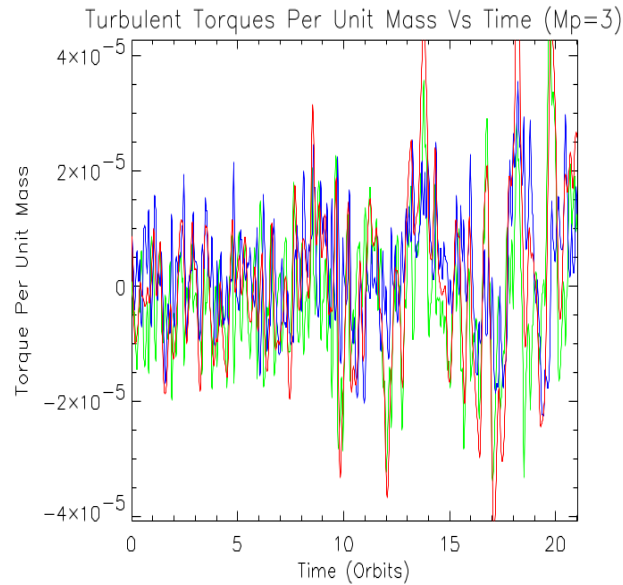


Figura 3.5 - Torque por unidade de massa exercido pelo disco sobre o protoplaneta. A turbulência neste caso gera fortes flutuações no torque em ambos os lados do disco, de forma que se torna muito difícil distinguir os torques resultantes de cada um dos lados. O torque total oscila entre valores positivos e negativos. Fonte: Nelson (2004).

#### d) Efeitos radiativos

A grande maioria dos estudos de interação disco-planeta tem considerado um disco localmente isotérmico. No entanto os efeitos radiativos podem alterar significativamente o torque na migração do tipo I (MOROHOSHY; TANAKA, 2003), considerando por exemplo um planeta interagindo com um disco opticamente fino ou com transferência radiativa (PAARDEKOOOPER; MELLEMA, 2006). O torque em planetas de pequena massa aumenta com a opacidade do disco, para valores suficientemente grandes o torque total sobre o planeta é positivo, ou seja, a migração se dirige para fora como apresentado na Figura 3.6.

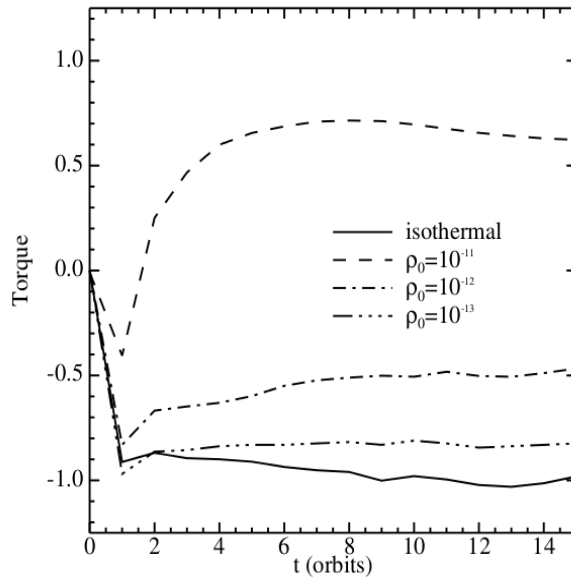


Figura 3.6 - Torque total em um planeta de  $5 M_{\oplus}$  em função do tempo para três diferentes densidades de um disco laminar (não turbulento). Os valores são normalizados pelos valores analíticos (TANAKA et al., 2002), que são reproduzidos por simulações isotérmicas. Para altas densidades (ou elevadas opacidades) o torque se torna positivo indicando a migração para fora do disco. Fonte: paardekooper (2006).

### 3.4 Migração do tipo II

A migração de planetas que abrem uma lacuna no disco é chamada de *migração do tipo II*. Um dos critérios para abertura de lacuna no disco protoplanetário é conhecido como *critério térmico* (LIN; PAPALOIZOU, 1993) e é definido quando  $R_H \geq H$ , onde  $R_H = r_p(q/3)^{1/3}$  é o raio de Hill, podemos reescrever esta expressão e teremos a estimativa dada por:

$$q \geq 0,7 h^3. \quad (3.15)$$

Desta forma, tendo uma razão de aspecto  $h = 0,05$ , planetas com massa superior a  $M_p \geq 10^{-4}$  podem abrir uma lacuna no disco.

Vamos supor agora que a condição de abertura da lacuna é satisfeita e que a região da lacuna esteja bem vazia, ou seja, a densidade superficial residual no local da lacuna é uma pequena fração da densidade superficial inicial. O planeta

então isola o disco interno e externo um do outro, e de acordo com a teoria de migração do tipo II o planeta é travado na evolução do disco viscoso. Podemos entender isto da seguinte maneira, suponha que o planeta migre para dentro e aproxime-se da borda interior da lacuna, o torque (positivo) exercido pelo disco interior aumenta e o planeta é repellido para fora. Similarmente, ao aproximar-se da borda exterior, o torque negativo do disco exterior o repele para dentro. O planeta, portanto, permanece no centro da lacuna e segue a evolução do disco viscoso. Diferente do que acontece na migração do tipo I, a razão de migração  $\dot{r}$  para a migração do tipo II é a velocidade radial do disco  $v_r$  (LYNDEN-BELL; PRINGLE, 1974). No caso particular quando a densidade é uniforme,  $v_r = -3\nu/2r$ , sendo  $\nu$  a viscosidade do disco (no sistema adimensional), e o tempo da migração do tipo II será:

$$\tau_{II}[\text{anos}] \sim 25 \left( \frac{\nu}{4 \times 10^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{H}{r} \right)^{-2} \left( \frac{r}{1 \text{ UA}} \right)^{3/2}, \quad (3.16)$$

onde consideramos que a massa da estrela central é igual a massa solar. Ao contrário do tempo da migração do tipo I, dada pela Equação 3.14,  $\tau_{II}$  não depende da massa do planeta nem da densidade superficial do disco. Supondo um disco com  $h = 0,05$  e  $\nu = 4 \times 10^{-3}$ , encontramos  $\tau_{II} \sim 1,2 \times 10^5$  anos em  $r = 5 \text{ U.A.}$  e  $\tau_{II} = 1,0 \times 10^4$  anos em  $r = 1 \text{ UA}$

### 3.5 Migração do tipo III

Este regime de migração foi descoberto recentemente após a migração do tipo I e II (MASSET; PAPALOIZOU, 2003). Ele se baseia na capacidade do planeta em repor uma deficiência de massa coorbital, portanto de abrir uma lacuna no disco. Este tipo de migração não se aplica a planetas de baixa massa, pois estes não alteram o perfil de densidade superficial do disco. Também não se aplica a planetas de alta massa onde a lacuna pode ser grande o suficiente de forma a incluir as separatrizes da ferradura, resultando em um déficit de massa coorbital muito baixo. Portanto, este regime de migração se aplica a planetas de massa intermediária, tipicamente da massa de Saturno ( $q \sim 10^{-4}$ ), em um disco suficientemente massivo. Isto é ilustrado na Figura 3.7 onde os três tipos de migração são apresentados como função das massas do planeta e do disco.

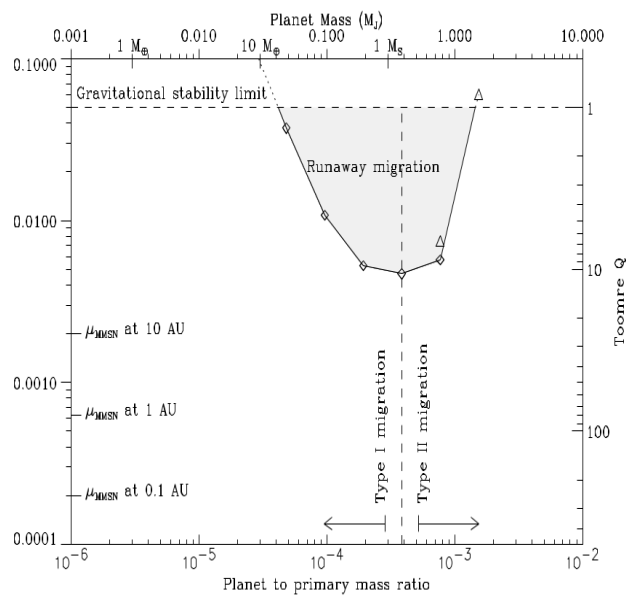


Figura 3.7 - Ocorrência para os três tipos de migração para um disco com razão de aspecto de 3% e com viscosidade  $\nu = 10^{-5}$ . O eixo  $x$  é a razão das massas do planeta e da estrela, o eixo  $y$  à esquerda é a razão de massa primária do disco. O eixo  $y$  à direita é o parâmetro  $Q$  de Toomre no local do planeta. A parte superior do gráfico está limitada pelo limite de instabilidade gravitacional do planeta. Fonte: Masset et al (2003).

## 4 SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

Apresentaremos neste capítulo o código hidrodinâmico HD usado para investigar algumas propriedades físicas nas interações planeta-disco. Descreveremos suas características bem como as notações e fórmulas utilizadas. Ao final são apresentados os parâmetros de inicialização e as configurações das simulações HD realizados.

### 4.1 O código FARGO

O código FARGO (do inglês *Fast Advection in Rotating Gaseous Objects*)<sup>1</sup> foi desenvolvido como um aperfeiçoamento de procedimentos numéricos anteriores. Trata-se de uma modificação simples no algoritmo de fenômeno de transporte padrão expresso em código euleriano de grade polar fixa, sendo cerca de uma ordem de grandeza mais rápido que os esquema de transporte tradicional e com menor difusividade numérica (MASSET, 2000a).

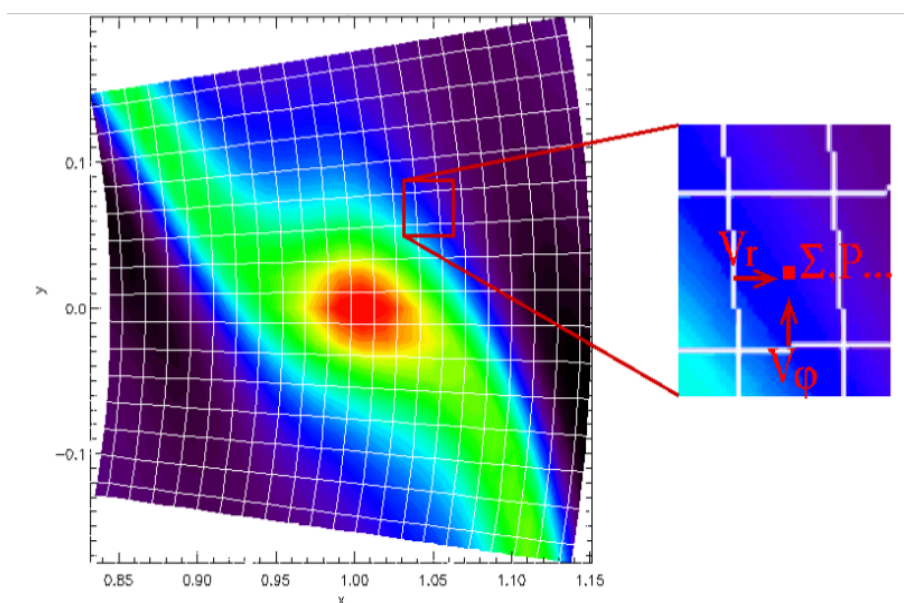


Figura 4.1 - Exemplo ilustrativo de uma saída produzida pelo código FARGO. Trata-se de um perfil radial de densidade superficial perturbado por um planeta de baixa massa fixado em  $x=1$  e  $y=0$ . A grade é sobreposta em linhas brancas, o zoom à direita mostra a localização dos campos escalares e vetoriais para uma determinada célula. Note que a velocidade radial  $v_r$  e azimutal  $v_\phi$  estão localizadas nas bordas e os valores escalares estão no centro da célula.

<sup>1</sup>o código e detalhes de trabalhos relacionado a ele podem ser encontrados no endereço <http://fargo.in2p3.fr/>

Parecido com o conhecido código *ZEUS* (STONE; NORMAN, 1992)<sup>2</sup>, *FARGO* é um código hidrodinâmico bidimensional dedicado às interações disco-planeta. Ele resolve as equações de Navier-Stokes e de continuidade dos gases sujeitos a um disco viscoso e à gravidade de um objeto central ao qual os planetas estão incorporados. O código calcula a evolução temporal da velocidade radial e azimutal ( $v_r$  e  $v_\varphi$ ), e da densidade superficial ( $\Sigma$ ) sobre a malha polar. A pressão  $p$ , a temperatura  $T$  e a densidade superficial são conectadas por uma equação de estado ideal, usualmente referida como *Equação de estado localmente isotérmica*. A Figura 4.1 ilustra um exemplo de saída produzido pelo código, todas as quantidades escalares, como a densidade superficial, a pressão e a temperatura são definidas nos centros de células, enquanto as quantidades vetoriais são definidas nas interfaces entre as células. Este mecanismo torna os cálculos de fluxos entre as células mais convenientes, uma vez que a velocidade do campo é armazenada naturalmente nas interfaces. As outras classes de códigos definem todas as quantidades no centro das células, sejam elas escalares ou vetoriais, nestes casos os cálculos dos fluxos são mais complexos.

#### 4.1.1 Limite CFL

O tempo de um *loop* (chamaremos aqui de *timestep*) nos cálculos hidrodinâmicos possui uma limitação que surge a partir de uma condição conhecida como *condição de Courant-Friedrichs-Levy*, ou simplesmente condição CFL. Este é um critério necessário de convergência quando se resolvem certas equações diferenciais parciais hiperbólicas numericamente, pelo método de diferenças finitas, como os modelos do fenômeno de advecção.

A condição CFL relaciona o tamanho do *timestep*, que é uma coordenada temporal discreta que age como um parâmetro e que descreve a evolução temporal do sistema para cada variável espacial. O limite CFL diz basicamente que no *timestep*, a informação não pode varrer um tempo maior do que o tamanho de uma célula em cada interação, caso contrário as simulações produzirão resultados incorretos. A razão entre a distância percorrida pelo material neste tempo pela largura da célula deve ser inferior a unidade sobre toda a rede, caso contrário, a instabilidade numérica ocorre. O problema então surge quando o movimento é muito rápido e as células são muito estreitas. No código *FARGO*,

---

<sup>2</sup>mais informações no site <http://www.astro.princeton.edu/jstone/zeus.html>

ao trabalhar com uma grade polar fixa, livra-se da condição CFL da velocidade média azimutal, resultando em um *timestep* menor e mais adequado para a descrição do disco kepleriano onde a condição CFL é muito exigente devido ao rápido movimento orbital próximo a borda interna. O tempo mínimo do *timestep* na execução com o código fargo é  $\sim 14$  vezes maior que os das execuções padrões (MASSET, 2000b).

#### 4.1.2 Equações básicas

As equações básicas resolvidas pelo código estão listadas abaixo (MASSET, 2002). O raio orbital do planeta é  $r_p$  com frequência angular  $\Omega_p$ ; a posição de um elemento de fluido no disco é representada em coordenadas polares  $r$  e  $\varphi$ , com origem na posição inicial da estrela, enquanto a distância do elemento de fluido a órbita do planeta é  $x = r - r_p$ . A frequência Kepleriana é  $\Omega_K(r)$  e a frequência orbital do material do disco é  $\Omega(r)$ ;  $\nu$  é a viscosidade cinemática e  $\Sigma = \Sigma(r)$  é a densidade superficial do disco, em especial  $\Sigma_0$  é a densidade superficial uniforme do disco não perturbado. A massa do planeta é  $M_p$  e a massa da estrela é  $M_*$ , sendo a razão das massas definida como  $q = M_p/M_*$ . A razão de aspecto é  $h = H/r$  onde  $H = H(r)$  é a altura vertical do disco na posição  $r$  e, finalmente,  $v_r$  e  $v_\varphi$  são as componentes radial e azimutal da velocidade.

- *Equação de continuidade*

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r v_r \Sigma)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (v_\varphi \Sigma)}{\partial \varphi} = 0 \quad (4.1)$$

- *Equações de Navier-Stokes*

Para  $v_r$ :

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\Sigma} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{f_r}{\Sigma}. \quad (4.2)$$

Para  $v_\varphi$ :

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = -\frac{1}{r \Sigma} \frac{\partial p}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} + \frac{f_\varphi}{\Sigma}, \quad (4.3)$$

onde  $p$  é a pressão verticalmente integrada,  $f_r$  e  $f_\varphi$  são respectivamente

as componentes radial e azimutal da força viscosa por unidade de superfície e  $\Phi$  o potencial gravitacional.

- *Equação de estado:*

$$p = c_s^2 \Sigma \quad (4.4)$$

para um gás isotérmico com velocidade do som  $c_s$ .

- *Potencial gravitacional:*

$$\begin{aligned} \phi(r, \varphi) = & -\frac{G M_*}{r} - \frac{G M_p}{(r^2 + r_p^2 - 2r r_p \cos \varphi + \epsilon^2)^{1/2}} + \frac{G M_p}{r_p^2} r \cos \varphi + \\ & + r \int_{\text{disco}} \frac{G \Sigma(r', \varphi')}{r'^2} \cos(\varphi - \varphi') r' dr' d\varphi', \end{aligned} \quad (4.5)$$

onde  $\epsilon$  é o fator de suavização do potencial do protoplaneta.

- *Tensores de força viscosa:*

$$f_r = \frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rr})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial\tau_{r\varphi}}{\partial \varphi} - \frac{\tau_{\varphi\varphi}}{r} \quad f_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{\varphi r})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial\tau_{\varphi\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\tau_{r\varphi}}{r}, \quad (4.6)$$

onde os tensores de stress da viscosidade são:

$$\tau_{rr} = 2\eta D_{rr} - \frac{2}{3}\eta \nabla \vec{v} \quad (4.7)$$

$$\tau_{\varphi\varphi} = 2\eta D_{\varphi\varphi} - \frac{2}{3}\eta \nabla \vec{v} \quad (4.8)$$

$$\tau_{r\varphi} = \tau_{\varphi r} = 2\eta D_{r\varphi} \quad (4.9)$$

e ainda,

$$D_{rr} = \frac{\partial v_r}{\partial r}, \quad D_{\varphi\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_r}{r}, \quad D_{r\varphi} = \frac{1}{2} \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v_\varphi}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} \right] \quad (4.10)$$

e  $\eta = \Sigma \nu$  é o coeficiente de viscosidade dinâmica integrado.



### 4.1.3 Parâmetros de entrada e saída

Para inicializar a execução do código são necessários dois arquivos de entrada:

- *Parâmetros planetários*: Trata-se de um arquivo com extensão *.cfg* que caracteriza o planeta ou o sistema de planetas. Para cada planeta há 6 informações que devem ser inseridas: o nome do arquivo, a distância inicial do planeta  $r_0$ , a razão das massas  $q$ , a indicação de haver ou não acreção de material sobre o planeta a uma determinada taxa de acreção e se ele irá sentir o potencial gravitacional devido ao disco e aos outros planetas quando for o caso.
- *Parâmetros orbitais*: Trata-se de um arquivo com extensão *.par* que caracteriza aspectos físicos do disco. Há uma grande quantidade de parâmetros que podemos alterar, entre eles podemos destacar: razão de aspecto, densidade superficial inicial em  $r = 1$ , viscosidade cinemática, perfil radial de densidade (a densidade escala com  $r^{-\sigma}$  sendo que o perfil radial é definido pelo valor de  $\sigma$ ), inserção de cavidade interna no perfil de densidade determinado sua posição, espessura e gradiente de variação de densidade no respectivo ponto, parâmetro de suavização do potencial  $\epsilon$ , parâmetros de grade como o número de zonas radiais e azimutais ( $N_r$  e  $N_s$ ) e os raios mínimos e máximos do disco ( $R_{min}$  e  $R_{max}$ ), número de órbitas e de passos ( $N_{orb}$  e  $t_p = \text{timesteps}$ ), etc.

A partir destes dois arquivos de entrada o código FARGO gera uma grande quantidade de arquivos de saída como soluções. Para cada órbita são gerados 3 arquivos de dados: densidade, velocidade radial e velocidade azimutal. Além destes, temos 4 arquivos tipo ASCII que fornecem dados gerais sobre cada planeta  $i$  do sistema:

- *bigplanet*i*.dat*<sup>3</sup>: Nele encontraremos as informações do planeta em cada órbita, como as suas coordenadas e as componentes das velocidade nas respectivas direções x e y;
- *orbit*i*.dat*: Refere-se a órbita de um determinado planeta. Contém a excentricidade, semieixo maior e ângulo de posição do periastron<sup>4</sup> em

<sup>3</sup>A letra  $i$  é um número que indica o planeta na simulação, se houver apenas 1 planeta  $i = 0$ , se houver mais planetas teremos  $i = 1, 2, \dots$  e um respectivo arquivo para cada um deles.

<sup>4</sup>O *Periastron* é o ponto na órbita do planeta mais próximo à estrela hospedeira.

cada órbita;

- *tqwk1.dat*: Nele estão todas as saídas referentes às forças e energias envolvidas como os torques externos e internos (com relação ao raio da posição planetária) sobre o planeta considerando ou não o *lóbulo de Roche*, além de informar a massa da parte externa e interna do disco para cada planeta e cada órbita.
- *dims.dat*: Contém algumas informações dimensionais do disco como o raio exterior e interior, número total de saídas e número de divisões radiais e azimutais da malha.

#### 4.1.4 Inicialização

Além das definições das propriedades de grade e dos parâmetros de entrada, temos a etapa de inicialização do planeta e do disco. Antes de resolver as equações diferenciais em cada célula da grade, certas grandezas são inseridas a partir dos dados de entrada. A velocidade inicial do planeta é estritamente kepleriana, o período orbital e frequência angular planetária são dados por:

$$P = 2\pi\sqrt{\frac{r_p^3}{GM_*}} \quad \text{e} \quad \Omega_p = \Omega_K(r_p) = \sqrt{\frac{GM_*}{r_p^3}} \quad (4.11)$$

onde  $P$  é o período orbital,  $\Omega_K$  denota a velocidade angular Kepleriana,  $G$  é a constante gravitacional,  $M_*$  a massa do objeto central, e  $r_0$  o raio orbital do planeta. O disco possui simetria axial e sua densidade superficial e temperatura (ou, equivalentemente o quadrado da velocidade do som) seguem leis de potência do raio  $r$ :

$$\Sigma(r) = \Sigma(r_0) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\sigma} \quad \text{and} \quad T(r) = T(r_0) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-1+2f} \quad (4.12)$$

onde  $\Sigma(r_0)$  e  $T(r_0)$  são respectivamente a densidade superficial e temperatura no local inicial do planeta. A quantidade  $\sigma$  define o perfil radial de densidade e  $f$  é chamado de *índice de cintilação* do disco e define o perfil radial de temperatura. Escrevendo as condições para o equilíbrio hidrostático do disco definimos sua altura de escala de pressão como  $H(r) = c_s(r)/\Omega_K(r)$ . Usando a *lei dos gases ideais*, o perfil da velocidade do som isotérmico é dado por  $c_s = \sqrt{\mathcal{R}T(r)}$  então:

$$H(r) = H(r_p) \left( \frac{r}{r_p} \right)^{1+f}, \quad \text{com} \quad H(r_p) = \sqrt{\frac{r_p^3 \Re T(r_p)}{GM_*}} \quad (4.13)$$

onde  $\Re$  é a constante universal dos gases dividida pelo peso molecular médio. Assim a razão de aspecto se torna  $h(r) = H(r)/r = h(r_p)(r/r_p)^f$ . No caso especial em que  $f$  se anula,  $h$  é uniforme e  $H(r)$  escala linearmente com  $r$ . Em um ponto genérico do disco a velocidade do som será:

$$c_s = r h \Omega_K \quad (4.14)$$

#### 4.1.5 Unidades de normalização

Por conveniência de calculos numéricos são utilizadas unidades adimensionais, o código simplifica as unidades convencionais normalizando-as, a unidade básica de comprimento é o raio de referência  $r_0$  que pode ser ou não o raio inicial do planeta e é escolhido de forma arbitrária, além disto  $G = 1$  e a massa do objeto central é  $M_* = 1$ . A unidade de tempo é obtido a partir da frequência orbital  $\Omega_p$  do planeta

$$t_0 = \Omega_p^{-1} = \left[ \frac{r_0^3}{G(M_* + m_p)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.15)$$

e o período orbital do planeta é

$$P_p = 2\pi t_0 \quad (4.16)$$

Uma órbita corresponde à  $2\pi$  que é a nossa unidade de tempo.

Tabela 4.1 - Relação das constantes utilizadas nos cálculos e as unidades do código e no sistema *c.g.s.* quando for o caso.

Grandeza	Símbolo	Valor (cgs)	unidade no código
Constante Gravitacional	$G$	$6,674 \times 10^{-8} \text{ dyn cm}^2 \text{ g}^{-2}$	1
Massa Solar	$M_\odot$	$1,989 \times 10^{33} \text{ g}$	1
Unidade astronômica	$UA$	$1,496 \times 10^{13} \text{ cm}$	1

Na Tabela 4.1 apresentamos os valores das principais grandezas utilizadas no código e a conversões para valores padrões do sistema *c.g.s.*. Em todos os cálculos feitos neste trabalho a massa de referência foi a Solar ( $M_* = M_\odot$ ) e o raio orbital de referência foi o raio da órbita terrestre ( $r_0 = 1 UA$ ). A evolução temporal dos sistemas nos resultados dos cálculos são apresentados usualmente em unidades de órbitas ( $t_{orb}$ ) a partir da Equação 4.16.

Para exemplificar a utilização destas unidades, vamos considerar um objeto central com massa solar,  $M_* = M_\odot$ , e um planeta localizado inicialmente em  $r_0 = 1 UA$  que é a nossa unidade de comprimento. Para uma densidade superficial de  $\Sigma_0 = 6 \times 10^{-4}$  e viscosidade  $\nu_0 = 10^{-5}$  nas unidades do código, com uma razão de aspecto  $h = 0,05$ , os valores nas unidades físicas de densidade, viscosidade, velocidade do som e da componente azimutal da velocidade são apresentados na Tabela 4.2.

Para transformar a densidade fazemos  $\Sigma = \Sigma_0 M_\odot r_0^{-2}$ , sendo  $\Sigma_0$  o valor na unidade do código. Da mesma maneira a viscosidade é  $\nu = \nu_0 r_0^2 \Omega_0$ , com  $\Omega_0$  dado pela Equação 4.11. Para a velocidade do som usamos a Equação 4.14 e a velocidade azimutal é  $(G M_\odot / r_0)^{1/2}$ .

Tabela 4.2 - Exemplo de utilização das unidades do código.

Parâmetro	Valor (unidades do código)	Valores (unidades físicas)
Densidade superficial $\Sigma$	$6 \times 10^{-4}$	$5,3 \times 10^3 g.cm^{-2}$
Viscosidade $\nu$	$1 \times 10^{-5}$	$4,5 \times 10^{14} cm^2.s^{-1}$
Velocidade do som $c_s$	0.05	$1,5 \times 10^5 cm.s^{-1}$
Velocidade azimutal $v_\varphi$	1	$2,9 \times 10^6 cm.s^{-1}$

Alguns exemplos de perfil radial de densidade superficial utilizado nas simulações são apresentados na Figura 4.2, já com suas unidades normalizadas. Nela temos quatro perfis diferentes, dois para um  $\sigma = 0,0$  sem e com cavidade, além do perfil  $\sigma = 0,5$  e  $\sigma = 1,5$ , que corresponde ao modelo MMNS. Para os dois perfis acima na figura a densidade de referência é  $\Sigma_0 = 6,36 \times 10^{-4}$  em  $r_0 = 1,0$  e a cavidade está centrada em  $r_c = 1,5$  no gráfico à direita. Os dois perfis abaixo na figura possui densidade de referência  $\Sigma_0 = 6,36 \times 10^{-3}$  em  $r_0 = 1,0$ .

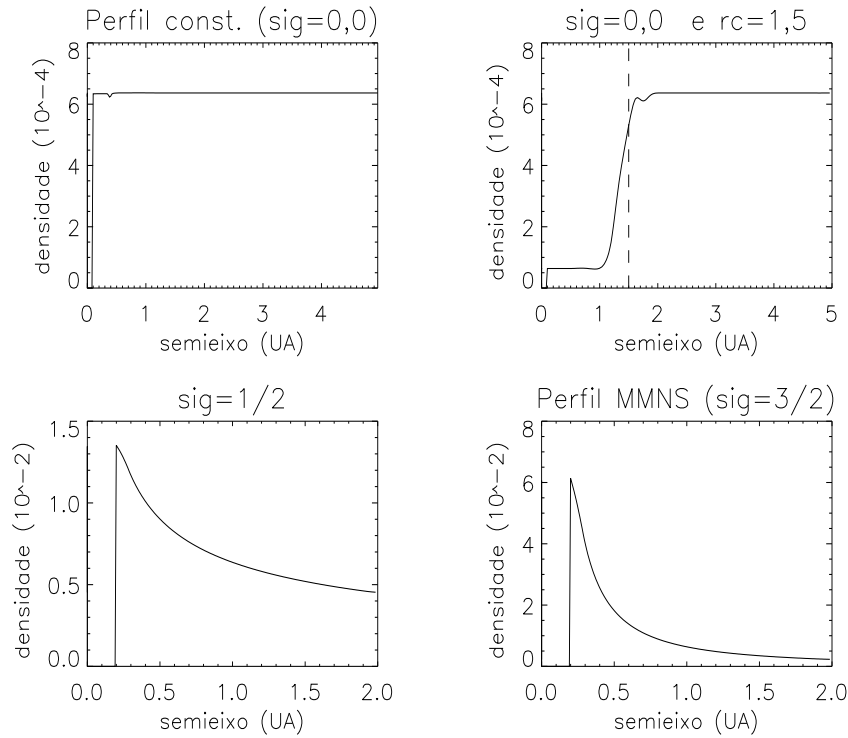


Figura 4.2 - Exemplo de quatro Perfis radiais de densidade superficial do disco utilizado nas simulações. Acima, temos Perfil constante ( $\sigma = 0,0$ ) com densidade superficial de referência  $\Sigma_0 = 6,36 \times 10^{-4}$  em  $r_0 = 1,0$ , o salto de densidade no gráfico à direita é centralizado em  $r_c = 1,5$ , sinalizado pela linha vertical tracejada. Abaixo temos os perfis com  $\sigma = 0,5$  e  $\sigma = 1,5$  e a densidade de referência é  $\Sigma_0 = 6,36 \times 10^{-3}$  em  $r_0 = 1,0$ .

## 4.2 Setup

Apresentaremos aqui o equipamento utilizado para realizar as simulações numéricas, as condições iniciais do disco protoplanetário utilizadas nas simulações com o código FARGO e a descrição geral das simulações realizadas. Finalizaremos com uma tabela geral que será útil como consulta de referência nas análises do próximo capítulo.

Ao todo foram realizadas nove séries de simulações com diferentes configurações com o objetivo de verificarmos as propriedades do disco protoplanetário e os aspectos físicos das interações do disco com o planeta, como os processos de migração livre, efeitos de uma cavidade no perfil radial de densidade superficial sobre a migração, armadilhamento planetário e o fenômeno de acreção do gás sobre o planeta.

Como trata-se de estudo introdutório das interações, definimos os parâmetros partindo de situações mais simplificadas evoluindo em complexidade gradativamente. De forma geral, o disco foi considerado em todas as simulações localmente isotérmico, o que significa que o índice de cintilação na Equação 4.12 é nulo ( $f = 0$ ) e a temperatura escala com  $r^{-1}$ . A razão de aspecto foi mantida uniforme possuindo o mesmo valor  $h = 0,05$ , adequando-se desta maneira ao MMNS (ver Seção 3.2.1). Também não consideramos a auto-gravidade, ou seja, o planeta e o disco sentem a gravidade devido ao objeto central mas os elementos infinitesimais do disco e o planeta não sentem a gravidade devido ao material contido no próprio disco. A unidade de massa comum é a massa solar  $M_{\odot}$  e a distância de referência é  $r_0 = 1 \text{ UA}$ . Optamos também por uma viscosidade uniforme, constante em todo disco, com  $\nu_0 = 1 \times 10^{-5}$ .

Nas séries usamos como referência quatro tipos de planetas com massas semelhantes a de objetos conhecidos : Massa tipo Júpiter ( $M_J$ ), tipo Netuno ( $M_N$ ), tipo Super Terra ( $M_{ST}$ ) e tipo Terra ( $M_T$ ) <sup>5</sup>. A Tabela 4.3 sintetiza estes parâmetros de entrada e a razão de massa primária  $q = M_p/M_{\odot}$  de cada objeto.

Tabela 4.3 - Razão de massa primária dos planetas utilizados como parâmetros de entrada nas simulações.

<b>Tipo de planeta</b>	<b>Notação</b>	<b>Razão de massa primária</b>
Terra	$M_T$	0,000003
Super Terra	$M_{ST}$	0,00003
Netuno	$M_N$	0,0001
Júpiter	$M_J$	0,001

#### 4.2.1 Descrição do cluster

O código FARGO é paralelizado com o procedimento MPI. Um dado cálculo pode ser feito por várias CPUs simultaneamente. As execuções das simulações são custosas computacionalmente, para realizá-las utilizamos o *cluster* “Winter-

<sup>5</sup>A massa desses planetas aqui considerados não são exatamente as massas dos planetas de nosso Sistema Solar, trata-se somente de massas aproximadas tomadas como referência para fins de cálculo numérico.

mute”, instalado no CRAAM da Universidade Plesbiteriana Mackenzie.

O *Wintermute* é do modelo H8DGT-HIBQF, composto de quatro placas mãe. Cada placa mãe consta de dois processadores *AMD Magny-Cours 12C*, de 64 bits, 1.7 GHz de clock e doze núcleos. A placa possui 12 GB de memória RAM do tipo DDR3 ECC e um disco rígido do tipo SATA II de 500 GB de capacidade. As placas mãe foram instaladas em um gabinete tipo twin com fonte redundante de 1.400 W. Ao total, o *Wintermute* conta com 96 núcleos e 48 GB de memória RAM. A conexão é por meio de duas portas de 1 GB/s para cada placa mãe, e os nós se comunicam entre si por meio de um *switch* da firma 3COM de 24 portas de 1 GB/s e 4 portas SFP. Nos quatro nós foi instalado o sistema operacional *Debian*, junto com os pacotes *OpenMPI* e *MPICH* de processamento distribuído.

### 4.3 Descrição geral das séries de simulações

Passaremos agora a descrever com mais detalhes as configurações específicas em cada uma das séries de simulações. Cada uma possui um conjunto de parâmetros iniciais que se adequam a cada fase do estudo. Considerando a limitação no tempo de execução, configuramos a grade polar buscando resoluções entre baixa e média e inserimos a cada etapa alguns parâmetros novos favorecendo a análise dos regimes de migração do tipo I e II, além da dinâmica de acreção e o efeito da cavidade na dinâmica de migração. A Tabela 4.4 ao final do capítulo apresenta um resumo dos principais parâmetros utilizados e os valores iniciais de importância calculados para todas as simulações realizadas.

### 4.4 Quadro geral das séries de simulações

Na tabela 4.4 esquematizamos resumidamente os principais parâmetros de entrada e saída relevantes aos cálculos para todas as séries de simulações. Apresentamos inicialmente os diagramas esquemáticos que identifica cada série, o índice *i* sempre está relacionado à massa planetária e os índices *j* e *k* dependem de cada série, podendo indicar a posição inicial do planeta, a posição da cavidade no perfil radial de densidade, o estado de acreção, a densidade superficial inicial ou o perfil radial de densidade. Dividimos a apresentação dos parâmetros na tabela sob quatro aspectos:

- **Parâmetros do disco:** Relacionados aos aspectos físicos do disco. Nela  $\Sigma_0$  é a densidade superficial em  $r_0 = 1,0$ ,  $\sigma$  é o perfil radial de densidade superficial de acordo com a Equação 4.12,  $\nu$  é a viscosidade cinemática e  $h = H/r$  é a razão de aspecto, ambas consideradas constantes no disco em todas as séries.
- **Parâmetros dos planetas:** Apresenta a razão de acreção  $Z_{acr}$  sobre o planeta, que é nulo quando  $Z_{acr} = 0,0$  e máximo quando  $Z_{acr} = 1,0$ . A razão de massa primária  $q$  é a massa relativa do planeta com relação ao objeto central que consideramos sempre como a massa solar, as siglas estão de acordo com a Tabela 4.3 e no caso da Simulação  $S_4$  o índice  $i$  é a multiplicidade da massa com relação à  $M_T$ .
- **Parâmetros da cavidade:** No caso das simulações em que exploramos as cavidades no perfil radial de densidade superficial apresentamos a posição radial inicial da cavidade  $R_{cav}$ , sua razão de densidade  $Z_{cav}$  e a distância radial  $L_{cav}$  que comporta a variação da densidade.
- **Parâmetros de Grade:** Os parâmetros de grade são importantes para definir o tempo de execução, a resolução e a limitação do critério CFL. O disco é limitado pelo raio externo  $R_{max}$  e pelo raio interno  $R_{min}$ . Dividimos então a grade em  $N_r$  secções radiais e  $N_s$  secções azimutais totalizando  $N_r \times N_s$  setores onde será efetuado o cálculo. Também apresentamos o número máximo de órbitas  $T_{orb}$  para cada série de simulação. A resolução  $\delta_R$  depende basicamente destes parâmetros.



Tabela 4.4 - Parâmetros básicos gerais utilizados em todas as simulações.

Parâmetros	$S_1$	$S_2$	$S_3$	$S_4$	$S_5$	$S_6$
<b>Diagrama</b>	$S1_{M1}^{Rj}$	$S2_{M1}^{Cj}$	$S3_{M1}^1$	$S4_{iM1T}^{jk}$	$S5_{Mj+1}^{DjPk}$	$S6_{MST}^{RCvar}$
<u>Disco</u>						
$\Sigma_0$	$6,36 \times 10^{-4}$	$6,36 \times 10^{-4}$	$6,36 \times 10^{-4}$	$6,36 \times 10^{-4}$	$6,36 \times 10^{-3}$	$6,36 \times 10^{-4}$
$\sigma$	0,0	1,5	1,5	$(k) \begin{cases} 0 \\ 3/2 \end{cases}$	$(k) \begin{cases} 0,5 \\ 1,5 \end{cases}$	1,5
$\nu$	$1,0 \times 10^{-5}$	$1,0 \times 10^{-5}$	$1,0 \times 10^{-5}$	$1,0 \times 10^{-5}$	$1,0 \times 10^{-5}$	$1,0 \times 10^{-5}$
$h$	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05
<b>Planetas</b>						
$Z_{acr}$	Um	Um	$(j) \begin{cases} fix \\ mig \end{cases}$	Um	Dois	Um
$q$	0,0	0,0	1,0	$(j) \begin{cases} c \\ s \end{cases} \begin{cases} (1,0) \\ (0,0) \end{cases}$	0,0	0,0
$r_{p0}$	$(i) \begin{cases} M_T \\ M_N \\ M_J \end{cases} \begin{matrix} M_{ST} \\ M_{ST} \\ M_J \end{matrix}$	$(i) \begin{cases} M_T \\ M_N \\ M_J \end{cases} \begin{matrix} M_{ST} \\ M_{ST} \\ M_J \end{matrix}$	$(i) \begin{cases} M_T \\ M_N \\ M_J \end{cases} \begin{matrix} M_{ST} \\ M_{ST} \\ M_J \end{matrix}$	$(iM_T) \begin{cases} 01 \\ 10 \end{cases} \begin{matrix} 05 \\ 15 \end{matrix}$	$(i) \begin{cases} T \\ ST \\ N \end{cases}$	$M_{ST}$
	$(j) \begin{cases} 0,5 \\ 2,0 \\ 3,5 \\ 5,0 \end{cases} \begin{matrix} 1,0 \\ 1,5 \\ 4,0 \\ 4,5 \end{matrix}$	5,0	5,0	1,5	$\begin{cases} r_J=1,0 \\ r_i=1,5 \end{cases}$	1,5
<b>Cavidade</b>						
$R_{cav}$	—	$(j) \begin{cases} 0,2 \\ 1,0 \end{cases} \begin{matrix} 0,5 \\ 1,5 \end{matrix}$	—	0,9	—	0,8
$Z_{cav}$	—	10	—	10	—	10
$L_{cav}$	—	0,2	—	0,2	—	0,1
<b>Grade</b>						
$R_{max}$	5,0	5,0	5,5	2,5	2,0	2,5
$R_{min}$	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2
$N_r$	128	400	800	460	128	128
$N_s$	360	380	300	1300	360	360
$N_{orb}$	500	1000	4000	2000	5980	12000

#### 4.4.1 Primeira série - $S_1$ : Migração livre

Trata-se de uma simulação de baixa resolução no disco viscoso. O perfil de densidade é uniforme, isto significa que impomos na Equação 4.12 o valor  $\sigma = 0$  no perfil radial de densidade superficial. A densidade superficial em  $r_0 = 1,0$  é  $\Sigma_0 = 6 \times 10^{-4}$  nas unidades do código e, como vimos exemplificado na Seção 4.1.5, este valor corresponde à  $5,3 \times 10^3 \text{ g.cm}^{-2}$ , estando de bom acordo com o MMNS. Além disto, não há acreção de massa sobre o planeta (massa do planeta constante).

A idéia geral é inserir as quatro diferentes massas dos planetas ( $M_T$ ,  $M_{ST}$ ,  $M_N$  e  $M_J$  como apresentado na Tabela 4.3) e acompanhar as respectivas perturbações do potencial gravitacional do planeta sobre o disco, lançando-os a partir de algumas posições iniciais distintas apresentadas na Tabela 4.5. Ao final da série temos 40 simulações<sup>6</sup>. Para localizarmos a simulação utilizamos o seguinte diagrama  $S1_{M_i}^{R_j}$ , com os  $M_i$  correspondendo aos 4 planetas padrões e o índice  $j$  às posições iniciais de lançamento dos planetas<sup>7</sup>.

#### 4.4.2 Segunda série - $S_2$ : Migração com cavidade no perfil radial de densidade.

Para um único perfil radial de densidade ( $\sigma = 1,5$ ), inserimos uma cavidade no disco e executamos uma série de simulação de baixa resolução. Quando mencionamos “cavidade” estamos fisicamente indicando um alto gradiente de densidade em algum raio específico do disco  $R_{cav}$  que aumenta quase que instantaneamente de uma razão  $Z_{cav}$ , isto significa que dentro da cavidade o valor da densidade superficial é  $Z_{cav}$  vezes menor do que aquela após passar radialmente para fora do gradiente de densidade, a largura no disco onde ocorre este aumento é definido pelo parâmetro  $L_{cav}$ . No caso específico da simulação  $S_2$ , estes dois últimos parâmetros são fixos aos valores  $Z_{cav} = 10$  e  $L_{cav} = 0,2$ .

---

<sup>6</sup>Apesar de nem todas as simulações realizadas tenham sido utilizadas nas análises dos resultados, optamos por inserir aqui tudo aquilo que foi feito e concretizado nas atividades de processamento durante o trabalho. Simulações que falharam ou não se completaram não serão apresentadas.

<sup>7</sup>Nos diagramas desta e das próximas séries ocultaremos a notação decimal no diagrama quando for o caso.

Tabela 4.5 - Quadro geral identificador da série de simulações  $S_1$  com as respectivas posições iniciais de lançamento dos planetas.

<i>Terra</i>	<i>Super Terra</i>	<i>Netuno</i>	<i>Júpiter</i>	<i>Distância inicial</i>
$S1_{M_T}^{R05}$	$S1_{M_{ST}}^{R05}$	$S1_{M_N}^{R05}$	$S1_{M_J}^{R05}$	0,5 UA
$S1_{M_T}^{R10}$	$S1_{M_{ST}}^{R10}$	$S1_{M_N}^{R10}$	$S1_{M_J}^{R10}$	1,0 UA
$S1_{M_T}^{R15}$	$S1_{M_{ST}}^{R15}$	$S1_{M_N}^{R15}$	$S1_{M_J}^{R15}$	1,5 UA
$S1_{M_T}^{R20}$	$S1_{M_{ST}}^{R20}$	$S1_{M_N}^{R20}$	$S1_{M_J}^{R20}$	2,0 UA
$S1_{M_T}^{R25}$	$S1_{M_{ST}}^{R25}$	$S1_{M_N}^{R25}$	$S1_{M_J}^{R25}$	2,5 UA
$S1_{M_T}^{R30}$	$S1_{M_{ST}}^{R30}$	$S1_{M_N}^{R30}$	$S1_{M_J}^{R30}$	3,0 UA
$S1_{M_T}^{R35}$	$S1_{M_{ST}}^{R35}$	$S1_{M_N}^{R35}$	$S1_{M_J}^{R35}$	3,5 UA
$S1_{M_T}^{R40}$	$S1_{M_{ST}}^{R40}$	$S1_{M_N}^{R40}$	$S1_{M_J}^{R40}$	4,0 UA
$S1_{M_T}^{R45}$	$S1_{M_{ST}}^{R45}$	$S1_{M_N}^{R45}$	$S1_{M_J}^{R45}$	4,5 UA
$S1_{M_T}^{R50}$	$S1_{M_{ST}}^{R50}$	$S1_{M_N}^{R50}$	$S1_{M_J}^{R50}$	5,0 UA

Variamos sistematicamente a posição central da cavidade  $R_{cav}$  para cinco posições diferentes como apresentado na Tabela 4.6. Os planetas utilizados são os usuais como os apresentados anteriormente na Tabela 4.3 e foram lançados inicialmente da mesma posição inicial  $r_{p0} = 3,0$  ou  $r_{p0} = 5,0$  para o planeta tipo Júpiter.. Para localizarmos uma determinada simulação utilizamos o diagrama  $S2_{M_i}^{C_j}$  sendo o índice  $i$  o identificador do planeta e o índice  $j$  o da posição da cavidade. Ao todo foram realizadas 20 simulações completas e os detalhes dos parâmetros de entrada são apresentado ao final da seção na Tabela Geral 4.4.

Tabela 4.6 - Quadro geral identificador da série de simulações  $S_2$  com as respectivas posições da cavidade no perfil radial de densidade superficial.

<i>Terra</i>	<i>Super Terra</i>	<i>Netuno</i>	<i>Júpiter</i>	$R_{cav}$
$S2_{M_T}^{C02}$	$S2_{M_{ST}}^{C02}$	$S2_{M_N}^{C02}$	$S2_{M_J}^{C02}$	0,2 UA
$S2_{M_T}^{C05}$	$S2_{M_{ST}}^{C05}$	$S2_{M_N}^{C05}$	$S2_{M_J}^{C05}$	0,5 UA
$S2_{M_T}^{C07}$	$S2_{M_{ST}}^{C07}$	$S2_{M_N}^{C07}$	$S2_{M_J}^{C07}$	0,7 UA
$S2_{M_T}^{C10}$	$S2_{M_{ST}}^{C10}$	$S2_{M_N}^{C10}$	$S2_{M_J}^{C10}$	1,0 UA
$S2_{M_T}^{C15}$	$S2_{M_{ST}}^{C15}$	$S2_{M_N}^{C15}$	$S2_{M_J}^{C15}$	1,5 UA

#### 4.4.3 Terceira série - $S_3$ : acreção de matéria sobre o planeta.

O intuito desta simulação é fazer um teste geral com o código FARGO no que diz respeito à acreção de massa sobre o planeta. Inserimos a razão de acreção máxima  $Z_{acr} = 1,0$  e utilizamos os 4 planetas usuais da Tabela 4.3. No entanto há duas situações diferentes em relação a uma possível migração dos planetas, na primeira fixamos o planeta em  $r_{p0} = 5,0$ , de maneira que ele não “sentisse” a interação com o disco, neste caso não há migração e apenas a acreção simples com o planeta fixo é avaliada; no segundo caso liberamos o planeta para migrar livremente lançado-o sempre da mesma posição inicial.

O ambiente do disco é *sem* cavidade com um perfil de densidade correspondendo ao MMNS ( $\sigma = 1,5$ ). A resolução espacial da simulação é média e o diagrama utilizado é  $S3_{M_i}^j$ , onde  $j$  pode ser *fix* ou *mig* de acordo com a ação fixa ou migrante do planeta em relação ao disco como sintetizado na Tabela 4.7. Ao todo a série possui 8 simulações e outros parâmetros importantes aplicados a ela são apresentados na Tabela Geral 4.4.

Tabela 4.7 - Quadro geral identificador da série de simulações  $S_3$ . Os planetas podem estar fixos ou migrar livremente sob acreção de matéria.

<i>Terra</i>	<i>Super Terra</i>	<i>Netuno</i>	<i>Júpiter</i>	Situação do planeta
$S3_{M_T}^{fix}$	$S3_{M_{ST}}^{fix}$	$S3_{M_N}^{fix}$	$S3_{M_J}^{fix}$	Fixo
$S3_{M_T}^{mig}$	$S3_{M_{ST}}^{mig}$	$S3_{M_N}^{mig}$	$S3_{M_J}^{mig}$	Livre

#### 4.4.4 Quarta série - $S_4$ : acreção de matéria sobre o planeta na presença de cavidade.

Nesta série foi realizado um estudo do efeito da acreção sobre planetas de pequena massa, múltiplos da massa de um planeta tipo-Terra, no caso  $1M_T$ ,  $5M_T$ ,  $10M_T$  (ou  $1M_{ST}$ ) e  $15M_T$ . Reproduzimos as simulações *sem* a acreção de matéria e *com* acreção de matéria com uma razão de acreção  $Z_{acr} = 1,0$  igual ao da simulação anterior. Para o caso com acreção, aplicamos dois perfis radiais de densidade diferentes: constante ( $\sigma = 0,0$ ) e MMNS ( $\sigma = 1,5$ ).

Inserimos no disco uma cavidade em  $R_{cav} = 0,9$  para uma possível observação

Tabela 4.8 - Quadro geral identificador da série de simulações  $S_4$  com as respectivas indicações de perfis radiais de densidade superficial e sua situação em relação a acreção de massa sobre o planeta.

$1M_T$	$5M_T$	$10M_T = M_{ST}$	$15M_T$	$\sigma$	acreção
$S4_{01M_T}^{sP_0}$	$S4_{05M_T}^{sP_0}$	$S4_{10M_T}^{sP_0}$	$S4_{15M_T}^{sP_0}$	0,0	Não
$S4_{01M_T}^{cP_0}$	$S4_{05M_T}^{cP_0}$	$S4_{10M_T}^{cP_0}$	$S4_{15M_T}^{cP_0}$	1,5	Sim
$S4_{01M_T}^{cP_{3/2}}$	$S4_{05M_T}^{cP_{3/2}}$	$S4_{10M_T}^{cP_{3/2}}$	$S4_{15M_T}^{cP_{3/2}}$	1,5	Sim

de armadilhamento planetário. O diagrama utilizado para representar este grupo é  $S4_{iM_T}^{jP_k}$ , onde os índices  $i$  é a multiplicidade de massa do planeta, o índice  $j$  pode ser indicado com as siglas  $s$  ou  $c$  para os casos *sem* e *com* acreção respectivamente, e o índice  $k$  refere-se ao perfil radial de densidade superficial, podendo ser 0 ou  $3/2$ . Ao todo são 12 simulações nesta série como apresentado na Tabela 4.8. A resolução espacial aplicada na série é média e maiores detalhes de seus parâmetros são apresentados na Tabela Geral 4.4.

#### 4.4.5 Quinta série - $S_5$ : Sistemas planetários com diferentes perfis radiais de densidade.

O objetivo desta série é verificar o comportamento de um sistema de planetas formado por Júpiter e outro planeta para diferentes perfis radiais de densidade e massa do disco. Para isto os dois planetas foram inseridos em posições fixas no disco, com Júpiter em  $r_J = 1,0$  e Netuno em  $r_N = 1,5$ .

Tabela 4.9 - Quadro geral identificador da série de simulações  $S_5$  com as respectivas indicações da densidade inicial em  $r_0 = 1,0$  e o perfil radial de densidade superficial.

$M_J + M_T$	$M_J + M_{ST}$	$M_J + M_N$	$\Sigma_0$	$\sigma$
$S5_{M_J+T}^{D_3P_{1/2}}$	$S5_{M_J+ST}^{D_3P_{1/2}}$	$S5_{M_J+N}^{D_3P_{1/2}}$	$\propto 10^{-3}$	0,5
$S5_{M_J+T}^{D_3P_{3/2}}$	$S5_{M_J+ST}^{D_3P_{3/2}}$	$S5_{M_J+N}^{D_3P_{3/2}}$	$\propto 10^{-3}$	1,5
$S5_{M_J+T}^{D_4P_{3/2}}$	$S5_{M_J+ST}^{D_4P_{3/2}}$	-	$\propto 10^{-4}$	1,5

O diagrama que representa as simulações desta série é  $S5_{M_J+i}^{D_jP_k}$  sendo o índice  $j$  o representante da densidade inicial em  $r_0 = 1,0$  com valores proporcionais à  $10^{-3}$  e  $10^{-4}$  ( $i=3$  ou  $4$  respectivamente),  $k$  indica o perfil radial de densidade

com valores  $1/2$  ou  $3/2$  de acordo com o valor de  $\sigma$ , e o índice  $i$  é o planeta companheiro no sistema com Júpiter, podendo ser T (Terra), ST (Super-Terra) ou N (Netuno). A resolução espacial é pequena somando 8 simulações nesta série. Maiores informações sobre os parâmetros utilizados nesta série encontram-se na Tabela 4.4.

#### 4.4.6 Sexta série - $S_6$ : Variação da cavidade por uma função afim.

Sabendo das possíveis propriedades de armadilhamento planetário por um gradiente de densidade no perfil radial de densidade superficial, inserimos uma cavidade e fizemos a posição  $R_{cav}$  variar com o tempo como uma função afim. Utilizamos uma baixa densidade no disco com  $\sigma = 1,5$ , o planeta é lançado da posição inicial  $a_0 = 1,5$  e a cavidade é inicialmente posicionada em  $R_{cav} = 0,8$ .

Após posicionada a cavidade, esta é fixada por um período suficiente até que o planeta migrasse próxima a sua órbita. A partir deste momento liberamos a movimentação da posição radial da cavidade que se desloca linearmente em direção ao objeto central. Trata-se de uma simulação de baixa resolução. O planeta utilizado para o aprisionamento é a Super Terra e seu código identificador é  $SG_{MST}^{RCvar}$ , os parâmetros utilizados na simulação são apresentados na Tabela 4.4.







## 5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

A primeira série de simulações  $S1$  foi introduzida para nos familiarizarmos com os fenômenos relacionados com a formação planetária devido a um potencial gravitacional perturbador inserido no disco protoplanetário. Trata-se de uma configuração simples, onde o perfil radial de densidade superficial é contante em todo o disco ( $\sigma = 0, 0$ ) e a resolução espacial<sup>1</sup> é devidamente baixa ( $\delta_r^{S1} \sim 4 \times 10^{-2}$ ). Apesar do perfil de densidade não realista, é possível com esta série visualizar fenômenos gerais relacionados à teoria de migração planetária, além de alguns limites impostos pelo cálculo computacional e a adequação do código FARGO ao *cluster*.

Como visto na Seção 3.3, planetas de baixa massa podem ser tratados por análise linear sofrendo apenas migração do tipo I, enquanto que planetas de massa maiores podem sofrer migração do tipo II e planetas de massa intermediária a migração estocástica do tipo III. O critério limite para que um determinado planeta tenha massa suficiente para entrar em regime de migração do tipo II é determinado pela Equação ?? que depende da razão de aspecto do disco  $h$ . Em todas as séries efetuadas, a razão de aspecto é  $h = 0, 05$  resultando na condição  $q \geq 8, 75 \times 10^{-5}$ . O planeta tipo Netuno ( $M_N$ ) possui uma razão de massa primária um pouco maior que este valor, estando próximo ao limite do regime de migração intermediário entre I e II, no entanto devemos esperar neste caso um regime tipo I, pelo menos inicialmente, pois a baixa densidade superficial do disco não proporciona condições de turbulência suficientemente fortes para favorecer a migração estocástica. No caso do planeta tipo Júpiter, a abertura de cavidade no perfil radial de densidade superficial é esperado, e somente quando esta cavidade é aberta estabelece-se o regime de migração do tipo II.

---

<sup>1</sup>A resolução espacial é determinada unicamente pelos parâmetros geométricos do disco  $R_{max}$ ,  $R_{min}$ ,  $N_r$  e  $N_s$ . No caso, nosso maior interesse será na resolução radial  $\delta_r^{S_i} = (R_{max} - R_{min})/N_r$ , onde o índice  $i$  se refere a respectiva série de simulações. Alta resolução é da ordem de  $10^{-5}$ , enquanto que uma média é da ordem de  $10^{-3}$ , em todas as séries deste trabalho foram utilizada apenas baixa e média resolução espacial devido ao elevado custo computacional para simulações de alta resolução.

## 5.1 Resposta geral do disco perturbado

Uma das principais características da migração do tipo I é a formação de ondas espirais como reação do disco ao potencial perturbador do planeta. Na Figura 5.1 construída a partir da simulação  $S1_{M_T}^{R25}$  podemos observar sua manifestação, com um planeta tipo Terra transladando no sentido anti-horário. A gravidade do planeta perturba a trajetória das partículas formando o braço espiral. Devido à rotação kepleriana, a onda leva o planeta para as partes internas do disco. Esta onda representa um excesso de massa em relação ao estável e homogêneo disco inicial. Portanto, a onda e o planeta atraem-se gravitacionalmente resultando em um torque e uma transferência de momento angular orbital. O disco interno fornece momento angular para o planeta que, por sua vez, fornece momento angular para o disco externo.

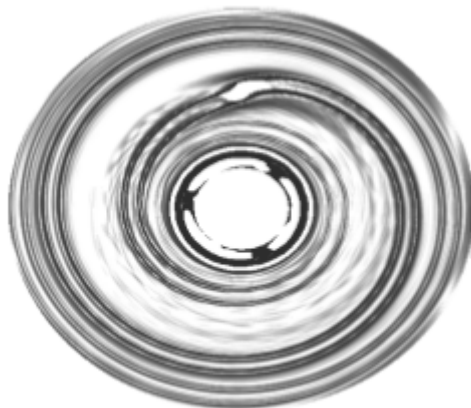


Figura 5.1 - Reação do disco protoplanetário ao potencial perturbador de um planeta de massa tipo Terra na simulação  $S1_{M_T}^{R25}$  no tempo  $T_{orb} = 100$ . Observe a formação de ondas espirais que carregam momento angular.

Na migração do tipo II observamos a formação de uma cavidade no disco em torno da órbita planetária depois de um determinado tempo, neste caso o torque devido ao planeta é suficientemente grande devido a grande massa do planeta. O disco interno é repellido para dentro e o disco externo para fora. Neste caso, após a abertura da cavidade, a migração do planeta é bloqueada e este segue a evolução do disco viscoso (no tempo de vida do disco). A Figura 5.2 apresenta a

abertura desta cavidade para a simulação  $S1_{M_J}^{R20}$ . Inicialmente o planeta gigante tem uma rápida taxa de migração, que é quase totalmente bloqueada após um breve tempo. A profundidade relativa da densidade superficial da cavidade do início até o tempo considerado é de aproximadamente<sup>2</sup> 70%. Com relação à borda interna desta cavidade, a densidade dentro da cavidade é cerca de dez vezes menor na última órbita.

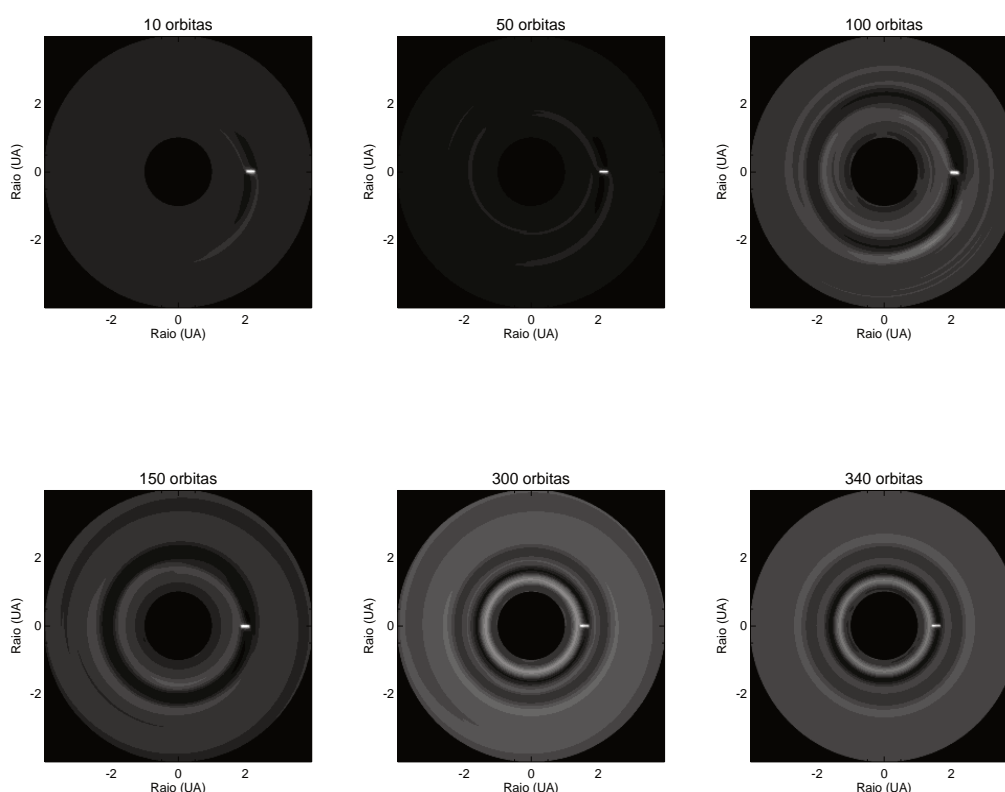


Figura 5.2 - Esta sequência de gráficos mostra a evolução na abertura da cavidade por um planeta tipo Júpiter inserido em um disco protoplanetário na simulação  $S1_{M_J}^{R20}$ . Contrastes mais escuros representam menor densidade local. A posição inicial do planeta é em  $2\text{ UA}$  e sofre uma pequena migração em direção à estrela central (não apresentada no diagrama). A profundidade relativa da densidade radial superficial até o tempo considerado é de aproximadamente 70%.

<sup>2</sup>Isto significa que a densidade ficou 70% menor no local do planeta quando comparado à densidade superficial inicial de referência  $\Sigma_0 = 6,36 \times 10^{-4}$ .

## 5.2 Os torques e o deslocamento radial

A Figura 5.3 apresenta os deslocamentos e as velocidades radiais para os planetas de menores massas ( $M_T$ ,  $M_{ST}$  e  $M_N$ )<sup>3</sup> da série  $S1$  para o caso de três diferentes posições iniciais ( $a_0 = 1,0 \text{ UA}$ ,  $2,5 \text{ UA}$  e  $4,5 \text{ UA}$ ).

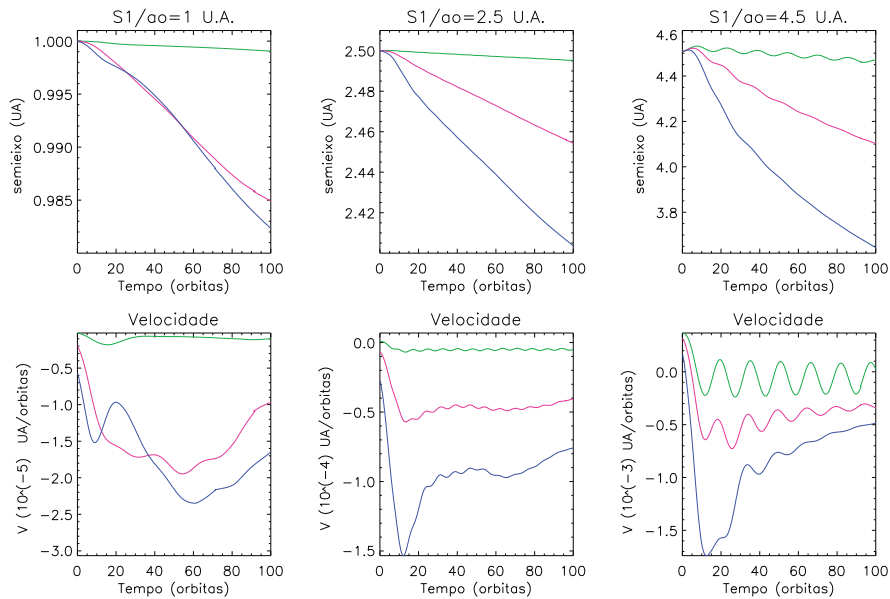


Figura 5.3 - Regime de migração para as primeiras 100 órbitas dos planetas  $M_T$  (linha verde),  $M_{ST}$  (linha rosa) e  $M_N$  (linha azul), considerando apenas três posições iniciais  $a_0$ :  $1,0 \text{ UA}$ ,  $2,5 \text{ UA}$  e  $4,5 \text{ UA}$ . Acima temos a variação da posição radial em função do tempo em  $T_{orb}$  e abaixo as respectivas variações de velocidade radial no mesmo intervalo de tempo.

O tempo de migração é inversamente proporcional à massa do planeta e independente da posição inicial em que se encontram, desta maneira quanto menor a massa mais lento será seu deslocamento. A velocidade radial tende a um valor uniforme em cada situação. Este regime de estado estacionário é atingido mais rapidamente quando se aumenta a viscosidade cinemática do disco (MASSET, 2002), no entanto nas simulações deste trabalho o valor da viscosidade não foi alterado.

<sup>3</sup>Como estas massas serão utilizadas exaustivamente daqui até o final do trabalho, as cores em todos os gráficos foram padronizadas da seguinte maneira: a cor verde sempre representará variações nos aspectos físicos (posição radial, velocidade radial, densidade, etc.) de planetas tipo Terra com massa  $M_T$ , a cor rosa planetas do tipo Super Terra de massa  $M_{ST}$ , o azul para planetas tipo Netuno de massa  $M_N$  e, por fim, o vermelho que representará a variação de parâmetros relacionados ao planeta tipo Júpiter de massa  $M_J$ .

Com relação às taxas de migração, todos os planetas caíam sobre a estrela em um tempo relativamente curto, variando entre aproximadamente 3500 anos a 100.000 anos. A Tabela 5.1 apresenta estes valores calculados a partir dos resultados da simulação S1. Comparando este tempo de queda com a estimativa analítica dada pela Equação 3.14, percebemos uma grande diferença quando o planeta se localiza muito próximo à borda interna do disco e esta diferença ainda é mais sensível quanto menor a massa do planeta. Melhores resultados são conseguidos quando os planetas são lançados a partir de regiões intermediárias do disco.

Tabela 5.1 - Cálculo do tempo de queda para as primeiras 80 órbitas das menores massas planetárias da série  $S_1$ . A posição inicial  $a_0$  e a variação radial  $\Delta r$  nas 80 órbitas são dadas em  $UA$  e o tempo necessário para a efetiva queda do planeta sobre a estrela é dado em *anos terrestres*.

$r_{p0}$	$M_T$		$M_{ST}$		$M_N$	
	$\Delta r$	$T_{queda}$	$\Delta r$	$T_{queda}$	$\Delta r$	$T_{queda}$
1,0	$6,9 \times 10^{-4}$	$7,7 \times 10^5$	$1,2 \times 10^{-2}$	$4,2 \times 10^5$	$1,4 \times 10^{-2}$	$3,9 \times 10^5$
1,5	$2,8 \times 10^{-3}$	$2,1 \times 10^4$	$1,3 \times 10^{-2}$	$4,6 \times 10^3$	$1,9 \times 10^{-2}$	$3,2 \times 10^3$
2,0	$1,4 \times 10^{-3}$	$7,4 \times 10^5$	$1,7 \times 10^{-2}$	$6,1 \times 10^5$	$3,5 \times 10^{-2}$	$3,1 \times 10^5$
2,5	$3,4 \times 10^{-3}$	$2,9 \times 10^4$	$3,6 \times 10^{-2}$	$2,8 \times 10^3$	$8,0 \times 10^{-2}$	$1,2 \times 10^3$
3,0	$8,3 \times 10^{-3}$	$1,4 \times 10^4$	$6,8 \times 10^{-2}$	$1,8 \times 10^3$	$1,6 \times 10^{-1}$	$7,5 \times 10^2$
3,5	$9,3 \times 10^{-3}$	$1,5 \times 10^4$	$1,0 \times 10^{-2}$	$1,4 \times 10^4$	$2,9 \times 10^{-1}$	$4,8 \times 10^2$
4,0	$1,5 \times 10^{-2}$	$1,7 \times 10^4$	$2,0 \times 10^{-2}$	$8,0 \times 10^3$	$4,7 \times 10^{-1}$	$3,4 \times 10^2$
4,5	$3,7 \times 10^{-2}$	$4,9 \times 10^3$	$3,2 \times 10^{-1}$	$5,6 \times 10^2$	$7,5 \times 10^{-1}$	$2,4 \times 10^2$
5,0	$5,4 \times 10^{-2}$	$7,3 \times 10^3$	1,4	$3,5 \times 10^2$	1,1	$3,5 \times 10^2$

Considerando que o tempo de decaimento orbital depende também da densidade superficial do disco, sendo mais longo para discos mais maciços, o resultado para o tempo de um planeta tipo Terra com posição inicial em  $r_{p0} = 1 UA$  é adequado quando comparado com a literatura no caso bidimensional (WARD, 1986), onde encontramos um tempo de queda equivalente à  $4,7 \times 10^5$  anos no modelo MMNS. Este exemplo é o de tempo mais longo, no entanto ainda é muito mais curto do que o tempo de formação de um planeta tipo Terra na teoria padrão (HAYASHI et al., 1985) e comparável também à formação de um planeta deste tipo quando se considera a aceleração de seu crescimento devido à migração (TANAKA; IDA, 1999). O planeta desta forma não tem tempo de atingir a massa crítica para a acumulação de gás, necessária para a formação de um planeta gigante. Além disto, a formação de planetas rochosos somente seria

possível de maneira tardia, próximo ao tempo de dissipação da nebulosa solar (AGNOR; CANUP, Padova: AAS,1999. v.31. p. 10).

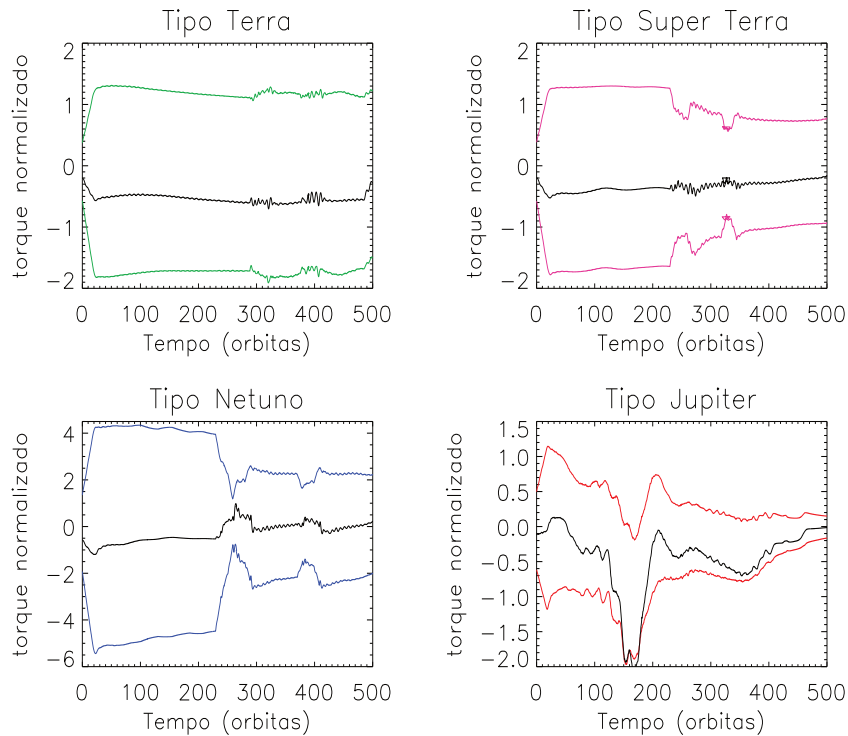


Figura 5.4 - Torque agindo sobre os planetas em quatro diferentes simulações da série S1:  $S1_{MT}^{R25}$ ,  $S1_{MST}^{R25}$ ,  $S1_{MN}^{R25}$  e  $S1_{MN}^{R25}$ . O torque é normalizado por  $\Gamma_0 = \pi r_p^4 \Omega_p^4 q^2 \Sigma_0 h^{-3}$  e a posição inicial de lançamento dos planetas é  $a_0 = 2,5 UA$ . As linhas coloridas são os torques totais devido as partes do disco interna (positiva) e externa (negativa) à órbita do planeta, a linha escura central é o torque resultante total (Lindblad mais Corrotação).

Os torques positivo, negativo e total devido à soma das componentes tanto do torque de Lindblad quanto do torque de corrotação estão exemplificados para as 500 órbitas da série S1 na Figura 5.4, normalizados por  $\Gamma_0 = \pi r_p^4 \Omega_p^4 q^2 \Sigma_0 h^{-3}$ . O torque diferencial Lindblad sempre é negativo, enquanto que o torque de corrotação para  $\sigma = 0,0$  também é negativo na aproximação linear das Equações 3.11 e 3.12 e com valor desprezível quando comparado ao primeiro. No caso do planeta tipo Terra, o comportamento do torque total tende a um valor constante e sua baixa razão de migração não lhe proporciona a proximidade com a borda interna do disco. Para o planetas do tamanho de Netuno e Super Terra, próximo a  $T_{orb} = 200$  há uma mudança notável na resultante dos torques, diminuindo

em módulo tanto o torque positivo quanto o negativo, a resultante por final aumenta tendendo a valores positivos. Isto significa uma forte variação no perfil de densidade do disco.

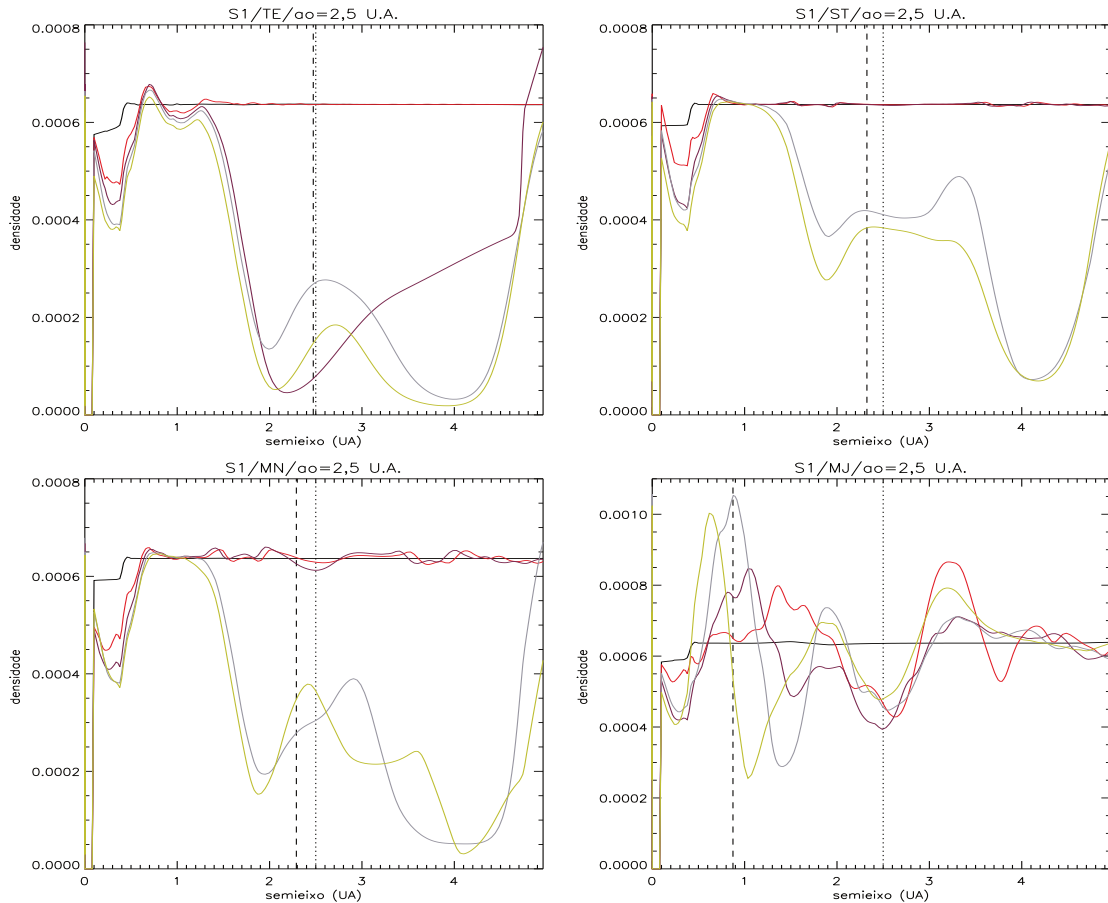


Figura 5.5 - Variação no perfil radial de densidade superficial do disco nas simulações  $S1_{M_T}^{R25}$ ,  $S1_{M_{ST}}^{R25}$ ,  $S1_{M_N}^{R25}$  e  $S1_{M_J}^{R25}$ . A linha preta representa o tempo  $T_{orb} = 5$  e corresponde basicamente ao perfil inicial, as outras são: linha vermelha em  $T_{orb} = 100$ , linha roxa em  $T_{orb} = 200$ , linha azul em  $T_{orb} = 300$  e linha amarela em  $T_{orb} = 500$ . A posição inicial  $a_0 = 2,5 UA$  dos planetas é intermediária no disco, as linhas verticais correspondem às posições iniciais (linhas pontilhadas) e finais (linhas tracejadas) dos planetas.

O comportamento do perfil radial de densidade superficial no disco na evolução do tempo nas simulações são apresentadas na Figura 5.5. Há uma variação dinâmica considerável na distribuição de massa sobre o disco na evolução das órbitas, principalmente para  $T_{orb} = 300$  para planetas de baixa massa. Esta redistribuição de massa é devido às limitadas condições iniciais impostas nas

simulações como veremos a seguir. Para planetas de baixa massa como o tamanho da Terra ou Super terra, mudanças significativas no local do planeta não devem ocorrer. Planetas com a massa de Netuno impõe maior interferência na distribuição de massa.

No caso do planeta Tipo Júpiter, o perfil radial de densidade superficial do disco é muito perturbado durante toda a sua evolução. A cavidade aberta pelo planeta está bem nítida na última órbita ( $T_{orb} = 500$ , linha amarela), sendo a densidade superficial dentro do vale do planeta cerca de aproximadamente uma ordem de grandeza menor que a densidade na borda. A abertura da cavidade promove o aprisionamento do planeta com um torque resultante nulo.

### 5.3 Limites nas simulações

Esta variação no perfil radial de densidade superficial é devido às condições numéricas impostas ao disco protoplanetário simulado. A rápida redistribuição radial do material do disco pode afetar a inclinação do perfil de densidade superficial, que por sua vez pode alterar significativamente a magnitude do torque de corotação já que o torque de Lindblad se mostra independente da viscosidade do disco (PAPALOIZOU; LIN, 1984). Para evitar este problema seria necessário adicionar algumas condições de contorno na inicialização do disco. No caso das bordas, o ideal seria inserir uma fonte de material com uma densidade superficial  $\Sigma_0$  na posição do raio exterior do disco, afim de evitar o esgotamento do disco externo e permitir o fluxo de material pela borda interna somente se a densidade superficial do disco for maior que a densidade superficial de referência. Isto evitaria que um gradiente positivo de densidade superficial se desenvolvesse, superestimando o torque de corotação.

A evolução de um planeta de massa joviana não é uma migração do tipo II ideal porque a cavidade não é extremamente limpa e o planeta sente o movimento global do disco, como a acreção sobre a estrela e o espalhamento do gás, e ao mesmo tempo sofre um torque de corotação que não pode ser negligenciado. Uma simulação numérica adequada requer não apenas o cálculo correto da interação entre o disco e o planeta, que são essencialmente locais, mas deve levar em consideração a evolução global do disco (CRIDA et al., 2007). O código HD usando grades 2D polar multidimensional é, por razões numéricas, truncado entre um raio interno e externo. Isto permite descrever bem a interação local



do planeta com o disco mas não a evolução global. As condições de fronteira nos anéis externo da grade polar não pode levar em conta o que acontece em todo o disco, do lado de fora da grade. Se as fronteiras estão abertas, o disco se comporta como se fosse rodeado por vácuo, fazendo com que se esvazie rapidamente. Se é imposto que a densidade superficial nos anéis extremos permaneça constante no tempo, desativamos o acúmulo e a propagação do gás. Em ambos os casos a situação não é realista. Podemos inserir outras condições de contorno mas em geral é muito difícil adaptá-las às mudanças de comportamento do disco, principalmente quando há um objeto perturbante como um planeta.

Uma outra consideração é o efeito da resolução espacial da grade na análise que o código pode nos proporcionar quando estimamos o torque de corrotação coorbital. O meio comprimento da região de ferradura como na Figura 3.4 pode ser aproximado por (MASSET et al., 2006a):

$$x_s \sim 1,2 a_p \sqrt{\frac{q}{h}} \quad (5.1)$$

A Figura 5.6 esquematiza os erros relativos de acordo com a resolução dentro da região de ferradura, ou seja,  $Y = x_s/\delta_r$ . O pior caso (linhas tracejadas) é quando há uma variação muito abrupta de densidade superficial entre duas zonas radiais. O caso mais conservador é quando a densidade quase não varia nesta região. Para pequenas massas planetárias, onde a perturbação no perfil de densidade do disco é quase desprezível, o erro, mesmo nas estimativas mais conservadoras deveria ser muito pequeno.

Da Figura 5.6 podemos concluir que a precisão do torque de corrotação é melhor que 15% para  $Y > 2,3$  e em média para  $1 < Y < 2$  os efeitos numéricos tendem a superestimá-lo. Para os parâmetros de entrada da simulação  $S_1$  onde a resolução é  $\delta_r^{S_1} = 4 \times 10^{-2}$ , o número de zonas na região de meia largura  $x_s/\delta_r \sim 1,1$  está entre 0,23 e 1,16, Para planetas Tipo Super Terra e tipo Netuno temos uma boa resolução quando o planeta está acima de  $3UA$  e para o planeta tipo Júpiter não temos problemas mas também não é um caso muito interessante para o estudo do torque de corrotação já que predomina a migração

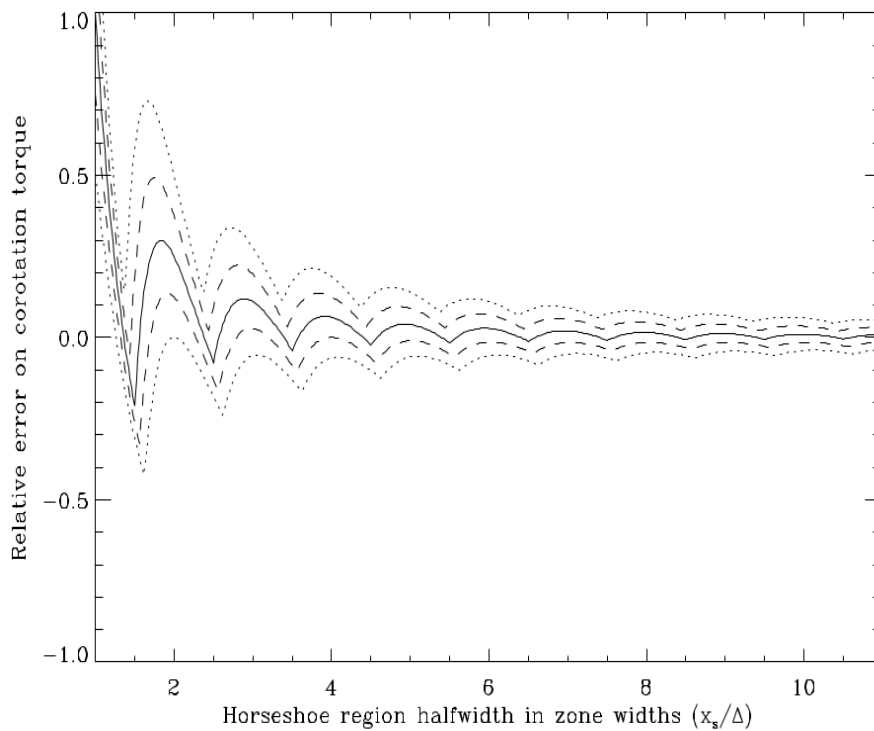


Figura 5.6 - Erro relativo no Torque de corotação como função da resolução (número de zonas na região de meia largura na ferradura). Os pontilhados e tracejados são referentes ao caso extremo e o mais conservador, respectivamente. Fonte: Masset (2002).

do tipo II.

Desta forma, a baixa resolução superestima o torque de corotação, no entanto seu valor não supera em nenhum momento o torque diferencial Lindblad para os planetas de baixa massa e, mesmo com números pequenos de anéis na malha envolvidos na região coorbital podemos descrever com certa precisão a dinâmica do torque de corotação. Nas demais simulações as resoluções ainda são baixas e, apesar da impossibilidade de um tratamento quantitativo confiável nestas condições, podemos nos concentrar nos efeitos que o torque de corotação eventualmente causará na dinâmica global da migração.

#### 5.4 Gradiente no perfil radial de densidade

Como vimos, devido à interação entre os planetas em formação e o disco protoplanetário gera-se um torque negativo responsável por direcioná-los ao

interior do sistema muito rapidamente, até alcançar sua estrela hospedeira. Uma característica no disco que pode afetar o equilíbrio dos torques é um gradiente positivo<sup>4</sup> ou negativo no perfil radial de densidade superficial. Há duas consequências imediatas nesta configuração. Primeiro, o gradiente de densidade afeta o torque diferencial Lindblad, fazendo com que os torques Lindblad externo e interno se aproximem; segundo, é que o torque de corotação é extremamente sensível ao gradiente local de densidade superficial e, em condições especiais este efeito é dominante sobre o primeiro.

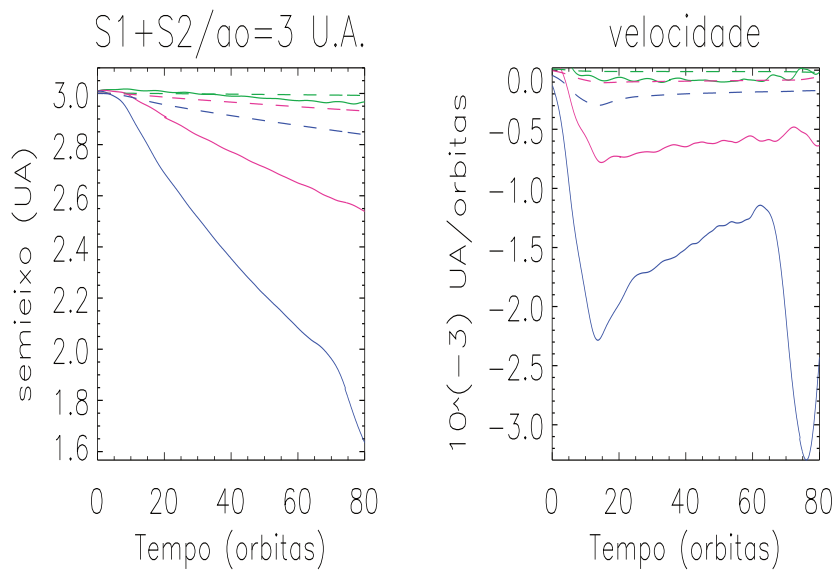


Figura 5.7 - Comparação entre a migração para as 80 primeiras órbitas entre as simulações  $S1$  (linhas pontilhadas) com  $\sigma = 0,0$  e  $S2$  (linhas cheias) com  $\sigma = 1,5$ . Utilizamos apenas os planetas de menores massa,  $M_T$ ,  $M_{ST}$  e  $M_N$ , lançados inicialmente em  $a_0 = 3,0 \text{ UA}$ . À direita, apresentamos também as respectivas velocidades radiais.

A série de simulação  $S2$  foi projetada para o estudo inicial deste fenômeno. Mudamos aqui o perfil de densidade para  $\sigma = 1,5$ , correspondendo ao MMNS. Como visto na Seção 3.3.2, longe da cavidade, onde o disco é estável, não existirá torque de corotação. A razão de migração nesta região é considera-

<sup>4</sup>Gradiente é qualquer variação brusca no perfil radial de densidade superficial. Um gradiente de densidade positivo se caracteriza quando a densidade externa é maior que a interna, mais próxima à estrela hospedeira a partir da linha de transição. Em caso contrário o gradiente de densidade é negativo. Nas simulações, todos os gradientes impostos nas condições iniciais são positivos.

velmente maior, como apresentado na Figura 5.7, sendo aproximadamente 10 vezes maior em todos os casos de  $S2$  quando comparados com  $S1$ . O fato da velocidade de migração ser proporcional à massa do planeta e depender da densidade do disco está de acordo com as previsões anteriores (TANAKA et al., 2002). Mesmo com esta maior velocidade, o planeta tipo Terra, por iniciar seu movimento em uma posição muito distante da cavidade, não consegue alcançá-la em nenhuma das simulações, enquanto que o tipo Netuno começou a sentir seus efeitos a partir de  $T_{orb} = 20$ .

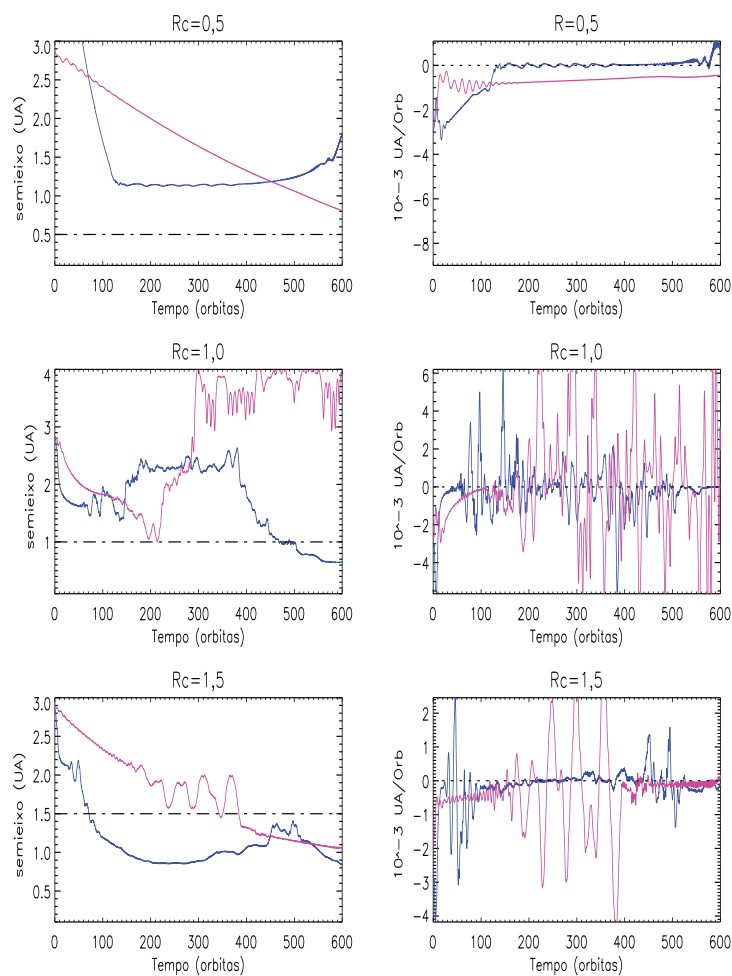


Figura 5.8 - Variação do semieixo dos planetas tipo Netuno (azul) e Super Terra (roxo) para a série de simulações  $S2$  durante 600 órbitas. As cavidades estão nas posições  $0,5 UA$ ,  $1,0 UA$  e  $1,5 UA$  (linhas horizontais tracejadas). À direita apresentamos as respectivas velocidades radiais.

A reação do planeta na presença do gradiente de densidade dependerá de sua

massa. Se ela for suficientemente pequena haverá um travamento do planeta na região da cavidade, se a massa do planeta for muito grande poderá perturbar o disco na região e formar uma típica cavidade da migração do tipo II, caso contrário o planeta irá ultrapassá-la e cair sobre a estrela. Além disto, instabilidades no perfil do disco podem causar turbulências locais e promover a migração estocástica. A Figura 5.8 apresenta a migração durante a simulação dos planetas de menores massas na série  $S2$ .

Colocamos a cavidade em posições diferentes e mais próximas à estrela. O travamento do planeta pode ser acompanhado por sua velocidade radial (painéis da direita na Figura 5.8). No caso da cavidade  $R_{cav} = 0,5 UA$  o planeta tipo Netuno não ultrapassa a borda e ao final sua velocidade radial se torna positiva, enquanto que para o planeta tipo Super Terra seu movimento radial continua até o travamento.

Para  $R_{cav} = 1,0 UA$  os planetas sofrem uma grande perturbação aleatória devido a ação do gradiente. Sobre o planeta tipo Super Terra age um forte torque de corotação que o faz migrar radialmente para fora alcançando a posição de  $4,0 UA$ , enquanto que o planeta tipo Netuno mergulha na cavidade próximo à  $T_{orb} = 400$ , ultrapassando-a e anulando sua velocidade em uma região mais interna. Na posição  $R_{cav} = 1,5$ , os planetas alcançam mais rapidamente a região do gradiente, ultrapassando-a e se estabilizando.

Para o planeta tipo Júpiter, após um período de armadilhamento de aproximadamente 300 órbitas, o planeta rompe o gradiente de densidade superficial no perfil radial e rapidamente cai sobre a estrela como apresentado na Figura 5.9. Sua velocidade radial é bastante estável como apresentado nos gráficos à direita. Isto indica que um Júpiter quente não surgiu em regiões mais remotas do disco e migrou para próximo da estrela, pois não haveria um mecanismo de frenagem eficiente para freá-lo. Um cenário provável é a migração de planetas embriões com limite de massa inferior à aproximadamente  $15 MT$  até o local de um eventual gradiente de densidade, onde ele seria alimentado por acreção ao núcleo até atingir o tamanho característico dos planetas jovianos no tempo de evolução do disco viscoso.

Este mecanismo é genérico, podendo ser qualquer transição no gradiente de

densidade superficial do disco independente de sua real causa física. Uma condição necessária (MASSET et al., 2006b) é a existência de alguma turbulência, necessária para evitar a saturação do torque de corrotação. Isto é, o torque de corrotação é o responsável pelo travamento, pois o torque de Lindblad é sempre positivo. Entretanto, este torque diminui rapidamente a sua intensidade até se anular (saturação) em um disco suficientemente estável. Por outro lado, alguma outra condição sobre a massa do disco é necessária para impedir a migração estocástica, característica em regiões turbulentas do disco.

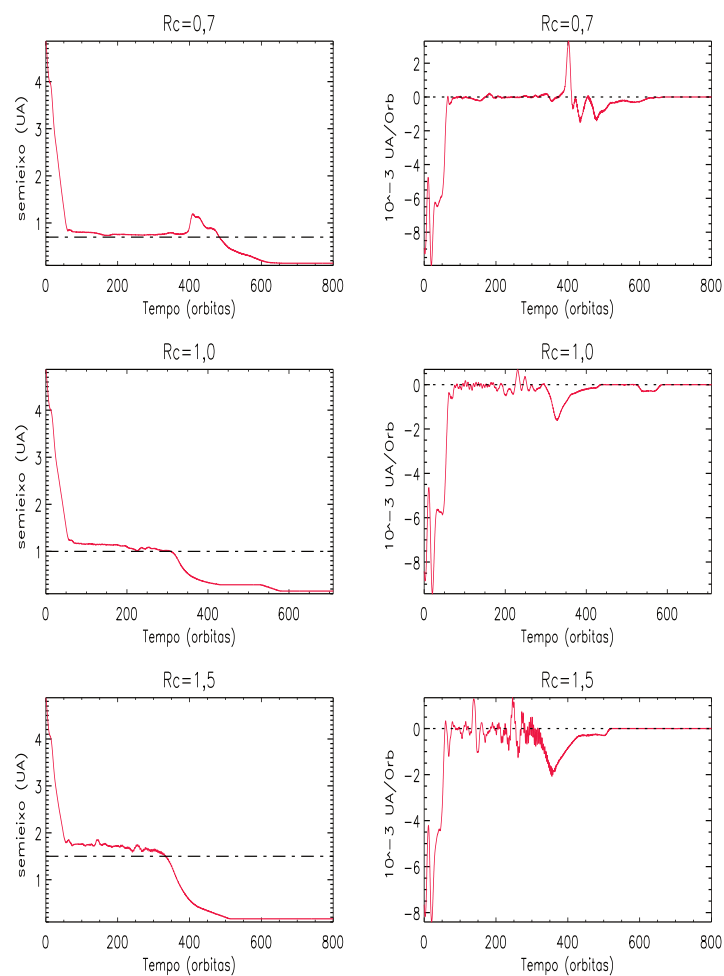


Figura 5.9 - Variação do semieixo das simulações da série  $S2$  com o planeta tipo Júpiter com as cavidades nas posições  $0,7UA$ ,  $1,0UA$  e  $1,5UA$  durante 800 órbitas, As linha horizontais tracejadas indicam a posição da cavidade e à direita apresentamos as respectivas velocidades radiais. Após aproximadamente 300 órbitas o planeta gigante armadilhado rompe o gradiente de densidade e cai sobre a estrela.

Quanto menor a massa do disco, mais fácil será manter o embrião aprisionado e quanto menor a massa do protoplaneta mais difícil será armadilhá-lo. No limite de massa zero, o planeta não sofre nenhum torque de maré e sente somente as flutuações de torques decorrentes da turbulência. No caso de nossas simulações, os planetas armadilhados (tipos Super Terra, Netuno e Júpiter) possuem massas grandes o suficiente para sentir totalmente o armadilhamento, independente da densidade do disco no modelo MMSN usado.

Embora falte ainda um conhecimento mais profundo sobre a dinâmica do disco protoplanetário podemos supor algumas situações que simulem armadilhas para o embrião, como variações abruptas na densidade do disco. Estes saltos de densidade podem se mover radialmente, levando junto o embrião em sua evolução. Um exemplo é a zona de transição entre o disco emissor de jato e o disco de acreção como na Figura 3.1, supostamente localizada a uma distância de  $0,3 UA$  a algumas  $UA$  para estrelas *T-Tauri* (COFFEY et al., 2004; PESENTI et al., 2004). Como todas as protoestrelas conhecidas têm jatos, a existência de tal raio de transição fornece uma armadilha natural para o embrião planetário durante a vida do disco.

Também podemos encontrar saltos de densidade na borda interna de uma zona morta do disco, onde a densidade superficial deve ser significativamente maior do que no disco interior ionizado. Esta zona morta pode mudar seu raio interno com o tempo, pois a acreção em camadas envolvendo a zona morta deve ser um processo contínuo. Um objeto preso em um ponto fixo deve seguir o raio de transição, desde que a borda interior da zona morta seja eficiente em conter a migração do tipo I.

Na Figura 5.10 apresentamos o resultado da simulação  $SG_{MST}^{RCvar}$  onde o raio de transição do degrau de densidade radial varia com o tempo, demonstrando a possibilidade do planeta ser guiado por esta variação. Em situações hipotéticas podemos imaginar o surgimento deste gradiente de densidade em regiões mais distantes da estrela ou mais próximas, sendo que o seu movimento carregaria o planeta aprisionando-o. O movimento exemplificado aqui é da região mais externa para interna, mas não se trata de migração devido ao torque. É perfeitamente possível e natural o movimento desta transição no sentido contrário, levando ao mesmo resultado.

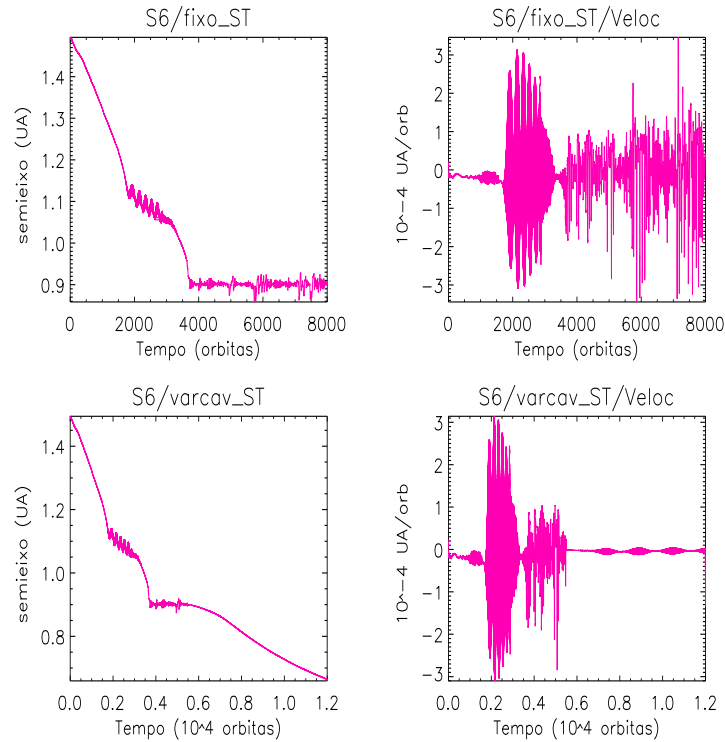


Figura 5.10 - Simulação  $S6_{MST}^{RCvar}$  com o raio da cavidade inicial  $R_{cav} = 0,9 UA$ . Acima o planeta tipo Super Terra é travado na cavidade. Abaixo, repetimos a simulação com a cavidade mudando de posição em função do tempo.

Finalmente, um outro mecanismo é a abertura da cavidade no perfil radial de densidade superficial por um protoplaneta gigante pré existente em migração do tipo II. Este último pode aprisionar planetesimais em MMR e também gerar naturalmente um alto gradiente de densidade superficial positivo em relação ao exterior da cavidade. Na série de simulação  $S5$  podemos visualizar este fenômeno, como na Figura 5.11 onde um planeta tipo Júpiter fixo no disco em  $a_J = 1,0 UA$  evolui em um sistema com outro planeta de menor massa lançado em  $a_0 = 1,5 UA$ .

Após uma breve instabilidade inicial o planeta tipo Super Terra migra rapidamente ultrapassando a órbita de Júpiter. Devido provavelmente a uma turbulência no disco o torque de corotação se torna ineficiente próximo à cavidade, no entanto ao se estabilizar, o planeta de menor massa entra em MMR de 5/2 com o planeta gigante em uma órbita interior. O planeta Netuno neste caso não ultrapassou a



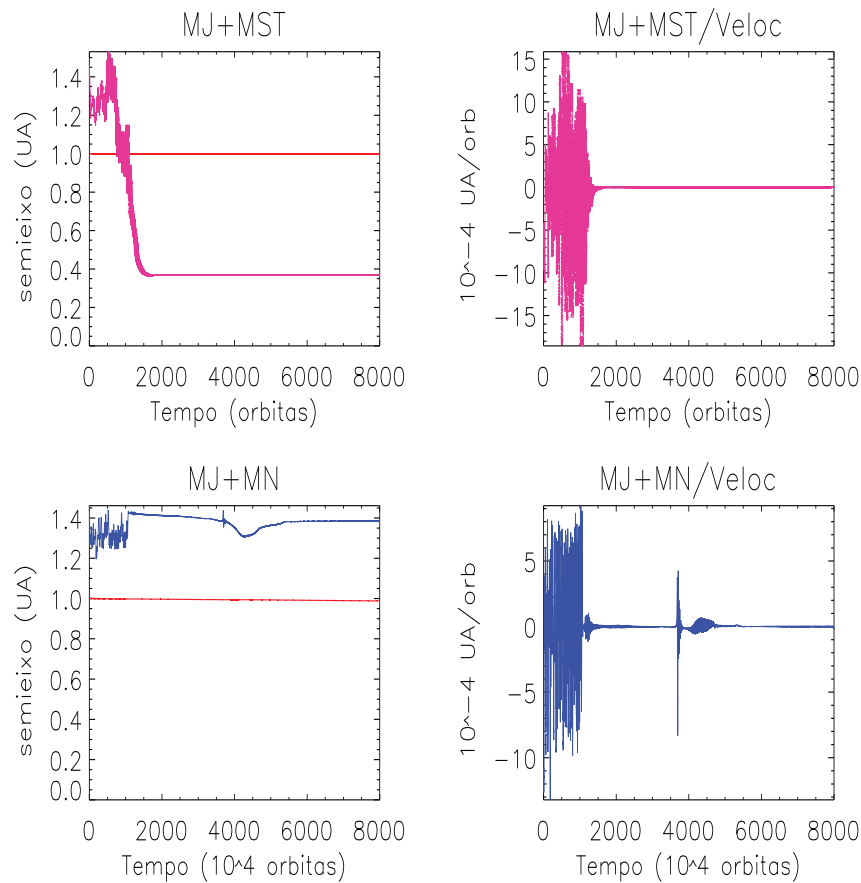


Figura 5.11 - Resultado para a série de simulações  $S_5$ . Dois planetas são inseridos simultaneamente no disco. Acima, um tipo Super Terra (roxo) com tipo Júpiter (vermelho) e abaixo um tipo Netuno (azul) com tipo Júpiter (vermelho). À direita temos as respectivas velocidades radiais para os planetas de menores massa. Júpiter está propositalmente fixo, não possuindo movimento radial.

órbita e ficou aprisionado na borda externa da cavidade do disco. Lembrando que a densidade de referência neste caso é  $\Sigma_0 = 6,36 \times 10^{-2}$  em  $r_0 = 1,0$  no perfil MMNS, portanto o disco é uma ordem de grandeza mais denso com relação às simulações  $S_1$  e  $S_2$ .

## 5.5 Acreção sobre o planeta

Conjuntamente com a migração, devemos esperar que o disco acrete massa sobre o planeta. Na série  $S_3$  estudamos o comportamento do código com

relação a acreção de massa sobre os quatro planetas. Com acreção máxima<sup>5</sup> exploramos duas situações, uma com o planeta em órbita fixa (não migra); e outra com livre movimento radial. O resultado está exposto na Figura 5.12, onde apresentamos a migração com acreção de massa e as razões de acreção de massa para os planetas livres (com migração) ou fixos.

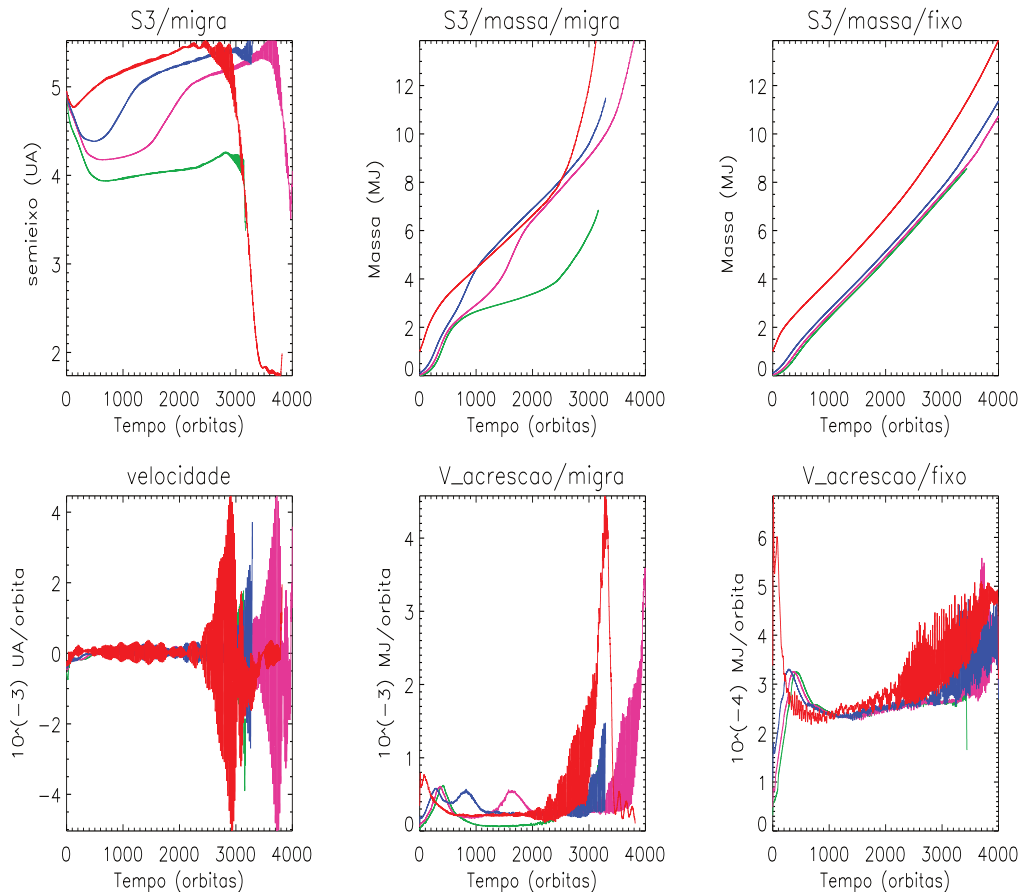


Figura 5.12 - Resultado para a série de simulações *S3*. Os quatro planetas são lançados da mesma posição inicial em  $a_0 = 5,0 \text{ UA}$  com acreção máxima sobre eles. Os painéis superiores mostram a variação radial da posição dos planetas sob acreção (esquerda), variação da massa em cada planeta para o caso livre (meio) e o caso hipotético em que os planetas estariam fixos na mesma órbita (direita). Abaixo temos as taxas de migração (esquerda) e acreção de massa para os casos livre e fixo (meio e direita, respectivamente).

A acreção de massa para o planeta fixo é menor no mesmo intervalo de tempo

<sup>5</sup>No código FARGO as propriedade de acreção dentro do lóbulo de Roche é imposta por um botão de acionamento que possui valor máximo 1.0 e mínimo 0.0, correspondendo ao inverso do tempo de escala de acreção (KLEY, 1999).

do que na situação livre, isto é devido ao esvaziamento parcial da região orbital próximo ao planeta. Além disto, o aumento de massa cresce linearmente no caso fixo para todos os planetas a uma razão de aproximadamente  $1 M_J$  a cada 400 órbitas. No caso livre a razão de acreção não é linear e demonstra uma dependência com a posição do planeta dentro de sua movimentação radial.

Os movimentos migratórios nesta série são similares sofrendo uma instabilidade inicial que os leva a um movimento para fora do disco. Em seguida, próximo à  $T_{orb} = 3000$ , sofrem uma abrupta mudança de direção em seu movimento. Os planetas tipo Júpiter e tipo Super Terra colapsam rapidamente sobre a estrela e sua razão de acreção de massa aumentam notoriamente. Infelizmente, para os planetas tipo Terra e tipo Netuno, a simulação não foi completada para todas as órbitas requeridas. Portanto não apresentam a queda abrupta nos gráficos, mas o comportamento da razão de acreção antes da interrupção de suas simulações são idênticos, o que parece indicar que teriam o mesmo comportamento. Esta queda acontece quando os planetas alcançam aproximadamente a massa de  $10 M_J$ .

O limite de  $10 M_J$  para um planeta sujeito à migração na evolução de um disco viscoso pode estar ligado ao conhecido deserto de anãs marrons observado em pesquisas astronômicas. A escassez de anãs marrons em órbitas menores à  $5 UA$  em torno de estrelas com massas próximas a solar foi observado a partir do final do século passado, quando um número suficiente de planetas extrasolares já tinham sido encontrados de forma a permitir um estudo estatístico mais detalhado (MARCY; BUTLER, 2000). O motivo deste fenômeno pode estar ligado a sua origem no disco protoplanetário, já que as anãs marrons têm massa comparável à massa do próprio disco e são criadas no estágio inicial da formação estelar (ARMITAGE; BONNELL, 2002), sua evolução é uma migração para o interior do sistema e a subsequente destruição. Assim, anãs marrons podem apenas ser encontradas próximas às estrelas de baixa massa ou outras anãs marrons, que são de difícil detecção, ou então junto a estrelas de massa próxima a solar nos estágios iniciais de formação, antes da queda. Neste último caso, dados astronômicos indicam que apenas 1% das anãs marrons encontram-se em volta de estrelas do tipo solar (KRAUS et al., 2008).

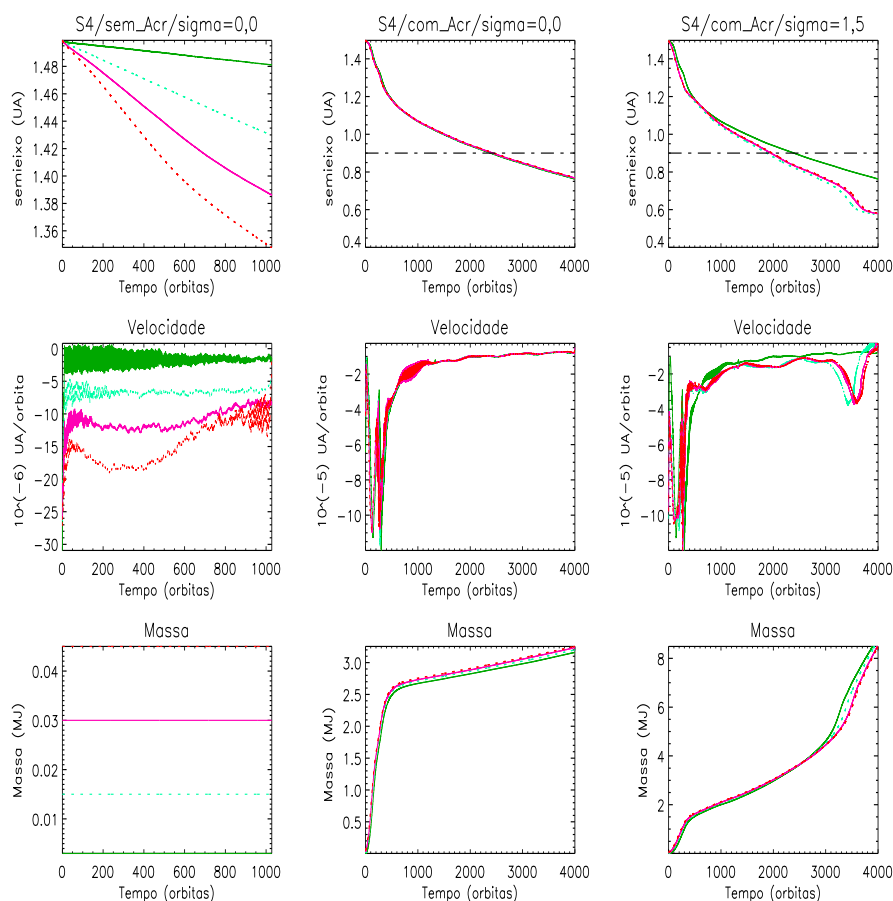


Figura 5.13 - Resultado para a série de simulações *S4*. As massas dos planetas são  $0,5 M_T$  (linha cheia verde),  $1,0 M_T$  (linha pontilhada verde),  $10 M_T$  (linha cheia rosa) e  $15 M_T$  (linha pontilhada vermelha). A primeira coluna mostra o caso comum sem acreção de massa para  $\sigma = 0,0$ , na segunda coluna temos o mesmo perfil radial de densidade superficial mas com acreção sobre o planeta e na terceira coluna mantivemos a acreção com  $\sigma = 1,5$ . Acima temos as posições radiais, ao meio a velocidade radial e abaixo a massa dos respectivos planetas.

O perfil radial de densidade superficial pode modificar a dinâmica de migração mas não evitar o colapso. Na Série *S4* mantivemos a mesma taxa de acreção máxima, mas testamos o comportamento para  $\sigma = 0,0$  e  $\sigma = 1,5$ , inserimos planetas de menores massa, múltiplos da massa da terra ( $1 M_T$ ,  $0,5 M_T$ ,  $10 M_T$  e  $15 M_T$ ) e os lançamos da posição inicial  $a_0 = 1,5 UA$ . Também inserimos uma cavidade em  $R_{cav} = 0,9 UA$ . O resultado é apresentado na Figura 5.13.

Quando não há acreção, os planetas devido a baixa massa não chegam na borda da cavidade e tendem a uma velocidade uniforme proporcional à massa.

Quando inserimos a acreção, no caso de  $\sigma = 0,0$ , em poucas centenas de órbitas os planetas atingem a massa de Júpiter, e não há diferenças significativas em seus comportamentos, em pouco tempo terão massas praticamente iguais. Em aproximadamente  $T_{orb} = 2000$  chegam à cavidade e devido a alta massa (quase  $3 M_J$ ) atravessam a borda da cavidade. Observe que a razão de acreção de massa se divide em duas partes, antes e depois de sentir a borda da cavidade, diminuindo quando sua velocidade diminui, não chegando a um pouco mais de  $3 M_J$ . Para o perfil  $\sigma = 1,5$  o comportamento para cada massa planetária também não difere, no entanto a acreção de massa aumenta quanto mais se aproximam da cavidade, ultrapassando  $8 M_J$ . Em nenhum dos casos foi alcançada a massa limite para o colapso do planeta. Com a mudança no perfil e proximidade com a estrela os planetas ganharam uma sobrevida no disco mas sem nenhum tipo de recurso físico que os ajudassem a ter uma órbita estável.



## 6 CONCLUSÃO

Neste trabalho, utilizamos um código hidrodinâmico para produzir séries de simulações com o objetivo de estudar a interação do disco protoplanetário com planetas de várias massas. Reproduzimos assim as possíveis situações de formação destes planetas. Com base na teoria de formação planetária, observamos que os planetas entram em regime de migração que é caracterizado principalmente pela sua massa. Para pequenas massas, o planeta entra em regime de migração do tipo I e cai em direção à estrela em um tempo menor do que o tempo de vida do disco. Para planetas de grande massa, o regime de migração é do tipo II e o planeta tende a formar uma lacuna de densidade no disco.

Basicamente trabalhamos com três mecanismos distintos de interação, a migração livre, a migração em um disco com saltos de densidade e a migração com acreção. Estes são mecanismos genéricos onde utilizamos simplificações para o estudo de seu comportamento. Na migração livre, observamos pelas simulações a inevitável queda dos planetas sobre sua estrela hospedeira, o que foi parcialmente resolvido nas séries com saltos de densidade. No caso da acreção, observamos uma massa limite de  $10 M_J$ , onde após uma migração positiva (para fora do sistema estelar) segue-se uma abrupta queda em direção à estrela central.

A detecção de Júpiteres quentes motivou esforços conjuntos no meio científico para reproduzir cenários coerentes para a evolução planetária dentro de seu sistema estelar. Como parte essencial deste cenário, o fenômeno de migração planetária pode esclarecer várias questões sobre a formação dos planetas e a estável configuração orbital final dos sistemas que poderão ser descobertos. No caso do Júpiter quente tínhamos uma contradição com o paradigma padrão de formação dos planetas que diz que o planeta se forma *in situ*, mantendo uma órbita com semieixo constante. No entanto, planetas como Júpiter quente se encontram muito próximos à estrela hospedeira, local onde não há massa suficiente para a grande acreção necessária para a formação deste objeto. Se um embrião de um planeta gigante se formar suficientemente distante da estrela e observando que ele sofrerá um regime de migração do tipo I, na borda da armadilha haverá maior acúmulo de material, região onde ele poderá crescer e

estabelecer sua órbita.

O cenário planetário está sujeito então às várias regiões onde poderia surgir a cavidade no perfil radial de densidade superficial do disco. Observando novamente a Figura 2.11, há três prováveis regiões de acumulação de planetas em uma análise estatística de população. Planetas Gigantes gasosos como no Sistema Solar são travados pela migração do tipo II em regiões mais distantes da estrela, como é o caso da migração das simulações  $S_1$ . Planetas menores migrariam até a queda sobre a estrela caso não houvesse um planeta gigante que devido à interação com o disco gerou uma lacuna na densidade do disco no meio do caminho. Planetas de menores massas e maiores períodos ainda não são evidente no gráfico devido aos limites de detecção observacional.

No entanto, observamos planetas de baixas massas e períodos curtos como os Netunos quentes e Super Terras. Estes planetas, por não terem sido engolidos pela estrela, provavelmente foram armadilhados durante sua migração por algum mecanismo, que no caso pode ser um salto de densidade como nas simulações  $S_2$  e  $S_4$ . Os métodos de detecção favorecem a descoberta de planetas de grande massa, planetas com massas maiores que  $10 M_J$  deveriam ser abundantes, o que não é observado, uma explicação seria a queda abrupta destes planetas sobre a estrela após ultrapassarem este limite de massa como observamos nas simulações  $S_3$ . As simulações não trataram da migração de planetas embriões até regiões de formação de júpiteres quentes (entre  $0.02 UA$  e  $0.1 UA$ ), mas é nesta região que detectamos evidentes transições abruptas de densidade do disco emissor de jato como na Figura 3.1, o que nos faz supor a possibilidade de aprisionamento como explicação para a formação de um planeta gigante tão próximo à estrela.

Apesar das teorias analíticas terem trazidos uma grande compreensão das interações entre o disco e planeta, tornou-se evidente nos últimos anos que as simulações numéricas são uma essencial ferramenta de investigação, no entanto são difíceis e morosas, exigindo algumas simplificações. No caso deste trabalho, foram feitas simplificações na inicialização do código FARGO que limitaram enormemente os resultados mais vantajosos para a análise. Inserir auto-gravidade, perfil térmico, suavização do potencial gravitacional, alimentação das



bordas do disco, aumento de resolução espacial, evolução no disco adiabático, etc, são possíveis com a versão pública do FARGO. No entanto, o tempo gasto para cada simulação em cada mudança aumentaria consideravelmente devido às limitações de processamento.

A grande variedade de possibilidades e a exata configuração de um determinado sistema planetário a partir das condições físicas iniciais do disco planetário somente poderá ser explicado quando um maior número de planetas for detectado de maneira a contribuir com um estudo estatístico de população planetária mais abrangente. Outro fator a ser considerado é uma melhor compreensão do disco protoplanetário, como por exemplo o comportamento de sua densidade, opacidade, campo magnético, condições de turbulência, etc. Isto é essencial para identificar analiticamente os prováveis locais de abruptas transições de densidade no disco com poder de influenciar a dinâmica da migração dos protoplanetas.

## **6.1 Perspectivas futuras**

A dificuldade central nas teorias de migração planetária reside na previsão do valor de torque residual. Além de ser uma pequena diferença, é muito sensível às propriedades físicas do disco, como o perfil radial de temperatura e densidade superficial, massa do disco e tensões turbulentas próximo à órbita do planeta. Isto não implica que o torque total seja insignificante, mas ajuda a entender porque as teorias de migração estão amadurecendo lentamente. As investigações atuais se direcionaram com maior atenção para os planetas de pequena massa pois estes são os mais críticos no desenvolvimento da síntese população planetária. A sensibilidade dos métodos de detecção vem aumentando, tanto que o satélite Kepler já descobriu centenas de planetas do tamanho de Netuno ou menores.

O torque diferencial Lindblad tem sido extensivamente estudado desde os primórdios das teorias de migração planetária, e é conhecido com muito mais detalhes do que o torque de corrotação. Na verdade, a região de corrotação, que tem sido um importante objeto de estudo nos últimos anos, provou ter uma dinâmica mais complexa do que se pensava. O valor do torque de corrotação depende sensivelmente das propriedades radiativas do disco gasoso, e pode apresentar grandes valores quando o gás é radiativamente ineficiente, o que

é esperado na região de formação dos planetas. Em adição a esta complexidade teórica, surge o desafio de se conseguir recursos computacionais que proporcionem simulações de um planeta inserido em um disco realista, ou seja, discos tridimensionais permeados por turbulência. Isto é uma parte da pesquisa necessária para explicar a diversidade de planetas extrassolares.

A planetologia está passando por uma época de crescimento explosivo, impulsionado pelas descobertas observacionais de centenas de exoplanetas. O progresso nas técnicas de detecção proporciona a descoberta de sistemas planetários muito diferentes do Sistema Solar. Desde a descoberta do primeiro Júpiter quente (MAYOR; QUELOZ, 1995) pelo método da velocidade radial, várias pesquisas tornaram possível a detecção de planetas semelhantes à Terra, algumas na zona habitável de sua estrela (PEPE et al., 2011). Missões espaciais como CoRoT e Kepler estão encontrando pelas proximidades da via Láctea centenas de planetas extrassolares, alguns em ambientes exóticos, como *Kepler-16 b*, o primeiro exoplaneta descoberto circumbinário <sup>1</sup> (DOYLE et al., 2011). Imagens diretas revelaram a existência de planetas gigantes situados a várias dezenas de *UA* de sua estrela hospedeira.

Essa grande diversidade de exoplanetas oferece uma excelente oportunidade para testar nossas teorias sobre a formação e evolução de sistemas planetários. Juntando modelos teóricos de formação de planetas, migração e evolução do disco, a síntese de formação planetária faz estimativas da distribuição estatística dos exoplanetas de acordo com o seu semieixo, massa e excentricidade, e em seguida faz a comparação com as distribuições observadas. No momento, os modelos de síntese de população planetária ainda não são capazes de reproduzir as propriedades estatísticas dos planetas extrassolares. Por exemplo, os modelos prevêm uma deficiência de Super Terras e Netunos com períodos orbitais inferiores a 50 dias, enquanto observações revelaram um número significativo de exoplanets nestas condições (HOWARD et al., 2010).

Um outro exemplo é a modelagem da migração do tipo I. O problema do rápido decaimento foi contornado incluindo um fator de redução na fórmula do torque na Equação 3.14. Este fator inserido *ad hoc* fornece uma síntese de população

---

<sup>1</sup>Planeta circumbinário é um planeta que orbita duas estrelas ao invés de apenas uma

com resultados compatíveis aos das estatísticas de detecção quando o seu valor está entre 0,01 e 0,1, mas não há razão em se esperar que os estudos teóricos superestimem a migração do tipo I por um fator de 10 a 100. Por outro lado, vimos neste trabalho que um salto na densidade superficial do disco pode inverter o torque sobre o planeta criando “armadilhas planetárias” em certos pontos onde o torque se cancela. O número e a evolução destas armadilhas podem variar na evolução do disco. Considerando esta dinâmica, os objetos contidos no disco protoplanetário podem estar sujeitos a várias armadilhas em seu caminho até a estrela (LYRA et al., 2010). Aliás, qualquer gradiente no perfil radial de densidade superficial, independentemente de sua origem, pode gerar o armadilhamento.

Esta ideia tem gerado trabalhos relativamente recentes buscando produzir fórmulas mais precisas para a migração do tipo I (MASSET; CASOLI, 2010; MASSET, 2011; PAARDEKOOOPER et al., 2011), descrevendo o torque de corotação em discos com viscosidade arbitrária, difusão térmica e fazendo correções ao torque de Lindblad para discos com perfis de densidade que não obedecem a uma lei de potência. A sua incorporação em modelos de síntese de população proporcionará uma melhor compreensão da diversidade observada nos exoplanetas.

A perda dramática de planetas de massa terrestre na migração do tipo I pode ser resolvida de maneira teórica, encontrando locais de convergência no disco onde os planetas possam se reunir. Nestes raios de equilíbrio haverá condições para a formação rápida de embriões maciços, os futuros núcleos de planetas gigantes. A questão das interações entre os embriões e a relação da massa do planeta com a posição de equilíbrio no disco ainda devem ser abordadas adequadamente. Isto levará a uma melhor compreensão da formação de planetas gigantes, com aplicações interessantes para o Sistema Solar e sistemas exoplanetários

Finalmente, esperamos melhores e maiores informações sobre as características físicas do disco protoplanetário e, se possível, a observação de planetas em formação. Um exemplo recente de pesquisa experimental nesta direção foi a descoberta feita por astrônomos utilizando o ALMA (*Atacama Large Millimeter*

*Array*) no Chile (CASASSUS et al., 2013). Um enorme fluxo de gás flui por uma abertura no disco, ao redor da jovem estrela *HD 142527*, a mais de 450 anos-luz da Terra. Esta é a primeira observação direta de um planeta absorvendo o material do seu ambiente à medida que cresce. Isto mostra o quão atual é esta linha de pesquisa e o quanto ainda há por se descobrir para estabelecer uma teoria satisfatória que explique a formação dos planetas e sistemas planetários. A Figura 6.1 mostra uma concepção artística deste interessante objeto.



Figura 6.1 - Astrônomos observam etapa fundamental do nascimento de planetas gigantes pela primeira vez com o telescópio ALMA no Chile. Há um enorme fluxo de gás através de uma abertura no disco ao redor de uma estrela jovem. Estas são as primeiras observações diretas de tais fluxos, ilustrando a atual situação das observações em torno dos discos protoplanetário e sua interação com os planetas.

Fonte:

Site da ESA, <http://www.eso.org/public/news/eso1301/>.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AGNOR, C. B.; CANUP, R. M. Dynamical Evolution of Planetary Embryos. In: DIVISION FOR PLANETARY SCIENCES MEETING, 31., 1999, Padova, Italy. **abstracts...**, Padova: AAS,1999. v.31. p. 10. [74](#)
- ALEXANDER, R. Planet formation in evolving protoplanetary discs. In: IAU SYMPOSIUM, 299, 2014, Victoria, Canada. **Proceedings...** [33](#)
- APPENZELLER, I.; MUNDT, R. T Tauri stars. **Aapr**, v. 1, p. 291–334, nov. 1989. [3](#)
- ARMITAGE, P. J.; BONNELL, I. A. The brown dwarf desert as a consequence of orbital migration. **MNRAS**, v. 330, p. L11–L14, fev. 2002. [87](#)
- ARMITAGE, P. J.; LIVIO, M.; PRINGLE, J. E. Episodic accretion in magnetically layered protoplanetary discs. **MNRAS**, v. 324, p. 705–711, jun. 2001. [36](#)
- ARTYMOWICZ, P. On the Wave Excitation and a Generalized Torque Formula for Lindblad Resonances Excited by External Potential. **ApJ**, v. 419, p. 155, dez. 1993. [32](#), [39](#)
- BALBUS, S. A.; HAWLEY, J. F. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution. **ApJ**, v. 376, p. 214–233, jul. 1991. [36](#)
- BARUTEAU, C.; MASSET, F. Recent developments in planet migration theory. **ArXiv e-prints**, mar. 2012. [43](#)
- BEAULIEU, J.-P.; BENNETT, D. P.; FOUQUÉ, P.; et al. Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing. **Nature**, v. 439, p. 437–440, jan. 2006. [20](#)
- BENEDICT, G. F.; McARTHUR, B. E.; FORVEILLE, T.; et al. A Mass for the Extrasolar Planet Gliese 876b Determined from Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor 3 Astrometry and High-Precision Radial Velocities. **ApJ**, v. 581, p. L115–L118, dez. 2002. [14](#)
- BOSS, A. P. Giant planet formation by gravitational instability. **Science**, v. 276, p. 1836–1839, 1997. [28](#), [29](#)
- CASASSUS, S.; VAN DER PLAS, G.; M, S. P.; DENT, W. R. F.; et al. Flows of gas through a protoplanetary gap. **Nature**, v. 493, p. 191–194, jan. 2013. [96](#)

CHARBONNEAU, D.; BROWN, T. M.; LATHAM, D. W.; MAYOR, M. Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. **ApJL**, v. 529, p. L45–L48, jan. 2000.

18

CIEZA, L.; PADGETT, D. L.; STAPELFELDT, K. R.; et al. The Spitzer c2d Survey of Weak-Line T Tauri Stars. II. New Constraints on the Timescale for Planet Building. **ApJ**, v. 667, p. 308–328, set. 2007. 28

COFFEY, D.; BACCIOTTI, F.; WOITAS, J.; et al. Rotation of Jets from Young Stars: New Clues from the Hubble Space Telescope Imaging Spectrograph. **ApJ**, v. 604, p. 758–765, abr. 2004. 83

CRIDA, A.; MORBIDELLI, A.; MASSET, F. Simulating planet migration in globally evolving disks. **Aap**, v. 461, p. 1173–1183, jan. 2007. 76

DONG, S.; KATZ, B.; SOCRATES, A. Directly Imaging Tidally Powered Migrating Jupiters. **AapJL**, v. 762, p. L26, jan. 2013. 11

DOYLE, L. R.; CARTER, J. A.; FABRYCKY, D. C.; et al. Kepler-16: A Transiting Circumbinary Planet. **Science**, v. 333, p. 1602–, set. 2011. 94

EINSTEIN, A. Lens-Like action of a star by the deviation of light in the gravitational field. **Science**, v. 84, p. 506–507, dez. 1936. 18

FROMANG, S.; PAPALOIZOU, J. Dust settling in local simulations of turbulent protoplanetary disks. **Aap**, v. 452, p. 751–762, jun. 2006. 26

GAMMIE, C. F. Layered Accretion in T Tauri Disks. **ApJ**, v. 457, p. 355, jan. 1996. 36

GOLDREICH, P.; TREMAINE, S. The excitation of density waves at the Lindblad and corotation resonances by an external potential. **ApJ**, v. 233, p. 857–871, nov. 1979. 32, 37, 38

\_\_\_\_\_. Disk-satellite interactions. **ApJ**, v. 241, p. 425–441, out. 1980. 32

GRILLMAIR, C. J.; et al. A Spitzer Spectrum of the Exoplanet HD 189733b. **ApJL**, v. 658, p. L115–L118, abr. 2007. 11

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, 1981. 34

HAYASHI, C.; NAKAZAWA, K.; NAKAGAWA, Y. Formation of the solar system. In: Black, D. C.; Matthews, M. S. (Ed.). **Protostars and Planets II**. [S.l.: s.n.], 1985. p. 1100–1153. [43](#), [73](#)

HEBB, L.; et al. WASP-12b: The Hottest Transiting Extrasolar Planet Yet Discovered. **ApJ**, v. 693, p. 1920–1928, mar. 2009. [11](#)

HENRY, G. W.; MARCY, G. W.; BUTLER, R. P.; VOGT, S. S. A Transiting “51 Peg-like” Planet. **ApJL**, v. 529, p. L41–L44, jan. 2000. [18](#)

HOWARD, A. W.; MARCY, G. W.; JOHNSON, J. A.; et al. The Occurrence and Mass Distribution of Close-in Super-Earths, Neptunes, and Jupiters. **Science**, v. 330, p. 653–, out. 2010. [1](#), [94](#)

HUBICKYJ, O.; BODENHEIMER, P.; LISSAUER, J. J. Accretion of the gaseous envelope of Jupiter around a 5–10 Earth-mass core. **Icarus**, v. 179, p. 415–431, dez. 2005. [28](#)

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. **ApJ**, v. 616, p. 567–572, nov. 2004. [27](#)

\_\_\_\_\_. Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. III. Mass Distribution of Short-Period Planets around Stars of Various Masses. **ApJ**, v. 626, p. 1045–1060, jun. 2005. [24](#)

\_\_\_\_\_. Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. IV. Effects of Type I Migration. **ApJ**, v. 673, p. 487–501, jan. 2008. [24](#)

JORISSEN, A.; MAYOR, M.; UDRY, S. The distribution of exoplanet masses. **Aap**, v. 379, p. 992–998, dez. 2001. [16](#)

KENNEDY, G. M.; KENYON, S. J. Planet Formation around Stars of Various Masses: The Snow Line and the Frequency of Giant Planets. **ApJ**, v. 673, p. 502–512, jan. 2008. [27](#)

KLEY, W. Mass flow and accretion through gaps in accretion discs. **MNRAS**, v. 303, p. 696–710, mar. 1999. [86](#)

KORYCANSKY, D. G.; POLLACK, J. B. Numerical calculations of the linear response of a gaseous disk to a protoplanet. **Icarus**, v. 102, p. 150–165, mar. 1993. [42](#)

KRAUS, A. L.; IRELAND, M. J.; MARTINACHE, F.; LLOYD, J. P. Mapping the Shores of the Brown Dwarf Desert. I. Upper Scorpius. **ApJ**, v. 679, p. 762–782, maio 2008. [87](#)

LEVISON, H. F.; MORBIDELLI, A. The formation of the Kuiper belt by the outward transport of bodies during Neptune's migration. **Nature**, v. 426, p. 419–421, nov. 2003. [8](#), [32](#)

LIN, D. N. C.; BODENHEIMER, P.; RICHARDSON, D. C. Orbital migration of the planetary companion of 51 Pegasi to its present location. **Nature**, v. 380, p. 606–607, abr. 1996. [23](#)

LIN, D. N. C.; PAPALOIZOU, J. Tidal torques on accretion discs in binary systems with extreme mass ratios. **MNRAS**, v. 186, p. 799–812, mar. 1979. [32](#)

LIN, D. N. C.; PAPALOIZOU, J. C. B. On the tidal interaction between protostellar disks and companions. In: Levy, E. H.; Lunine, J. I. (Ed.). **Protostars and Planets III**. [S.l.: s.n.], 1993. p. 749–835. [46](#)

LISSAUER, J. J. Planet formation. **ARAA**, v. 31, p. 129–174, 1993. [6](#)

LYNDEN-BELL, D.; PRINGLE, J. E. The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. **MNRAS**, v. 168, p. 603–637, set. 1974. [35](#), [47](#)

LYRA, W.; JOHANSEN, A.; KLAHR, H.; PISKUNOV, N. Embryos grown in the dead zone. Assembling the first protoplanetary cores in low mass self-gravitating circumstellar disks of gas and solids. **Aap**, v. 491, p. L41–L44, dez. 2008. [30](#)

LYRA, W.; PAARDEKOOPEL, S.-J.; MAC LOW, M.-M. Orbital Migration of Low-mass Planets in Evolutionary Radiative Models: Avoiding Catastrophic Infall. **ApJ**, v. 715, p. L68–L73, jun. 2010. [95](#)

MARCY, G. W.; BUTLER, R. P. Planets Orbiting Other Suns. **Pasp**, v. 112, p. 137–140, fev. 2000. [87](#)

MAROIS, C.; ZUCKERMAN, B.; KONOPACKY, Q. M.; et al. Images of a fourth planet orbiting HR 8799. **Nature**, v. 468, p. 1080–1083, dez. 2010. [12](#)

MASSET, F. S. FARGO: A fast eulerian transport algorithm for differentially rotating disks. **AapS**, v. 141, p. 165–173, jan. 2000. [49](#)

\_\_\_\_\_. FARGO: A Fast Eulerian Transport Algorithm for Differentially Rotating Disks. In: Garzón, G.; Eiroa, C.; de Winter, D.; Mahoney, T. J. (Ed.). **Disks**,



**Planetesimals, and Planets.** [S.l.: s.n.], 2000. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 219), p. 75. [51](#)

\_\_\_\_\_. The co-orbital corotation torque in a viscous disk: Numerical simulations. **Aap**, v. 387, p. 605–623, maio 2002. [51](#), [72](#)

\_\_\_\_\_. On type-I migration near opacity transitions. A generalized Lindblad torque formula for planetary population synthesis. **Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy**, v. 111, p. 131–160, out. 2011. [95](#)

MASSET, F. S.; CASOLI, J. Saturated Torque Formula for Planetary Migration in Viscous Disks with Thermal Diffusion: Recipe for Protoplanet Population Synthesis. **ApJ**, v. 723, p. 1393–1417, nov. 2010. [95](#)

MASSET, F. S.; D'ANGELO, G.; KLEY, W. On the Migration of Protoplanet Solid Cores. **ApJ**, v. 652, p. 730–745, nov. 2006. [77](#)

MASSET, F. S.; MORBIDELLI, A.; CRIDA, A.; FERREIRA, J. Disk Surface Density Transitions as Protoplanet Traps. **ApJ**, v. 642, n. 1, p. 478, 2006. [44](#), [82](#)

MASSET, F. S.; PAPALOIZOU, J. C. B. Runaway Migration and the Formation of Hot Jupiters. **ApJ**, v. 588, p. 494–508, maio 2003. [47](#)

MATSUMURA, S.; PUDRITZ, R. E.; THOMMES, E. W. Saving Planetary Systems: Dead Zones and Planetary Migration. **ApJ**, v. 660, p. 1609–1623, maio 2007. [44](#)

MAYOR, M.; QUELOZ, D. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. **Nature**, v. 378, p. 355–359, nov. 1995. [10](#), [16](#), [32](#), [94](#)

MOORE, A.; HASAN, I.; QUILLEN, A. C. Limits on orbit-crossing planetesimals in the resonant multiple planet system, KOI-730. **MNRAS**, v. 432, p. 1196–1202, jun. 2013. [1](#)

MORBIDELLI, A. Origin and Dynamical Evolution of Comets and their Reservoirs. **ArXiv Astrophysics e-prints**, dez. 2005. [5](#)

MORDASINI, C.; ALIBERT, Y.; BENZ, W.; et al. Extrasolar planet population synthesis . IV. Correlations with disk metallicity, mass, and lifetime. **Aap**, v. 541, p. A97, maio 2012. [24](#)

MORDASINI, C.; ALIBERT, Y.; GEORGY, C.; et al. Characterization of exoplanets from their formation II: The planetary mass-radius relationship. **ArXiv e-prints**, jun. 2012. [24](#)

- MORDASINI, C.; ALIBERT, Y.; KLAHR, H.; HENNING. 24
- MOROHOSHY, K.; TANAKA, H. Gravitational interaction between a planet and an optically thin disc. **MNRAS**, v. 346, p. 915–923, dez. 2003. 45
- NELSON, R. P.; PAPALOIZOU, J. C. B. The interaction of giant planets with a disc with MHD turbulence - IV. Migration rates of embedded protoplanets. **MNRAS**, v. 350, p. 849–864, maio 2004. 44
- OGIVIE, G. I.; LUBOW, S. H. On the wake generated by a planet in a disc. **MNRAS**, v. 330, p. 950–954, mar. 2002. 40
- OLIVEIRA FILHO, K. S.; OLIVEIRA, M. F. **Astronomia e astrofísica**. 2nd. ed. São Paulo: Livraria da física, 2004. 3
- PAARDEKOOOPER, S.-J.; BARUTEAU, C.; KLEY, W. A torque formula for non-isothermal Type I planetary migration - II. Effects of diffusion. **MNRAS**, v. 410, p. 293–303, jan. 2011. 95
- PAARDEKOOOPER, S. J.; MELLEMA, G. Halting type I planet migration in non-isothermal disks. **Aap**, v. 459, p. L17–L20, nov. 2006. 45
- PAPALOIZOU, J.; LIN, D. N. C. On the tidal interaction between protoplanets and the primordial solar nebula. I - Linear calculation of the role of angular momentum exchange. **ApJ**, v. 285, p. 818–834, out. 1984. 76
- PAPALOIZOU, J. C. B.; NELSON, R. P.; KLEY, W.; et al. Disk-Planet Interactions During Planet Formation. **Protostars and Planets V**, p. 655–668, 2007. 23
- PEPE, F.; LOVIS, C.; SÉGRANSAN, D.; ET AL. The HARPS search for Earth-like planets in the habitable zone. **Aap**, v. 534, p. A58, out. 2011. 94
- PESENTI, N.; DOUGADOS, C.; CABRIT, S.; et al. Predicted rotation signatures in MHD disc winds and comparison to DG Tau observations. **Aap**, v. 416, p. L9–L12, mar. 2004. 83
- POLLACK, J. B.; HUBICKYJ, O.; BODENHEIMER, P.; et al. Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. **Icarus**, v. 124, p. 62–85, nov. 1996. xii, 22, 26, 27, 28
- RASIO, F. A.; FORD, E. B. Dynamical instabilities and the formation of extrasolar planetary systems. **Science**, v. 274, p. 954–956, nov. 1996. 32

SACKETT, P. D. Searching for Unseen Planets via Occultation and Microlensing. In: Mariotti, J.-M.; Alloin, D. (Ed.). **NATO ASIC Proc. 532: Planets Outside the Solar System: Theory and Observations**. [S.l.: s.n.], 1999. p. 189. [19](#)

SAFRONOV, V. S. On the gravitational instability in flattened systems with axial symmetry and non-uniform rotation. **Annales d'Astrophysique**, v. 23, p. 979, fev. 1960. [26](#)

SANTOS, N. C. Extra-solar planets: Detection methods and results. **Nature**, v. 52, p. 154–166, jun. 2008. [24](#)

SCHNEIDER, J.; DEDIEU, C.; LE SIDANERr, P.; et al. Defining and cataloging exoplanets: the exoplanet.eu database. **Aap**, v. 532, p. A79, ago. 2011. [10](#)

SHAKURA, N. I.; SUNYAEV, R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance. **Aap**, v. 24, p. 337–355, 1973. [35](#)

SMITH, B. A.; TERRILE, R. J. A circumstellar disk around Beta Pictoris. **Science**, v. 226, p. 1421–1424, dez. 1984. [3](#)

STONE, J. M.; BALBUS, S. A. Angular Momentum Transport in Accretion Disks via Convection. **ApJ**, v. 464, p. 364, jun. 1996. [36](#)

STONE, J. M.; NORMAN, M. L. ZEUS-2D: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions. I - The hydrodynamic algorithms and tests. **ApJS**, v. 80, p. 753–790, jun. 1992. [50](#)

TAKEDA, G.; RASIO, F. A. High Orbital Eccentricities of Extrasolar Planets Induced by the Kozai Mechanism. **ApJ**, v. 627, p. 1001–1010, jul. 2005. [32](#)

TANAKA, H.; IDA, S. Growth of a Migrating Protoplanet. **Icarus**, v. 139, p. 350–366, jun. 1999. [73](#)

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. **ApJ**, v. 565, n. 2, p. 1257, 2002. [xiii](#), [40](#), [42](#), [46](#), [80](#)

TOOMRE, A. On the gravitational stability of a disk of stars. **ApJ**, v. 139, p. 1217–1238, maio 1964. [29](#)

TREMAINE, S. The distribution of comets around stars. In: Phillips, J. A.; Thorsett, S. E.; Kulkarni, S. R. (Ed.). **Planets Around Pulsars**. [S.l.: s.n.], 1993. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 36), p. 335–344. [8](#)

- TSIGANIS, K.; GOMES, R.; MORBIDELLI, A.; LEVISON, H. F. Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System. **Nature**, v. 435, p. 459–461, maio 2005. [32](#)
- UDRY, S.; MAYOR, M.; BENZ, W.; et al. The HARPS search for southern extra-solar planets. V. A 14 Earth-masses planet orbiting HD4308. **Aap**, v. 447, p. 361–367, fev. 2006. [24](#)
- UDRY, S.; MAYOR, M.; SANTOS, N. C. Statistical properties of exoplanets. I. The period distribution: Constraints for the migration scenario. **Aap**, v. 407, p. 369–376, ago. 2003. [23](#), [24](#)
- VARNIÈRE, P.; TAGGER, M. Reviving Dead Zones in accretion disks by Rossby vortices at their boundaries. **Aap**, v. 446, p. L13–L16, fev. 2006. [30](#)
- WARD, W. R. Density waves in the solar nebula - Differential Lindblad torque. **Icarus**, v. 67, p. 164–180, jul. 1986. [32](#), [73](#)
- \_\_\_\_\_. Protoplanet Migration by Nebula Tides. **Icarus**, v. 126, p. 261–281, abr. 1997. [31](#), [32](#), [39](#), [44](#)
- WOLSZCZAN, A.; FRAIL, D. A. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. **Nature**, v. 355, p. 145–147, jan. 1992. [10](#)
- WRIGHT, J. T.; MARCY, G. W.; et al. Four New Exoplanets and Hints of Additional Substellar Companions to Exoplanet Host Stars. **ApJ**, v. 657, p. 533–545, mar. 2007. [11](#)
- WRIGHT, J. T.; MARCY, G. W.; HOWARD, A. W.; et al. The Frequency of Hot Jupiters Orbiting nearby Solar-type Stars. **ApJ**, v. 753, p. 160, jul. 2012. [1](#)
- ZHU, Z.; HARTMANN, L.; GAMMIE, C. Nonsteady Accretion in Protostars. **ApJ**, v. 694, p. 1045–1055, abr. 2009. [36](#)