



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

sid.inpe.br/mtc-m21b/2014/10.24.18.24-TDI

## **ESTUDO DA FORMAÇÃO DINÂMICA DE OBJETOS TRANSNETUNIANOS DESTACADOS PRÓXIMOS A RESSONÂNCIAS DE MOVIMENTOS MÉDIOS COM NETUNO**

Pedro Ivo de Oliveira Brasil

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Mecânica Espacial e Controle, orientada pelos Drs. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado, e Rodney da Silva Gomes, aprovada em 24 de novembro de 2014.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP5W34M/3HA3MTB>>

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

**COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO  
DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):****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/2014/10.24.18.24-TDI

## **ESTUDO DA FORMAÇÃO DINÂMICA DE OBJETOS TRANSNETUNIANOS DESTACADOS PRÓXIMOS A RESSONÂNCIAS DE MOVIMENTOS MÉDIOS COM NETUNO**

Pedro Ivo de Oliveira Brasil

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Mecânica Espacial e Controle, orientada pelos Drs. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado, e Rodney da Silva Gomes, aprovada em 24 de novembro de 2014.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP5W34M/3HA3MTB>>

INPE  
São José dos Campos  
2014

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Brasil, Pedro Ivo de Oliveira.

B736e      Estudo da formação dinâmica de objetos transnetunianos destacados próximos a ressonâncias de movimentos médios com Netuno / Pedro Ivo de Oliveira Brasil. – São José dos Campos : INPE, 2014.

xix + 64 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2014/10.24.18.24-TDI)

Tese (Doutorado em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Mecânica Espacial e Controle) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2014.

Orientadores : Drs. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado, e Rodney da Silva Gomes.

1. Objetos transnetunianos. 2. Ressonâncias orbitais. 3. Sistema solar. I.Título.

CDU 521.31:523.481

---



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 **Doutor(a)** em  
**Engenharia e Tecnologia Espaciais/Mecânica  
Espacial e Controle**

Dr. Tadashi Yokoyama

Presidente / UNESP/RC / Rio Claro - SP

Dr. Antonio Fernando Bertachini de  
Almeida Prado

Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Rodney da Silva Gomes

Orientador(a) / ON/RJ / Rio de Janeiro - RJ

Dr. Othon Cabo Winter

Membro da Banca / UNESP/GUARA / Guaratinguetá - SP

Dr. Fernando Virgilio Roig

Convidado(a) / ON / Rio de Janeiro - RJ

Dr. Valerio Carruba

Convidado(a) / UNESP / Guaratinguetá - SP

Dr. Rafael Sfair de Oliveira

Convidado(a) / UNESP / Guaratinguetá - SP

Este trabalho foi aprovado por:

( ) maioria simples

( ) unanimidade

Aluno (a): **Pedro Ivo de Oliveira Brasil**

São José dos Campos, 24 de Novembro de 2014



*“Das Leben ist wie Fahrradfahren: um das Gleichgewicht zu halten,  
muss man in Bewegung bleiben.”*

*“A vida é como andar de bicicleta: para manter o equilíbrio é preciso  
estar sempre em movimento”.*

ALBERT EINSTEIN



## AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, pela Vida e livre arbítrio. Aos doutores Rodney Gomes e Antonio Bertachini por toda a orientação na tese e tantas outras questões; por me darem suporte e estrutura quando eu mais precisei e, especialmente, por acreditarem abertamente em mim: muito obrigado, sinceramente. Ao doutor David Nesvorný por todo período passado em Boulder-CO, sua motivação, foco, disciplina e alegria de viver, enfim, seu grande exemplo vão sempre me inspirar. Aos tantos amigos feitos durante esses anos de doutorado e às amizades reforçadas, especialmente ao Rogerio Deienno e Diogo Sanchez. Ao Ulisses Guedes, por me dar todo o suporte necessário nas questões de rede, acesso, etc. À Valdirene, por sempre me atender prontamente, com muita calma, atenção e eficiência. Ao INPE/ETE/DMC por me dar a oportunidade de desenvolver minha pesquisa de doutorado nos tema, forma e intensidade que me conviessem. Ao Observatório Nacional, em especial aos doutores Fernando Roig e Rodney Gomes, por me acolherem e tanto me ensinar no primeiro semestre de 2012. À FAPESP, pelas bolsas 2011/08540-9 & 2012/23719-8. Finalmente, agradeço e *dedico* a toda minha família por me apoiar, respeitar e incentivar durante toda minha jornada, *especialmente a meus pais João Brasil e Sandra Brasil, e a minha irmã Laila Brasil.*



## RESUMO

Atualmente são conhecidos mais de mil objetos em órbitas transnetunianas, mas estima-se que o número total de corpos deste tipo possa passar de centenas de milhões. O cinturão de Kuiper contém pelo menos quatro regiões dinamicamente distintas das quais a mais recentemente determinada é a do disco estendido espalhado (ESD), cujos objetos são também denominados de objetos destacados. Um dos objetos pertencentes a esta região, 2004XR190, tem uma órbita peculiar com pequena excentricidade e alta inclinação, sugerindo que algum processo dinâmico foi responsável pela excitação deste último elemento. Gomes (2011) conseguiu reproduzir numericamente órbitas similares às de 2004XR190 como fruto do espalhamento do disco primordial de partículas responsável pela migração dos planetas gigantes no Sistema Solar primitivo. Através de interações entre as ressonâncias (Kozai+MMR) a partícula pode ser destacada após experimentar um modo de baixa excentricidade da ressonância. Nesta tese pretende-se estudar, através de uma metodologia numérica e semi-analítica, mecanismos dinâmicos tais como as ressonâncias de movimentos médios (MMR), a ressonância de Kozai e o acoplamento entre ambas. Em princípio, os mesmos mecanismos que produzem 2004XR<sub>190</sub> seriam capazes de gerar órbitas de corpos próximos a outras MMR's. Aqui pretende-se estudar estas possibilidades, a fim de realizar previsões de possíveis órbitas para corpos ainda não observados no cinturão de Kuiper.

Palavras-chave: Objetos transnetunianos. Ressonâncias orbitais. Sistema solar.



# STUDY OF THE DYNAMICAL FORMATION OF TRANS-NEPTUNIAN OBJECTS CLOSE TO MEAN MOTION RESONANCES WITH NEPTUNE

## ABSTRACT

More than one thousand transneptunian objects are currently known, but it is estimated that this number can be as big as hundreds of millions. The Kuiper Belt contains at least four dynamically distinct regions of which the most recently determined is the extended scattered disk (ESD), whose objects are also called detached objects. One of the objects belonging to this region, 2004XR190, has a peculiar orbit with small eccentricity and high inclination, suggesting that some dynamical process was responsible for the excitation of the latter element. Gomes (2011) was able to numerically reproduce orbits similar to those of 2004XR190 as the result of scattering of the primordial planetesimals disk responsible for the migration of the giant planets in the early solar system. Through interactions between resonances (Kozai+MMR) the particle could be detached from resonance after experiencing a low eccentricity mode resonance. In this thesis we intend to study, through numerical and semi-analytical methods, mechanisms such as mean motion resonances (MMR), Kozai resonance, and the coupling between both. In principle, the same mechanism that produced 2004XR<sub>190</sub> is capable of generating bodies close to other MMR's. Here we intend to study this possibility in order to make predictions of possible orbits for bodies not yet observed in the Kuiper Belt.

Keywords: Trans-Neptunian objects. Orbital resonances. Solar system.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>	
1.1	<p>Acima: distribuição do periélio (<math>q = a \times (1 - e)</math>) contra o semi-eixo maior. As linhas horizontais determinam as regiões do disco espalhado (SD), do disco espalhado estendido (ESD) e dos centauros (abaixo da linha tracejada inferior), enquanto as verticais indicam as ressonâncias 2 : 3 e 1 : 2. O cinturão clássico encontra-se entre estas duas ressonâncias, onde estão maioria dos objetos ressonantes. Abaixo temos a distribuição da inclinação contra o semi-eixo maior, na qual pode-se distinguir as duas subpopulações do cinturão clássico. Nota-se que a menor população conhecida é a dos objetos destacados. Apresentamos todos objetos com semi-eixo maior no intervalo <math>30 &lt; a &lt; 600 \text{ ua}</math> e inclinação menor que <math>70^\circ</math> presentes na base de dados do Minor Planet Center.</p>	3
2.1	<p>Evolução dos semi-eixos maiores dos planetas para uma simulação seguindo o modelo de Nice. Cada planeta na figura está identificado por sua ordem atual de distância do Sol ao final da simulação. . . . .</p>	10
2.2	<p>Evolução da velocidade de migração de Netuno durante a simulação mostrada na figura 2.1. As linhas horizontais representam velocidades de <math>0,1 \text{ ua/Gy}</math> e <math>0,5 \text{ ua/Gy}</math>. . . . .</p>	10
2.3	<p>Evolução orbital de um objeto espalhado capturado pela MMR 2:5 com Netuno, experimentando o mecanismo de Kozai e eventualmente escapando das ressonâncias e ficando fossilizado como um objeto destacado próximo da ressonância 2:5. Todos os ângulos estão medidos em graus. . . . .</p>	11
2.4	<p>Evolução do ângulo ressonante para a mesma partícula da figura 2.3 em dois intervalos de tempo diferentes, dando melhor detalhamento em sua variação. No painel da esquerda a partícula está firmemente presa à ressonância. No painel da direita a amplitude de libração do ângulo ressonante é muito grande e eventualmente substituída por circulação. Tal fato, grosso modo, define o tempo do escape da ressonância. Os ângulos estão medidos em graus. . . . .</p>	12
2.5	<p>Distribuição das inclinações das partículas ao redor das MMRs 2:5 e 1:3. Estas inclinações foram tomadas no intervalo entre <math>0,7</math> a <math>1 \text{ Gy}</math> na simulação que segue o modelo de Nice apresentada na figura 2.1. . . . .</p>	12

3.1	(a) Curvas de nível $e$ vs. $\omega$ para uma partícula capturada na MMR 2:5, librando em torno de $\bar{\phi}_{2:5} = 180^\circ$ com $70^\circ$ de amplitude. Nota-se o aparecimento dos centros clássicos da ressonância de Kozai em $\omega = k \cdot 90^\circ$ . A partícula pode experimentar grandes variações na excentricidade e inclinação. Em (b) temos as mesmas condições iniciais que em (a), exceto pela amplitude de libração do ângulo ressonante, que neste caso é igual a $120^\circ$ . Nota-se o desaparecimento dos centros clássicos de Kozai em $\omega = k \cdot 90^\circ$ . As grandes variações em $(e, i)$ não são mais possíveis, então cada órbita terá grande excentricidade e baixa inclinação ou vice-versa. . . . .	16
3.2	Resultados de uma simulação numérica em que a partícula experimenta MMR 2:5+Kozai, e o desaparecimento de ambas devido à grande amplitude de libração de $\phi_{2:5}$ . A órbita final tem excentricidade pequena, logo, alta inclinação (não mostrada), pois está no estado chamado de modo hibernante, uma vez que ela pode tornar a experimentar os efeitos do acoplamento MMR+Kozai devido ao comportamento caótico apresentado. Os quatro gráficos mostram a evolução temporal da excentricidade, do argumento do pericentro, do ângulo ressonante médio ( $\bar{\phi}_{2:5}$ ) e sua amplitude de oscilação, respectivamente. Todos os ângulos estão em graus. Os quadrados representam tempos específicos para os quais as curvas de nível são mostradas na figura 3.4. . . . .	17
3.3	A mesma variação do ângulo ressonante apresentada na figura 3.2 não mediada e detalhada no tempo de modo a tornar o período de libração visível na escala. Este comportamento é comum às ressonâncias de movimentos médios exteriores com Netuno acopladas com a ressonância de Kozai. Mesmo quando a partícula não está no modo hibernante tal comportamento aparece como, por exemplo, durante o intervalo 3,30 Gy e 3,32 Gy, mostrado na figura 3.2. . . . .	17
3.4	Esta sequência de quadros está associada aos pontos quadrados da figura 3.2. Graficamos $e$ vs. $\omega$ original da partícula também como quadrados. Em cada ponto, a amplitude e o centro de libração do ângulo ressonante nos permitem construir as curvas de nível associadas com cada quadrado, de modo que cada um deles segue uma curva equipotencial nos diagramas de curva de nível em que o tempo varia. O ponto principal é mostrar a característica aleatória da entrada no modo hibernante. Os gráficos (c) e (g) são muito similares e correspondem a picos na amplitude de libração, como mostrado na figura 3.2. As transições para os painéis (d) e (h) mostra a súbita diferença entre entrar ou não no modo hibernante. . . .	18

3.5	Curvas de nível $e$ vs. $\omega$ para a MMR 1:3. Em (a) $\bar{\phi}_{1:3} = 70^\circ$ com $30^\circ$ de amplitude, em (b) $\bar{\phi}_{1:3} = 285^\circ$ com $5^\circ$ de amplitude de libração, em (c) $\bar{\phi}_{1:3} = 70^\circ$ com $60^\circ$ de amplitude, e em (d) $\bar{\phi}_{1:3} = 285^\circ$ com amplitude de $30^\circ$ . Os centros assimétricos da ressonância de Kozai estão claros em (b), e as curvas achatadas em (c) indicam que o modo hibernante também pode ser acessado para a MMR 1:3. Todos os casos possuem $a = 62, 63$ $ua$ e $H = 0, 82$ . . . . .	19
4.1	Evolução temporal de uma partícula capturada pela MMR 2:5 com Netuno. O painel superior mostra a evolução da distância do periélio, $q$ , e inclinação, $i$ . O painel intermediário apresenta a evolução do argumento do pericentro, $\omega$ , e o painel inferior mostra o ângulo ressonante $\phi_{2:5}$ . Notam-se diversos modos dinâmicos como, por exemplo, o acoplamento entre as ressonâncias de Kozai e movimento médio, e o modo hibernante. No final, a partícula está em uma órbita destacada ( $q > 40$ $ua$ ) não fossilizada. Todos os ângulos estão em graus. . . . .	23
4.2	Evolução temporal de uma partícula capturada pela MMR 1:3 com Netuno. O painel superior mostra a evolução da distância do periélio, $q$ , e inclinação, $i$ . O painel intermediário apresenta a evolução do argumento do pericentro, $\omega$ , e o painel inferior mostra o ângulo ressonante $\phi_{1:3}$ . É possível notar o aparecimento dos centros assimétricos da ressonância de Kozai entre $800$ $My$ e $1,4$ $Gy$ . Apesar de a partícula permanecer um grande período no modo hibernante, as ressonâncias voltam a atuar e grandes variações na distância do periélio e inclinação são notadas ao final da simulação. Todos os ângulos estão em graus. . . . .	24
5.1	Diagrama $V_{mig}$ vs. semi-eixo maior médio para partículas que estavam inicialmente na MMR 2:5 com Netuno. A média foi calculada sobre os 5% finais de cada simulação. Os círculos preenchidos correspondem às partículas que iniciaram no modo hibernante, enquanto os círculos sem preenchimento às que iniciaram no modo Kozai. As linhas verticais representam aproximadamente os semi-eixos maiores ressonantes no início (à esquerda) e após (à direita) a migração residual de Netuno. Fica claro que partículas inicialmente no modo hibernante tendem a escapar da ressonância de movimentos médios, tornando-se objetos fossilizados, enquanto as que iniciam no modo Kozai, ao contrário, tendem a permanecer capturadas em ressonância e seguir a migração. . . . .	27

5.2	Análogo à figura 5.1 para partículas que estavam inicialmente na MMR 1:3 com Netuno. . . . .	28
5.3	Evolução média do semi-eixo maior de Netuno, cujas condições iniciais para $a_N$ vêm das integrações estáticas, e considerando migração com a mesma taxa de migração que aquelas sofridas por Netuno durante os últimos 3 $Gy$ da grande integração mostrada na figura 2.2. Também apresentamos os resultados da aplicação da migração de Netuno em partículas inicialmente no modo hibernante: “R” corresponde a partículas que permaneceram em ressonância ao final da integração e “E” a partículas que eventualmente escaparam da ressonância antes do final da integração numérica. O tempo associado com cada símbolo corresponde ao tempo das condições iniciais tomadas para a integração considerando Netuno experimentando a evolução de semi-eixo mostrada nesta figura. Todas as integrações numéricas foram feitas por 4,5 $Gy$ . . . . .	30
5.4	Comparação entre as distribuições de excentricidade para a evolução de 9 partículas originais na região da MMR 2:5 (histograma pontilhado) e das excentricidades médias para as partículas teste que escaparam da ressonância enquanto Netuno estava migrando, tornando-se objetos fossilizados (histograma contínuo). Os picos em $e \sim 0,12$ e $e \sim 0,18$ sugerem que órbitas do tipo $2004XR_{190}$ podem ser formadas próximas à MMR 2:5, como proposto por Gomes (2011). . . . .	31
5.5	Comparação entre as distribuições de excentricidade para a evolução de 7 partículas originais na região da MMR 1:3 (histograma pontilhado) e das excentricidades médias para as partículas teste que escaparam da ressonância enquanto Netuno estava migrando, tornando-se objetos fossilizados (histograma contínuo). O pico em $e \sim 0,21$ sugere que órbitas do tipo $2004XR_{190}$ podem ser formadas próximas à MMR 1:3, como proposto por Gomes (2011). . . . .	32
5.6	Resultados na região da MMR 2:5 para uma simulação original reiniciada de aproximadamente 3,5 $Gy$ . Netuno estava inicialmente em $a_N = 29,8$ $ua$ e foi feito migrar com $V_{mig} = 0,5$ $ua/Gy$ . As linhas verticais correspondem aos semi-eixos maiores ressonantes inicial (à esquerda) e final (à direita), $a_{2:5}$ . Todas as partículas presentes na integração original naquele tempo foram consideradas. . . . .	34

5.7	Resultados na região da MMR 1:3 para uma simulação original reiniciada de aproximadamente 1,0 Gy. Netuno estava inicialmente em $a_N = 29,8 ua$ e foi feito migrar com $V_{mig} = 0,5 ua/Gy$ . As linhas verticais correspondem aos semi-eixos maiores ressonantes inicial (à esquerda) e final (à direita), $a_{1:3}$ . Todas as partículas presentes na integração original naquele tempo foram consideradas. . . . .	35
5.8	Distribuição das inclinações iniciais de partículas que acessaram pelo menos uma vez o modo hibernante. . . . .	37
5.9	Evolução de uma partícula capturada na MMR 1:3 com Netuno, experimentando a ressonância de Kozai e eventualmente o modo hibernante. A partícula inicia com uma pequena inclinação e apresenta grandes variações na excentricidade e inclinação. . . . .	38
6.1	Evolução da órbita de Netuno segundo a simulação do modelo A. O painel superior mostra o semi-eixo maior do planeta e o inferior apresenta a evolução de sua excentricidade para um período de 1 bilhão de anos. A integração completa foi de 4,5 bilhões de anos, mas a instabilidade ocorre em cerca de 650 milhões de anos. . . . .	45
6.2	Distribuição do semi-eixo maior <i>vs.</i> excentricidade (acima) e semi-eixo maior <i>vs.</i> inclinação (abaixo) das partículas que terminaram a simulação do modelo A com $i > 5^\circ$ (círculos preenchidos) na região dos objetos quentes, representados por cruces (apenas os HCs observados por três ou mais oposições). As curvas no gráfico superior representam $q = 40 ua$ e $q = 30 ua$ para referência. As linhas tracejadas verticais representam diversas MMRs no intervalo de semi-eixos maiores do cinturão clássico de Kuiper. . . . .	46
6.3	Evolução orbital de uma partícula do modelo A. Mostramos o semi-eixo maior da partícula em preto e o semi-eixo maior da MMR 1:2 com Netuno em cinza no gráfico superior à esquerda, a distância do periélio no gráfico inferior à esquerda, o argumento do pericentro, $\omega$ , no painel superior à direita e o ângulo ressonante da MMR 1:2 no painel inferior à direita. A partícula termina em uma órbita na região dos objetos quentes clássicos com $q \simeq 45 ua$ após escapar da MMR 1:2. . . . .	47
6.4	Análoga à figura 6.3, porém para uma partícula capturada pela MMR 5:9 com Netuno. A partícula é solta da ressonância de movimentos médios em uma órbita estável na região dos objetos clássicos quentes com $q \simeq 38 ua$ . . . . .	48

6.5	Evolução da órbita de Netuno na simulação do modelo B. O painel superior mostra o semi-eixo maior de Netuno desde a instabilidade próxima de $t = 0$ até $t = 200 My$ anos (a simulação teve duração total de 4 Gy após a instabilidade). O painel inferior mostra a excentricidade de Netuno para o mesmo intervalo de tempo. A amostragem nos elementos orbitais mudou em 120 My. . . . .	50
6.6	Semi-eixo maior, excentricidade e inclinação de uma partícula que atingiu uma órbita de objeto quente clássico na simulação do modelo B. A linha vermelha no gráfico superior mostra a localização do semi-eixo maior da MMR 3:5. . . . .	52
6.7	Evolução orbital de uma partícula do modelo C. Mostramos seu semi-eixo maior no gráfico superior da esquerda, a distância do periélio (em preto) e a inclinação (em cinza) no painel inferior à esquerda, o argumento do pericentro, $\omega$ , no gráfico superior da direita, e o ângulo ressonante da MMR 3:5 no gráfico inferior à direita. O sistema permanece “estático” até 2Gy, quando impomos a migração residual sobre Netuno. A partícula eventualmente é solta em uma órbita estável na região dos objetos quentes clássicos com $q \simeq 40 ua$ e $i \simeq 12^\circ$ . . . . .	55
6.8	Análoga à figura 6.7, mas para uma partícula capturada pela MMR 4:7. O objeto atinge uma órbita compatível com os objetos quentes do cinturão clássico com $q \simeq 41 ua$ e $i \sim 12^\circ$ após escapar da ressonância. . . . .	56

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO . . . . .</b>	<b>1</b>
<b>2 RESULTADOS DE UMA SIMULAÇÃO SEGUNDO O MO- DELO DE NICE . . . . .</b>	<b>9</b>
<b>3 ABORDAGEM SEMI-ANALÍTICA DA RESSONÂNCIA DE KOZAI DENTRO DAS MMRs 2:5 E 1:3 . . . . .</b>	<b>13</b>
<b>4 SIMULAÇÕES SEM MIGRAÇÃO . . . . .</b>	<b>21</b>
<b>5 IMPONDO MIGRAÇÃO RESIDUAL EM NETUNO . . . . .</b>	<b>25</b>
5.1 Estimativa da massa dos objetos destacados fossilizados . . . . .	36
<b>6 OBJETOS QUENTES DO CINTURÃO CLÁSSICO DE KUIPER 41</b>	
6.1 Modelo A: Netuno espalhado com alta excentricidade . . . . .	43
6.2 Modelo B: Netuno espalhado com baixa excentricidade . . . . .	48
6.3 Modelo C: maior resolução entre 41 e 46 ua . . . . .	53
<b>7 CONCLUSÃO . . . . .</b>	<b>57</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>59</b>



## 1 INTRODUÇÃO

Os quatro planetas do Sistema Solar exterior têm massas expressivas: Júpiter com  $318M_{\oplus}$ , Saturno, Urano e Netuno com  $95M_{\oplus}$ ,  $14M_{\oplus}$  e  $17M_{\oplus}$ , respectivamente ( $M_{\oplus} = 6 \times 10^{24}kg$  é a massa da Terra). Existe uma tendência de diminuição da massa com o aumento da distância heliocêntrica, apesar de Urano e Netuno serem semelhantes nesse quesito. Mesmo com a queda na quantidade de massa, os dois gigantes gelados contêm grande quantidade de material oriundo da nebulosa solar. É pouco provável, portanto, que tal nebulosa tivesse um fim abrupto e é razoável supor que parte de seu material desse origem a outros objetos além da órbita de Netuno – Plutão tem apenas  $0,002M_{\oplus}$  – (MCBRIDE, 2004).

Desde o início da década de 1950, Gerard Kuiper especulava sobre a existência de corpos remanescentes das partes mais externas da nebulosa solar. Tais corpos formariam um disco de planetesimais deixado para trás após a formação dos planetas (KUIPER, 1951; EDGEWORTH, 1949). Porém, corpos como Plutão (ou menores) são de difícil identificação mesmo com grandes telescópios, pois têm pequena magnitude e movem-se lentamente em relação às estrelas de fundo.

Em 1977 uma nova classe de asteroides, atualmente conhecidos como *centauros*, foi iniciada com a descoberta do objeto (2060)Chiron (KOWAL; GEHRELS, 1977). De maneira simplista, um *centauro* pode ser definido como um objetos cuja distância do periélio da órbita situa-se entre as órbitas de Júpiter e Netuno. Devido às suas características orbitais, esta classe é fortemente perturbada pelos planetas e o tempo de meia vida destes objetos é  $t \sim 2,7 \times 10^6$  anos (HORNER et al., 2004), é pequeno se comparado com a escala de tempo de formação do Sistema Solar. Isso significa que a população deve ser repostada com o tempo, reforçando a hipótese lançada por Kuiper sobre a existência de um disco de objetos além de Netuno. Fernandez (1980), utilizando métodos estatísticos, mostrou que os cometas de curto período ( $3,3 < P < 13$  anos) também podem ser gerados e repostos por tal disco.

Mais de quarenta anos se passaram desde as primeiras especulações teóricas até a descoberta do primeiro objeto transnetuniano – desconsiderando Plutão e Caronte – pertencente ao cinturão de Kuiper, 1992QB<sub>1</sub> (JEWITT; LUU, 1993). Este corpo tem órbita com semi-eixo maior de  $44,2 ua$  e pequenas excentricidade e inclinação, compondo o que hoje é conhecido como cinturão clássico. Desde então mais de 1600 corpos foram identificados e hoje nos dão uma visão completamente nova do sistema solar além de Netuno. Tais objetos, e os que ainda serão descobertos, são considerados os remanescentes de uma população inicial muito maior de planetesimais e

são capazes de fornecer importantes informações – especialmente através de suas distribuições orbital e de tamanho – sobre os processos que dominaram a formação do Sistema Solar (BARUCCI M. A., 2008).

A partir da análise da frequência de distribuição de tamanhos dos objetos do cinturão de Kuiper, pode-se estimar com razoável margem de segurança que o número de corpos com raio maior que 50km seja de aproximadamente  $N(r > 50km) = 3 \times 10^4$  (TRUJILLO et al., 2001). A frequência de distribuição de tamanhos é adotada como sendo uma lei de potência diferencial do tipo  $n(r)dr \propto r^{-q}dr$ , onde  $n(r)dr$  é o número de objetos com raio entre  $r$  e  $r + dr$  e  $q$  é o índice da distribuição de tamanhos. Utilizando o mesmo expoente que para o caso  $r = 50 km$  ( $q = -4$ ) para o cálculo de corpos com raio maior que 1km obtém-se o valor de  $N(r > 1km) = 8 \times 10^9$  (GOMES et al., 2005). Portanto, é possível afirmar que o cinturão de Kuiper é tão ou mais populoso quanto o cinturão principal de asteroides localizado entre as órbitas de Marte e Júpiter.

Os objetos do cinturão de Kuiper podem ser classificados em pelo menos quatro categorias, de acordo com suas propriedades dinâmicas (JEWITT et al., 1998; GLADMAN et al., 2002; GOMES et al., 2005; GOMES et al., 2008). São elas: (i) cinturão clássico: composto por corpos não ressonantes na região de semi-eixos maiores  $42 \lesssim a \lesssim 48 ua$ . Nesta região é possível distinguir uma distribuição bimodal de acordo com as inclinações de objetos *frios* com  $i < 4^\circ$  e *quentes*, cujas inclinações podem superar  $30^\circ$  (BROWN, 2001). (ii) Objetos ressonantes: em geral presos em ressonâncias de movimentos médios exteriores (MMRs) com Netuno, cujos mais conhecidos estão nas ressonâncias 1:2 e 2:3, estes últimos denominados “Plutinos”. (iii) Disco espalhado (SD, scattered disk): classificado como aquele cujos periélios,  $q$ , das órbitas dos objetos se aproximam de Netuno e têm semi-eixo maior  $a > 50 ua$ , apresentando dinâmica pouco estável. Por último temos (iv) disco espalhado estendido (ESD, extended scattered disk) ou disco espalhado com alto periélio (HPSD) ou ainda objetos destacados, cujos corpos têm  $a > 50 ua$  e  $q \gtrsim 35-40 ua$ , proporcionando uma dinâmica bem mais estável. Esta última população pôde ser definida apenas recentemente (GLADMAN et al., 2002; GOMES et al., 2005; GOMES et al., 2008; ALLEN et al., 2006) e é a que possui atualmente o menor número de membros conhecidos. Apesar de não serem exatamente objetos do cinturão de Kuiper, é interessante citarmos o grupo dos Centauros. Os objetos deste grupo possuem  $q_{Jup.} < q < q_{Net.}$ , o que torna suas órbitas instáveis e, portanto, com grande necessidade de reposição. Todas as populações estão apresentadas na Figura 1.1.

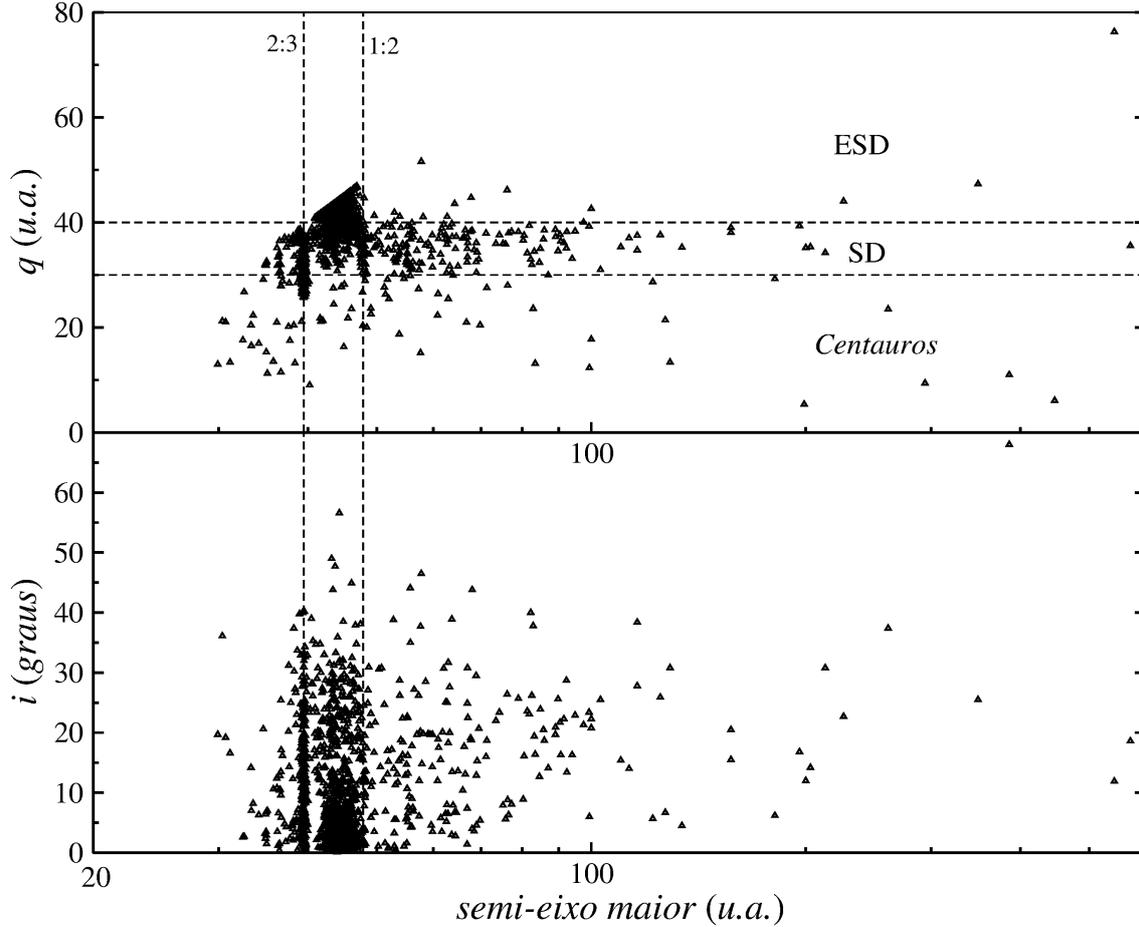


Figura 1.1 - Acima: distribuição do periélio ( $q = a \times (1 - e)$ ) contra o semi-eixo maior. As linhas horizontais determinam as regiões do disco espalhado (SD), do disco espalhado estendido (ESD) e dos centauros (abaixo da linha tracejada inferior), enquanto as verticais indicam as ressonâncias 2 : 3 e 1 : 2. O cinturão clássico encontra-se entre estas duas ressonâncias, onde estão maioria dos objetos ressonantes. Abaixo temos a distribuição da inclinação contra o semi-eixo maior, na qual pode-se distinguir as duas subpopulações do cinturão clássico. Nota-se que a menor população conhecida é a dos objetos destacados. Apresentamos todos objetos com semi-eixo maior no intervalo  $30 < a < 600$  ua e inclinação menor que  $70^\circ$  presentes na base de dados do Minor Planet Center.

Nesta tese estamos especialmente interessados na evolução dinâmica de objetos que passam do disco espalhado para o disco espalhado estendido. Portanto, a seguir, apresentaremos alguns resultados presentes na literatura sobre estas populações. O primeiro trabalho a abordar a formação do disco espalhado foi [Duncan e Levison \(1997\)](#). Os autores realizaram integrações de 4 bilhões de anos, com os planetas nas posições atuais e um disco frio ( $35 < a < 50$  ua,  $e \sim 0$ ,  $i \sim 0$ ) de 2200 corpos

passíveis de sofrerem encontros com Netuno. Desta forma, [Duncan e Levison \(1997\)](#) mostram que é possível produzir um disco de planetesimais espalhados além da órbita de Netuno. Tais planetesimais podem ter semi-eixos maiores além de  $50 \text{ ua}$  e inclinações de até  $30^\circ$ . Os autores do estudo estimam ainda uma população atual para o disco espalhado de  $6 \times 10^8$  corpos e argumentam também que ele é o reservatório de cometas da família de Júpiter. Os objetos  $1996RQ_{20}$  e  $1996TL_{66}$  têm elementos orbitais que os enquadram como os primeiros membros descobertos do disco espalhado (SD).

[Trujillo et al. \(2001\)](#) definem os objetos espalhados como os que têm  $a > 50 \text{ ua}$  e periélio próximo de  $35 \text{ ua}$ . Em seu trabalho eles estimaram, através de uma lei de potência diferencial para distribuição de tamanhos, que o número de corpos na região do SD com diâmetros entre  $100 \text{ km}$  e  $2000 \text{ km}$  é de aproximadamente  $3,1 \times 10^4$ . Extrapolando a distribuição para diâmetros entre  $2 \text{ km}$  e  $20 \text{ km}$  e mantendo-se o expoente da distribuição em  $-4$  obtêm um número  $\sim 4 \times 10^9$ , em concordância com os resultados de [Duncan e Levison \(1997\)](#). Os autores ainda estimam a massa do disco espalhado atual em  $0,05 M_{\oplus}$ .

A existência do disco espalhado estendido foi proposta por [Gladman et al. \(2002\)](#) com a descoberta do objeto transnetuniano  $2000 \text{ CR}_{105}$ , cujo semi-eixo maior é  $220 \text{ ua}$  ( $\pm 1 \text{ ua}$ ) e o periélio da órbita  $q = 44,14 \text{ ua}$ . Este corpo e  $1995 \text{ TL}_8$  ( $q = 40,08 \text{ ua}$ ) estariam além do domínio no qual poderiam sofrer forte perturbação gravitacional de Netuno ou qualquer outro planeta gigante. Assim, os autores propõem possíveis origens dinâmicas para esta população. Caos difusivo de longo período, perturbações gravitacionais por um décimo planeta ainda não descoberto, por embriões planetários ou estrelas passantes durante a formação do Sistema Solar são propostos e discutidos no artigo – especialmente para formação dinâmica de objetos com  $a > 100 \text{ ua}$ . Posteriormente, [Gomes et al. \(2006\)](#) apresentaram um mecanismo para produzir objetos destacados distantes com grande distância do periélio invocando a possibilidade de que tais objetos tenham interagido com uma companheira solar de massa planetária. [Brasser et al. \(2006\)](#), [Brasser et al. \(2012\)](#), em contrapartida, propuseram que objetos da nuvem de Oort interior (na realidade é difícil definir quando termina a população destacada e quando começa a nuvem de Oort interior) teriam se formado pelo efeito de aumento da distância do periélio causado por um aglomerado primordial de estrelas em que se supõe que seja o ambiente onde o Sol tenha se formado. Os autores consideram encontros próximos estelares e o potencial do gás do aglomerado como um cenário capaz de produzir órbitas destacadas com  $a > 200 \text{ ua}$ .

Em Gomes (2003), dentre outras coisas, o autor simula o Sistema Solar considerando os planetas gigantes em órbitas mais compactas (exceto Júpiter que inicia  $\sim 0,2$  *ua* além do seu semi-eixo maior atual) por  $4,5 \times 10^9$  anos. Ao sistema também é adicionado um disco de planetesimais com  $50M_{\oplus}$  que se estende no intervalo 18 – 50 *ua*. A interação entre o disco de planetesimais e os planetas induz a migração planetária (FERNÁNDEZ; IP, 1984; HAHN; MALHOTRA, 1999; TSIGANIS et al., 2005). Em  $1 \times 10^9$  anos Netuno está em  $\sim 31$  *ua* (*fase 1*) e então durante o restante da integração numérica passa-se a considerar apenas os planetesimais que foram espalhados (*fase 2*). Este procedimento faz com que a migração pare e os planetas permaneçam próximos às suas posições atuais.

Durante a primeira fase alguns objetos transnetunianos (ou TNOs) podem ser presos em ressonâncias e evoluir para maiores semi-eixos maiores e ter a excentricidade aumentada enquanto Netuno migra (MALHOTRA, 1995; HAHN; MALHOTRA, 2005). Este processo é ineficiente em aumentar a inclinação para grandes valores se os objetos que são capturados pela ressonância têm inicialmente pequenas excentricidades. Entretanto, um efeito similar pode ocorrer caso TNOs excêntricos sejam capturados durante a migração de Netuno, transformando a diminuição da excentricidade no aumento da inclinação, devido ao surgimento da ressonância de Kozai (KOZAI, 1962). A ressonância de Kozai é usualmente definida pela libração do argumento do periélio,  $\omega$ , e pela consequente oscilação acoplada entre a excentricidade e a inclinação, respeitando a relação  $(1 - e^2)^{1/2} \cos(i) = cte$ , de modo que um atinge o valor mínimo enquanto o outro o máximo e vice-versa, para órbitas prógradas. A excentricidade e a inclinação variam em fase quando a órbita é retrógrada, dada a relação de Kozai. Embora a ressonância de Kozai seja fraca na região do cinturão de Kuiper (THOMAS; MORBIDELLI, 1996), seus efeitos são amplificados quando o TNO está preso a uma MMR (GOMES, 2003; GOMES et al., 2005; GALLARDO, 2006; GALLARDO et al., 2012). Devido à migração, ambas as ressonâncias podem ser quebradas enquanto o planetesimal está numa fase de baixa excentricidade e alta inclinação.

Desta forma, alguns corpos podem ser fossilizados na região do disco estendido espalhado após o término da migração planetária. Gomes (2003) mostra ainda que durante a segunda fase, com os planetas em posições próximas às atuais, também é possível gerar corpos pertencentes ao ESD. Porém, apesar de alguns planetesimais reterem o periélio em valores altos por grandes períodos, o processo é reversível devido a esta ser uma fase “conservativa” e os objetos poderem voltar a ter suas órbitas fortemente perturbadas por Netuno devido a um novo acoplamento entre as ressonâncias.

Gomes et al. (2005) analisam a questão apresentada anteriormente. Em seu estudo, os autores utilizam dois modelos: o primeiro semelhante aos de Gomes (2003) e o segundo considerando os corpos até então conhecidos do SD e do ESD juntamente com clones baseados em seus elementos orbitais para aumentar a amostragem. Através da análise de ambos os modelos, integrados por períodos de 4,5Gy e 5Gy, confirmaram que para um planetesimal do SD obter altos valores de periélio é necessário que seja capturado em MMR e passe pelo mecanismo de Kozai. Uma estimativa que fazem é que entre 12% e 15% dos objetos com  $a > 50 \text{ ua}$  espalhados por Netuno pertencem ao ESD. A quantidade de corpos fossilizados no ESD na fase em que ainda há migração é dependente das variáveis do modelo, especialmente da massa do disco de planetesimais, mas um limite superior de 10% da quantidade de planetesimais que são inicialmente espalhados por Netuno é proposto. As metodologias considerando apenas perturbações gravitacionais dos planetas gigantes, sem levar em conta outros elementos como planetas intrusos, companheiras solares ou passagens estelares, conseguem explicar razoavelmente bem a existência de objetos com  $q > 40 \text{ ua}$  para  $a \lesssim 200 \text{ ua}$ .

Em 2006 foi anunciada a descoberta do primeiro objeto com excentricidade baixa ( $< 0,2$ ) além da MMR 1:2 (ALLEN et al., 2006). A nomenclatura atribuída ao corpo pelo Minor Planet Center foi 2004XR<sub>190</sub>, mas ele também é conhecido por *Buffy*. Este corpo consta na base de dados do MPC com os elementos orbitais  $a = 57,74 \text{ ua}$ ,  $e = 0,109$  e um surpreendente valor de  $i = 46,6^\circ$  em relação à eclíptica. Poucos TNOs eram/são conhecidos com  $i > 40^\circ$ , especialmente porque as campanhas de busca concentram-se próximas ao plano da eclíptica (JEWITT et al., 1996; GLADMAN et al., 2001; TRUJILLO; BROWN, 2003; PETIT et al., 2006) e um objeto como 2004XR<sub>190</sub> passa apenas  $\sim 2\%$  do tempo de sua órbita na região ( $\pm 1^\circ$ ) deste plano. Ou seja, as campanhas têm um viés observacional favorecendo corpos com baixas inclinações – apesar disso a maioria dos TNOs além da MMR 2:1 tem  $i > 5^\circ$ . A descoberta de *Buffy* indica que observações cobrindo maiores porções do céu devem mostrar a existência de muito mais corpos com altas inclinações.

Allen et al. (2006) argumentam que modelos como passagens estelares ou a presença de um embrião planetário no cinturão de Kuiper primordial não são capazes de explicar a origem dinâmica de 2004XR<sub>190</sub>. O primeiro gera corpos simultaneamente com altas inclinações e excentricidades e as inclinações aumentam quanto maior o semi-eixo maior, indo na direção contrária do que se conhece (ver Figura 1.1). Já o segundo pode criar objetos com baixa excentricidade, mas é pouco eficiente na criação de corpos com inclinações maiores que  $40^\circ$ . Os autores sugerem que o pro-

cesso mais provável para gerar órbitas como as de *Buffy* é o apresentado por Gomes (2003) e Gomes et al. (2005). Ou seja, um planetesimal inicialmente espalhado por Netuno é capturado em ressonância de movimentos médios, possivelmente 3:8, e experimenta simultaneamente a ressonância (mecanismo) de Kozai. Durante a fase em que o planetesimal está com pequena excentricidade e grande inclinação seria liberado de ambas as ressonâncias devido à migração de Netuno, ficando numa órbita estável livre de fortes perturbações deste e dos demais planetas gigantes. Porém, até aquela data, nenhum resultado tinha mostrado a capacidade da MMR 3:8 produzir objetos do tipo 2004XR<sub>190</sub>.

Gomes (2011) analisou a possibilidade de *Buffy* ser um objeto pertencente ao disco primordial espalhado pela migração planetária de acordo com o modelo de Nice (TSIGANIS et al., 2005; GOMES et al., 2005; MORBIDELLI et al., 2005). Este modelo explicaria, dentre outras coisas, a origem da atual configuração dos planetas exteriores no Sistema Solar, o bombardeamento lunar tardio e a formação dos asteroides troianos de Júpiter. Em suas simulações, Gomes (2011) obteve um planetesimal que foi capturado em MMR 3:8 com Netuno e sofreu, após tal captura, os efeitos do mecanismo de Kozai em que  $(e, i)$  sofrem variações de grande amplitude. Um outro comportamento interessante na ressonância de movimentos médios notado pelo autor foi nomeado *modo hibernante*. Neste modo a excentricidade é mantida baixa ( $e < 0,2$ ) e a inclinação alta por longos intervalos de tempo, ambas com pequena amplitude de oscilação. Os planetesimais que são capturados pela ressonância 3:8 e experimentam, além do mecanismo de Kozai, o modo hibernante, tendem a terminar as simulações numéricas com elementos orbitais muito próximos aos atualmente atribuídos a 2004XR<sub>190</sub> após Netuno sofrer uma migração residual, deixando estes planetesimais fora do semi-eixo ressonante. Portanto, é possível que os mesmos mecanismos dinâmicos que explicam a formação dinâmica de *Buffy* próximo à MMR 3:8 também seriam capazes de produzir objetos com características orbitais semelhantes a 2004XR<sub>190</sub> próximos a outras ressonâncias de movimentos médios com Netuno.

Nós pretendemos então, nesta tese, desenvolver um estudo compreensivo da formação dinâmica de objetos destacados próximos das MMRs 2:5 e 1:3 com Netuno, que são as mais fortes além da 1:2, uma vez que têm a menor combinação entre ordem e grau. Nós realizamos diversas integrações numéricas dos quatro planetas gigantes e dois discos de planetesimais espalhadas ao redor das ressonâncias de interesse. Consideramos um cenário com o sistema solar atual e outro onde Netuno está um pouco antes da sua posição presente, de modo que uma fase de migração residual

pudesse ser acrescentada.

Esta tese visa contribuir para o entendimento da formação dinâmica de objetos transnetunianos. Queremos mostrar que é racionalmente viável e numericamente factível supor que mecanismos puramente gravitacionais e não-dissipativos são suficientes para explicar a formação de boa parte dos TNOs próximos a MMRs com Netuno, pertencentes a qualquer dos grupos apresentados. Para tanto, a presente tese está dividida da seguinte maneira: no capítulo 2, apresentamos os resultados da integração numérica das equações do movimento dos planetas gigantes e um disco de planetesimais, de acordo com o modelo de Nice *I*. Esta integração é usada para determinar a velocidade de migração residual usada nos capítulos posteriores. Ainda no capítulo 2 apresentamos um exemplo do mecanismo dinâmico para formação de objetos destacados fossilizados que servirá como motivação para o restante do trabalho. No capítulo 3 apresentamos um estudo semi-analítico da ressonância de Kozai dentro das ressonâncias de movimentos médios 2:5 e 1:3. No capítulo 4 mostramos os principais resultados dos nossos experimentos numéricos sem a migração residual de Netuno. Idealizamos um caminho dinâmico para a formação de objetos destacados a partir de objetos inicialmente espalhados e relacionamos tal caminho com o estudo desenvolvido no capítulo 3. O capítulo 5 apresenta os resultados mais interessantes dos experimentos numéricos *com* migração residual de Netuno. Apresentamos o cálculo da razão entre os objetos destacados com altas ( $q > 40 \text{ ua}$ ) e moderadas ( $35 < q < 40 \text{ ua}$ ) distâncias do periélio e uma estimativa da massa depositada próxima às MMRs estudadas. Expandimos o estudo realizado, ao aplicar metodologia análoga à região do cinturão clássico de Kuiper para explicar a formação de parte dos objetos quentes no capítulo 6. Por fim, resumimos nossos principais resultados e fornecemos as conclusões no capítulo 7.

## 2 RESULTADOS DE UMA SIMULAÇÃO SEGUNDO O MODELO DE NICE

Neste capítulo consideramos uma integração numérica das equações do movimento dos planetas gigantes e um disco de partículas massivas de acordo com o modelo de Nice (TSIGANIS et al., 2005). Os semi-eixos maiores para os planetas são 5,45 *ua*, 8,18 *ua*, 11,5 *ua* e 14,2 *ua* para Júpiter, Saturno, Urano e Netuno, respectivamente. As excentricidades são zero e as inclinações 0° para Júpiter e Urano e 0,5° para Saturno e Netuno. O disco é inicialmente composto por mil planetesimais com massa total de 35 massas terrestres, com densidade superficial de acordo com  $r^{-1}$  e situado entre 16 *ua* e 40 *ua*. As partículas do disco têm inicialmente excentricidades e inclinações iguais a zero. Quando os planetas terminam a fase de encontros mútuos, clonamos cada planetesimal 30 vezes. A figura 2.1 mostra a evolução do semi-eixo maior dos planetas para tempos antes e após a fase de instabilidade causada pelos encontros próximos entre os planetas. Focamos principalmente na migração de Netuno. A figura 2.2 apresenta a evolução da velocidade de migração de Netuno em função do tempo. Para tanto, tomamos a média do semi-eixo maior de Netuno a cada um milhão de anos e então calculamos a média das velocidades encontradas para os semi-eixos maiores médios a cada 100 *My*. Note que de  $t = 0,75$  *Gy* a  $t = 1,5$  *Gy*, a velocidade de migração de Netuno varia de 5 *ua/Gy* a 0,1 *ua/Gy*. Este é o intervalo de velocidades utilizado nas simulações do capítulo 5, que corresponde à velocidade de migração de Netuno durante um intervalo de 0,85 *Gy*. Deve-se notar também que embora após cerca de 1,5 *Gy* na integração mostrada na figura 2.2, Netuno tem velocidade de migração *média* abaixo de 0,1 *ua/Gy*. Porém, se não tomamos a média das velocidades, percebemos que o valor absoluto da velocidade de migração de Netuno é superior a 0,1 *ua/Gy* durante a maior parte do tempo (78%). Podemos extrapolar e argumentar que Netuno, bem como os demais corpos do sistema solar, experimentam uma migração residual - extremamente menor - até os dias de hoje, devido á continuada interação gravitacional entre todas as massas.

A simulação em discussão também apresentou uma ocorrência de captura e posterior escape das MMRs 2:5 e 1:3. A figura 2.3 mostra o caso da partícula capturada e solta da ressonância 2:5. Notamos que um pouco após 0,8 *Gy* até um pouco antes de 0,9 *Gy* a partícula experimenta a ressonância de movimentos médios 2:5 acoplada com a ressonância de Kozai (libração do argumento do pericentro). Em algum ponto antes de 0,9 *Gy* a partícula escapa de ambas as ressonâncias e fica aparentemente fossilizada com baixa excentricidade e alta inclinação. Também é instrutivo seguir a evolução do ângulo ressonante em mais detalhe em dois intervalos

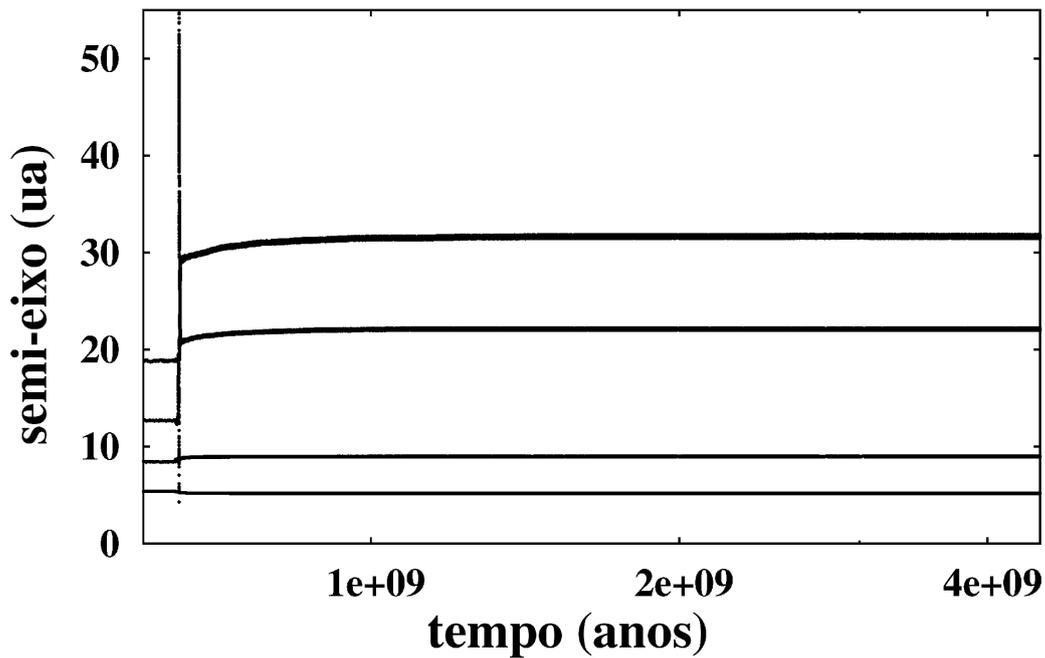


Figura 2.1 - Evolução dos semi-eixos maiores dos planetas para uma simulação seguindo o modelo de Nice. Cada planeta na figura está identificado por sua ordem atual de distância do Sol ao final da simulação.

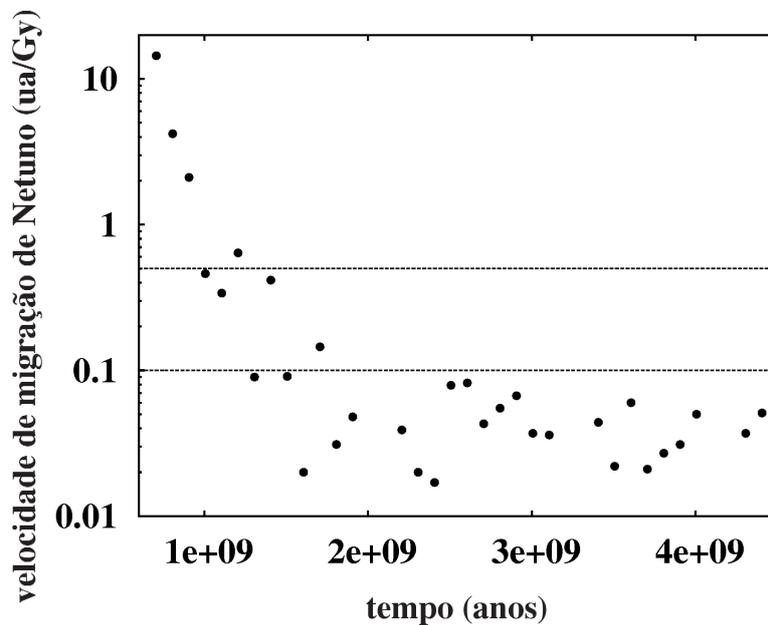


Figura 2.2 - Evolução da velocidade de migração de Netuno durante a simulação mostrada na figura 2.1. As linhas horizontais representam velocidades de 0,1  $ua/Gy$  e 0,5  $ua/Gy$ .

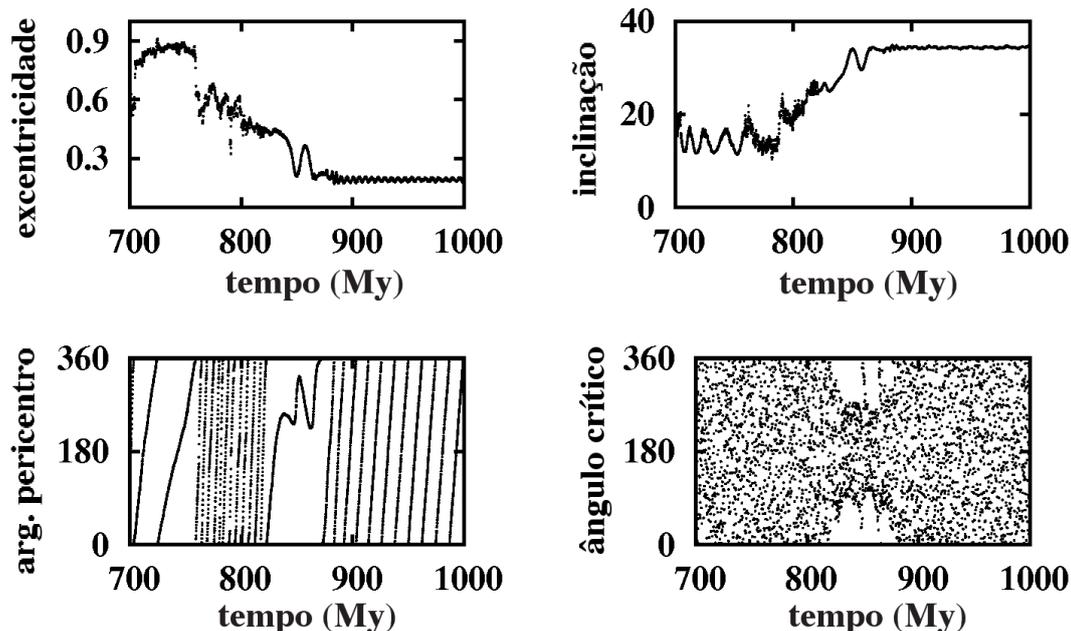


Figura 2.3 - Evolução orbital de um objeto espalhado capturado pela MMR 2:5 com Neptuno, experimentando o mecanismo de Kozai e eventualmente escapando das ressonâncias e ficando fossilizado como um objeto destacado próximo da ressonância 2:5. Todos os ângulos estão medidos em graus.

de tempo específicos da evolução. Isto está mostrado na figura 2.4 onde, no painel da esquerda, o ângulo ressonante está librando com uma amplitude de  $\sim 90^\circ$  ao redor de  $180^\circ$ . Por volta de  $0,884 Gy$  (painel da direita), a amplitude de libração do ângulo ressonante da partícula é muito grande e eventualmente transforma-se em circulação, definindo o escape da MMR.

A figura 2.5 mostra a distribuição das inclinações das partículas ao redor das MMRs 2:5 e 1:3, considerando todas as que estavam a  $\pm 1 ua$  do semi-eixo ressonante nominal em tempos entre  $0,7$  e  $1 Gy$ . Para construção desta figura, levamos em conta apenas as partículas com  $q > 35 ua$ . Estas distribuições serão úteis para comparar com as simulações desenvolvidas nos capítulos posteriores.

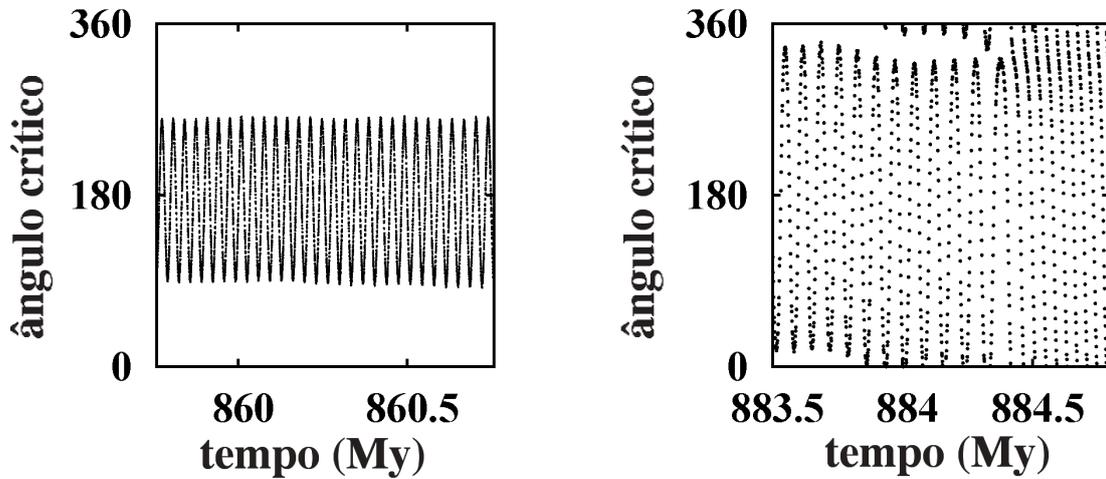


Figura 2.4 - Evolução do ângulo ressonante para a mesma partícula da figura 2.3 em dois intervalos de tempo diferentes, dando melhor detalhamento em sua variação. No painel da esquerda a partícula está firmemente presa à ressonância. No painel da direita a amplitude de libração do ângulo ressonante é muito grande e eventualmente substituída por circulação. Tal fato, grosso modo, define o tempo do escape da ressonância. Os ângulos estão medidos em graus.

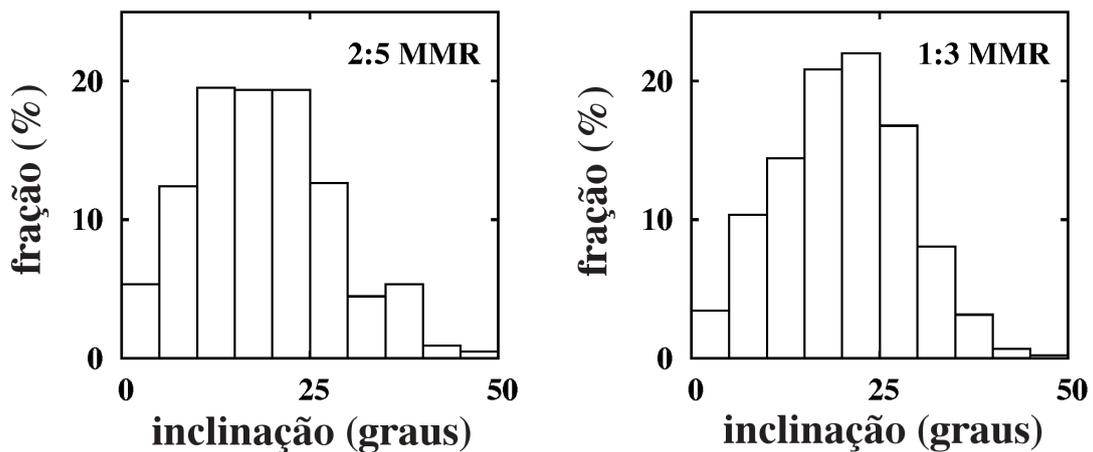


Figura 2.5 - Distribuição das inclinações das partículas ao redor das MMRs 2:5 e 1:3. Estas inclinações foram tomadas no intervalo entre 0,7 a 1 Gy na simulação que segue o modelo de Nice apresentada na figura 2.1.

### 3 ABORDAGEM SEMI-ANALÍTICA DA RESSONÂNCIA DE KOZAI DENTRO DAS MMRs 2:5 E 1:3

Baseados no trabalho de Thomas e Morbidelli (1996), Gomes et al. (2005), Gomes (2011) e Gallardo et al. (2012), desenvolvemos nosso estudo para partículas capturadas nas MMRs 2:5 e 1:3 com Netuno. Consideramos os quatro planetas gigantes em órbitas planas e circulares. Nosso objetivo é encontrar as condições em que a ressonância de Kozai aparece dentro de uma ressonância de movimento médio. Isto é obtido através do cálculo de uma perturbação média dos planetas sobre a partícula, o que equivale a computar a Hamiltoniana média nas longitudes médias dos planetas e da partícula. Como mostrado nos artigos acima citados, a média nas longitudes dos planetas pode ser feita analiticamente, enquanto que a média na longitude da partícula é feita numericamente. Quando a partícula está em ressonância de movimento médio com Netuno, as longitudes médias da partícula e planeta estarão vinculadas pela expressão do ângulo ressonante, portanto o problema de calcular a função perturbadora média pode ser reduzido ao cálculo de uma integral simples, quando a amplitude de libração é nula. O ângulo ressonante é definido de maneira geral por:

$$\phi = (p + q)\lambda_N - p\lambda - k_1\varpi - k_2\Omega \quad (3.1)$$

onde  $\lambda_N$  e  $\lambda$  são as longitudes médias de Netuno e da partícula, os inteiros  $p$  e  $q$  são o grau e a ordem da ressonância,  $k_1, k_2$  são inteiros que satisfazem  $k_1 + k_2 = q$ ,  $\varpi$  é a longitude do periélio da partícula e  $\Omega$  sua longitude do nodo ascendente. Nós só consideraremos  $\phi_{2:5}$  e  $\phi_{1:3}$  como os ângulos tipo-excentricidade, isto é, aqueles que não levam em conta a longitude do nodo, definidos por  $\phi_{2:5} = 5\lambda - 2\lambda_N - 3\varpi$  e  $\phi_{1:3} = 3\lambda - \lambda_N - 2\varpi$ . Isto porque, em havendo a ressonância Kozai, com a libração do argumento do periélio, a ressonância em excentricidade estará necessariamente vinculada á ressonância em inclinação.

Na dinâmica real de  $N$ -corpos uma partícula capturada em MMR sempre apresenta uma libração do ângulo ressonante. Então tornamos a ter uma integral dupla onde as longitudes médias ainda permanecem relacionadas pelo ângulo ressonante, que é feito variar de acordo com uma função senoidal com dada amplitude. Devido à média na longitude média da partícula, sua variável canônica conjugada

$$L = \sqrt{\mu a} \quad (3.2)$$

é constante. Na equação (3.2),  $a$  é o semi-eixo maior do objeto transnetuniano e

$\mu$  a constante gravitacional multiplicada pela massa do Sol. Devido à invariância rotacional na longitude do nodo, sua variável canônica conjugada (dividida por  $L$ )

$$H = \sqrt{1 - e^2} \cos(i) \quad (3.3)$$

também será constante, onde  $i$  é a inclinação orbital do TNO e  $e$  sua excentricidade. No final, a Hamiltoniana média estará na forma  $E = E(G, g)$ , onde o par canônico conjugado representa  $g \equiv \omega$  (argumento do pericentro) e  $G = \sqrt{\mu a(1 - e^2)}$ . Portanto, temos duas constantes do movimento: a Hamiltoniana ( $E$ ) que está relacionada à energia, e  $H$  que corresponde à projeção do momento angular da partícula sobre o plano de referência (plano orbital do planeta). Como a Hamiltoniana apresenta um grau de liberdade, é possível traçar as curvas de nível para valores fixos de  $E$  e  $H$ .

Como demonstrado por [Kozai \(1962\)](#), quando a inclinação orbital de um asteroide é grande o bastante ( $39^\circ \leq i \leq 141^\circ$  para asteroides do cinturão principal), seu argumento do pericentro começa a librar ao redor de pontos fixos ( $\omega = k \cdot 90^\circ$ , com  $k$  um inteiro), e o par  $(e, i)$  estará relacionado através da constante do movimento  $H$ . Este tipo de comportamento é conhecido desde então como ressonância de Kozai-Lidov, ou simplesmente ressonância de Kozai. Outros autores mostraram que se um objeto transnetuniano está capturado em ressonância de movimentos médios, ele pode apresentar a dinâmica de Kozai para inclinações menores que  $39^\circ$  ([GOMES, 2003](#); [GOMES et al., 2005](#); [GOMES, 2011](#); [GALLARDO et al., 2012](#)). Mais ainda, se a ressonância é do tipo  $1 : N$ , os centros clássicos da ressonância de Kozai desaparecem e centros assimétricos ( $\omega \neq k \cdot 90^\circ$ ) aparecem no lugar daqueles ([KOZAI, 1985](#); [GALLARDO et al., 2012](#)).

A partir da abordagem semi-analítica descrita acima, construímos a figura 3.1 que mostra dois exemplos de diagramas  $e$  vs.  $\omega$  para partículas capturadas pela MMR 2:5. Na figura 3.1(a) a partícula possui  $H = 0,851$ ,  $a = 55,47$  ua,  $\bar{\phi}_{2:5} = 180^\circ$ , e  $70^\circ$  de amplitude de libração. Cada curva de nível corresponde a um nível específico de energia e apresenta a dinâmica clássica de Kozai, onde  $\omega$  libra ao redor dos centros  $\omega = k \cdot 90^\circ$ . Portanto, é esperado que uma partícula com estas características apresente grandes variações em anti-fase no par  $(e, i)$  devido à conservação de  $H$  e libração de  $\omega$  ao redor dos centros clássicos. Se a amplitude de libração de  $\phi_{2:5}$  aumenta, a relação entre as longitudes médias fica comprometida e a dinâmica passa a ser similar ao caso não-ressonante. A figura 3.1(b) mostra um caso quase igual à 3.1(a), exceto pelo fato que agora tomamos  $120^\circ$  para a amplitude de libração do

ângulo ressonante ( $\phi_{2:5}$ ). Uma vez que  $H$  ainda é uma constante do movimento, as curvas inferiores representam órbitas com baixas excentricidades e altas inclinações enquanto as curvas superiores representam órbitas com altas excentricidades e baixas inclinações.

Na figura 3.2 apresentamos uma de nossas simulações numéricas em que o processo descrito acima aparece para uma partícula cujo  $H = 0,851$ . Ela experimenta a ressonância 2:5 acoplada com a ressonância de Kozai durante  $\sim 100My$  ( $\sim 3,27 Gy$  a  $\sim 3,37 Gy$ ). Após isso, ela acessa um modo dinâmico com pequena excentricidade ou grande distância do periélio (e alta inclinação) e grande amplitude de libração do ângulo ressonante pelo restante da simulação. Chamamos este último modo dinâmico de *modo hibernante*, pois a partícula pode “acordar” a qualquer momento e retornar à dinâmica de Kozai+MMR. Na figura 3.3 nós mostramos um detalhamento da figura 3.2 para o ângulo ressonante não mediado. Embora na figura 3.2 o comportamento do ângulo ressonante possa ser confundido com circulação, a figura 3.3 mostra que o ângulo está de fato librando quando a escala é apropriada. Por outro lado, o centro de libração não é constante, mas circula. Este é o motivo pelo qual é mais instrutivo apresentar a variação do ângulo ressonante médio (e amplitude média) na figura 3.2. É importante notar que nestas ressonâncias de movimentos médios exteriores acopladas com a ressonância de Kozai a variação do centro de libração é regra, não exceção.

Na figura 3.4 temos curvas de nível associadas com cada quadrado da figura 3.2. O processo de entrada no modo hibernante parece bastante sutil. No gráfico (c), a partícula tinha uma grande amplitude de libração, e as curvas de nível eram achatadas como em um modo não-ressonante. No gráfico (d), a amplitude de libração já tinha diminuído o suficiente para conduzir ao aparecimento de curvas fechadas ( $\omega$  librando) com grandes variações na excentricidade. A partícula, então, consegue escapar do modo hibernante através destas curvas tipo Kozai. Um processo similar é observado nos gráficos de (g) para (h), mas nesse caso a redução na amplitude de libração não é grande o suficiente para criar o caminho ascendente para a órbita e, como mostrado no gráfico (i), ela acessa o modo hibernante. As circunstâncias exatas que fazem com que uma partícula entre ou não no modo hibernante aparentam ser complicadas e poderiam ser mais bem entendidas se estudados como um evento probabilístico, embora não seja este o objetivo dessa tese. Devido ao comportamento caótico apresentado, uma partícula uma vez no modo hibernante pode voltar a sentir os efeitos da ressonância de movimentos médios acoplada à ressonância de Kozai. Para que a partícula seja colocada numa órbita fossilizada, sem o risco

de ser novamente capturada em MMR, um mecanismo dissipativo complementar é necessário. Este mecanismo será discutido nos próximos capítulos.

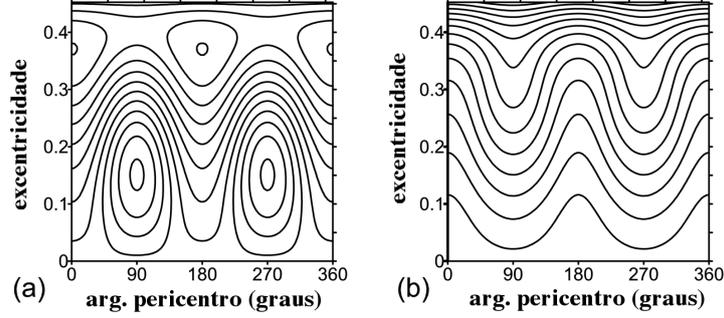


Figura 3.1 - (a) Curvas de nível  $e$  vs.  $\omega$  para uma partícula capturada na MMR 2:5, librando em torno de  $\bar{\phi}_{2:5} = 180^\circ$  com  $70^\circ$  de amplitude. Nota-se o aparecimento dos centros clássicos da ressonância de Kozai em  $\omega = k \cdot 90^\circ$ . A partícula pode experimentar grandes variações na excentricidade e inclinação. Em (b) temos as mesmas condições iniciais que em (a), exceto pela amplitude de libração do ângulo ressonante, que neste caso é igual a  $120^\circ$ . Nota-se o desaparecimento dos centros clássicos de Kozai em  $\omega = k \cdot 90^\circ$ . As grandes variações em  $(e, i)$  não são mais possíveis, então cada órbita terá grande excentricidade e baixa inclinação ou vice-versa.

Para a ressonância de movimentos médios 1:3 as mesmas características podem ocorrer, exceto que, neste caso, quando a inclinação é grande o suficiente, os centros assimétricos da ressonância de Kozai aparecem. A figura 3.5 apresenta tais centros assimétricos para diferentes valores do centro do ângulo ressonante  $\bar{\phi}_{1:3}$  e amplitude de libração. Em todos os casos a partícula preserva  $a = 62,63 \text{ ua}$  e  $H = 0,82$ . Novamente, se a amplitude de  $\phi$  é grande as curvas achatadas aparecem, indicando que a entrada no modo hibernante também é possível para esta ressonância.

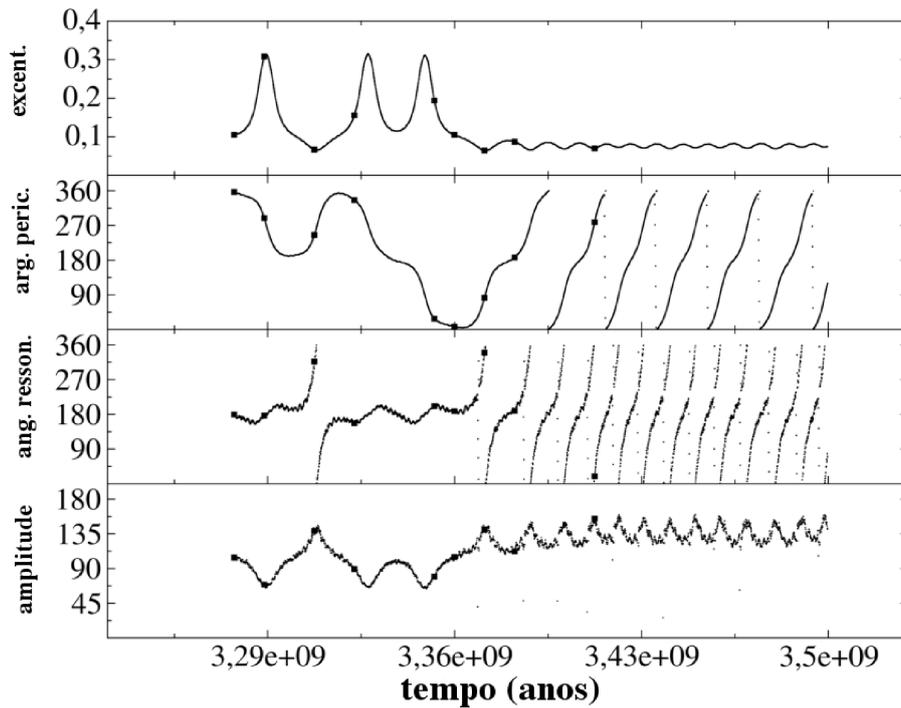


Figura 3.2 - Resultados de uma simulação numérica em que a partícula experimenta MMR 2:5+Kozai, e o desaparecimento de ambas devido à grande amplitude de libração de  $\phi_{2;5}$ . A órbita final tem excentricidade pequena, logo, alta inclinação (não mostrada), pois está no estado chamado de modo hibernante, uma vez que ela pode tornar a experimentar os efeitos do acoplamento MMR+Kozai devido ao comportamento caótico apresentado. Os quatro gráficos mostram a evolução temporal da excentricidade, do argumento do pericentro, do ângulo ressonante médio ( $\phi_{2;5}$ ) e sua amplitude de oscilação, respectivamente. Todos os ângulos estão em graus. Os quadrados representam tempos específicos para os quais as curvas de nível são mostradas na figura 3.4.

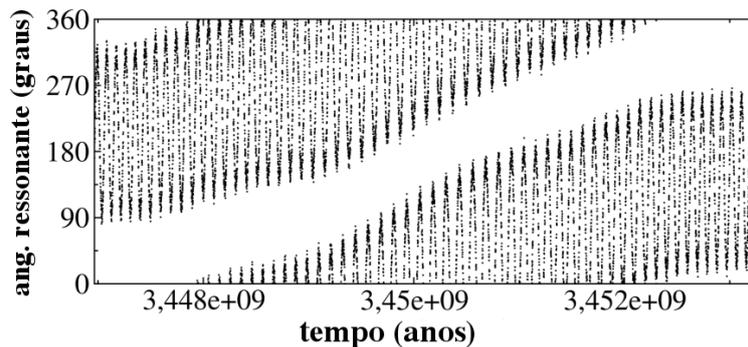


Figura 3.3 - A mesma variação do ângulo ressonante apresentada na figura 3.2 não medida e detalhada no tempo de modo a tornar o período de libração visível na escala. Este comportamento é comum às ressonâncias de movimentos médios exteriores com Netuno acopladas com a ressonância de Kozai. Mesmo quando a partícula não está no modo hibernante tal comportamento aparece como, por exemplo, durante o intervalo 3,30 Gy e 3,32 Gy, mostrado na figura 3.2.

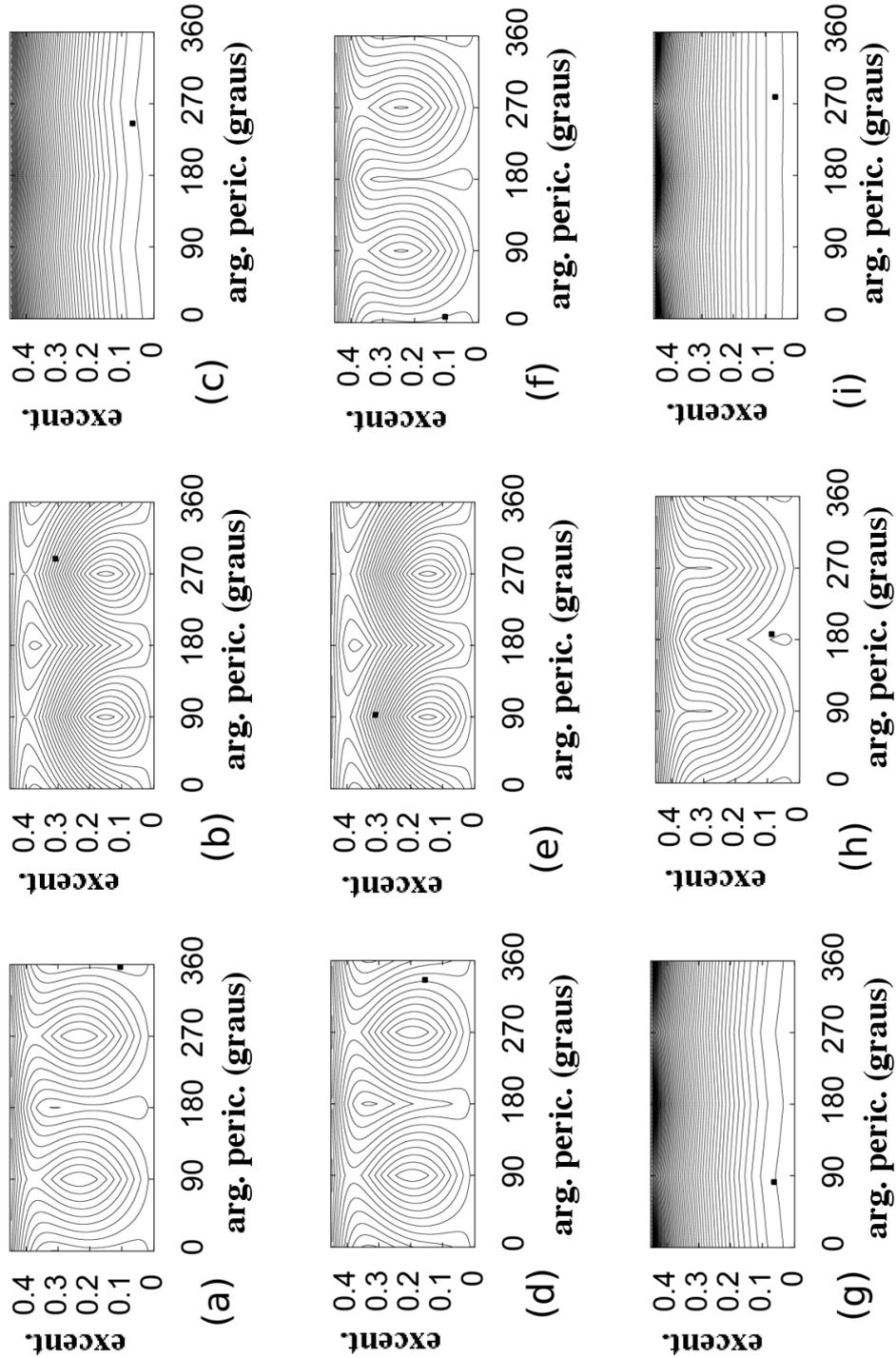


Figura 3.4 - Esta seqüência de quadros está associada aos pontos quadrados da figura 3.2. Graficamos  $e$  vs.  $\omega$  original da partícula também como quadros. Em cada ponto, a amplitude e o centro de libração do ângulo ressonante nos permitem construir as curvas de nível associadas com cada quadrado, de modo que cada um deles segue uma curva equipotencial nos diagramas de curva de nível em que o tempo varia. O ponto principal é mostrar a característica aleatória da entrada no modo hibernante. Os gráficos (c) e (g) são muito similares e correspondem a picos na amplitude de libração, como mostrado na figura 3.2. As transições para os painéis (d) e (h) mostra a súbita diferença entre entrar ou não no modo hibernante.

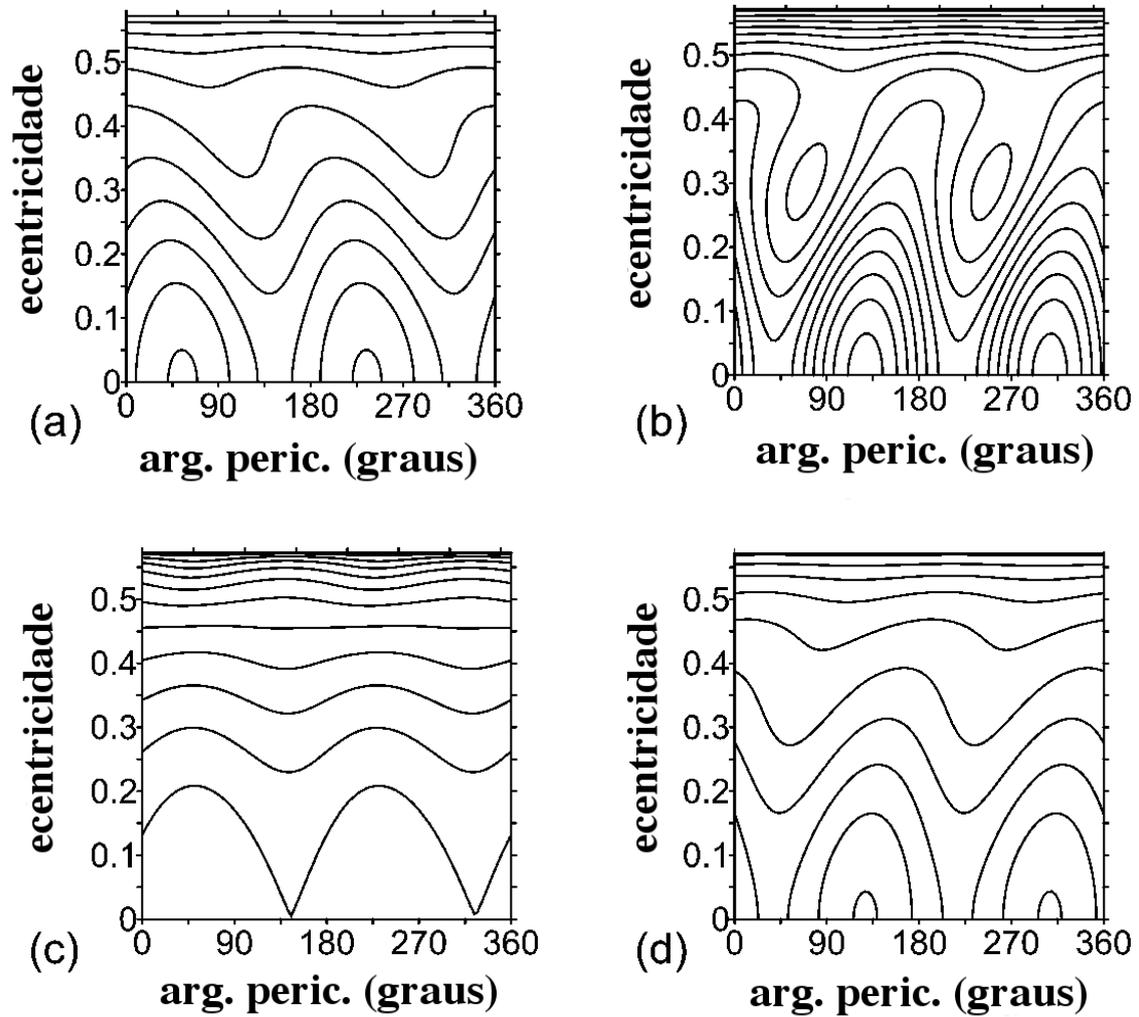


Figura 3.5 - Curvas de nível  $e$  vs.  $\omega$  para a MMR 1:3. Em (a)  $\bar{\phi}_{1:3} = 70^\circ$  com  $30^\circ$  de amplitude, em (b)  $\bar{\phi}_{1:3} = 285^\circ$  com  $5^\circ$  de amplitude de libração, em (c)  $\bar{\phi}_{1:3} = 70^\circ$  com  $60^\circ$  de amplitude, e em (d)  $\bar{\phi}_{1:3} = 285^\circ$  com amplitude de  $30^\circ$ . Os centros assimétricos da ressonância de Kozai estão claros em (b), e as curvas achatadas em (c) indicam que o modo hibernante também pode ser acessado para a MMR 1:3. Todos os casos possuem  $a = 62,63 \text{ ua}$  e  $H = 0,82$ .



## 4 SIMULAÇÕES SEM MIGRAÇÃO

Neste capítulo apresentamos os resultados de sete simulações numéricas das equações de movimento dos quatro planetas gigantes em suas posições atuais (referidos à eclíptica na data juliana 2454200.5) e um total de 22.500 partículas. As integrações numéricas foram realizadas para períodos de 4,5 *Gy* a 5,0 *Gy* com passos de meio ano, que é aproximadamente igual a 1/20 do menor período orbital (Júpiter). Utilizamos o integrador híbrido do pacote Mercury (CHAMBERS, 1999) para as simulações numéricas.

As partículas foram divididas em dois grupos ao redor das ressonâncias de movimentos médios 2:5 ( $a_{2:5} = 55,5164 \text{ ua}$ ) e 1:3 ( $a_{1:3} = 62,6912 \text{ ua}$ ) com Netuno, de modo a representar objetos espalhados naquela região. As condições iniciais foram atribuídas aleatoriamente, utilizando uma função randômica uniforme, respeitando os seguintes limites:  $54,5161 \leq a \leq 56,5161 \text{ ua}$  ou  $61,6912 \leq a \leq 63,6912 \text{ ua}$  para o semi-eixo maior,  $30 < q \leq 35 \text{ ua}$  para a distância do periélio,  $0 \leq i \leq 50^\circ$  para inclinação,  $[0, 360^\circ]$  para os ângulos argumento do pericentro,  $\omega$ , longitude do nodo ascendente,  $\Omega$ , e anomalia média,  $l$ . Os planetas interagem entre si e perturbam as partículas, que por sua vez são descartadas das simulações sempre que  $a < 52,50 \text{ ua}$  ou  $a > 65,75 \text{ ua}$ , reduzindo o tempo de cpu gasto para completar este tipo de simulação. Como as partículas são consideradas sem massa, não há troca de energia e momento angular entre os discos e os planetas e, portanto, não há migração planetária.

A seguir, apresentamos duas figuras representativas que mostram os modos dinâmicos mais interessantes encontrados. A figura 4.1 exhibe o caso de uma partícula inicialmente na região da MMR 2:5 e na figura 4.2 a partícula estava inicialmente próxima da MMR 1:3. A partícula na figura 4.1 inicia em ressonância de Kozai e MMR, como pode ser visto nos gráficos do meio e inferior e através da oscilação acoplada em anti-fase entre a distância do periélio e inclinação no gráfico superior. Este modo Kozai, cujos centros são 0 e 180°, dura cerca de 700 *My*. Após isso, o argumento do pericentro começa a circular com grande período e a partícula permanece numa órbita com alta excentricidade, cujo periélio se aproxima da órbita de Netuno ( $q \sim 30 \text{ ua}$ ), basicamente seguindo uma dinâmica similar a uma das curvas achatadas da figura 3.1(b), por  $\sim 400 \text{ My}$ . Encontros próximos com Netuno não ocorrem porque a partícula permanece capturada em MMR, como pode ser visto pela libração de  $\phi_{2:5}$ . Entre  $1,2 \text{ Gy} < t < 3,4 \text{ Gy}$ , a partícula experimenta um novo tipo do modo Kozai em que as oscilações da excentricidade e inclinação têm maior amplitude e os

centros de libração de  $\omega$  são  $90^\circ$  e  $270^\circ$  durante a maior parte do tempo, mas circula durante algum tempo próximo a  $2 Gy$ . Este comportamento também é consistente com o que foi mostrado na figura 3.1(a). Embora pareça que o ângulo  $\phi_{2:5}$  não libere neste intervalo, com uma análise mais detalhada, similar à realizada na figura 3.3, pode-se afirmar que o ângulo ressonante libra ao redor de  $180^\circ$  durante a maior parte do tempo e passa por rápidas mudanças que, numa escala como a apresentada na figura 4.1 dão a impressão de circulação. Para  $t > 3 Gy$ , o argumento do pericentro passa a circular novamente e a partícula acessa um modo com baixa excentricidade e alta inclinação, modo hibernante, até o final da simulação.

Uma análise similar pode ser feita da figura 4.2; entretanto, é importante notar o surgimento dos centros assimétricos da ressonância de Kozai, como por exemplo entre  $900 My$  e  $1,4 Gy$  e pelas curvas de nível apresentadas na figura 3.5(b). Um outro aspecto notável é que, apesar de passar um grande tempo no modo hibernante, as ressonâncias podem voltar a ativa e trazer a partícula novamente para a dinâmica ressonante onde grandes variações na distância do periélio são possíveis. Isso é notado nos últimos  $500 My$  da simulação na figura 4.2.

Até agora mostramos que objetos destacados podem ser formados no sistema solar sem migração planetária. Porém, não é garantido que eles permanecerão como objetos destacados ou retornarão à dinâmica ressonante. Entretanto, não importa o quão lentamente, os planetas estão sempre migrando, uma vez que interagem com asteroides, objetos transnetunianos e com os cometas da nuvem de Oort. Nesse sentido, seria possível formar objetos destacados e fossilizar suas órbitas até os dias de hoje. Este assunto será melhor tratado nos próximos capítulos.

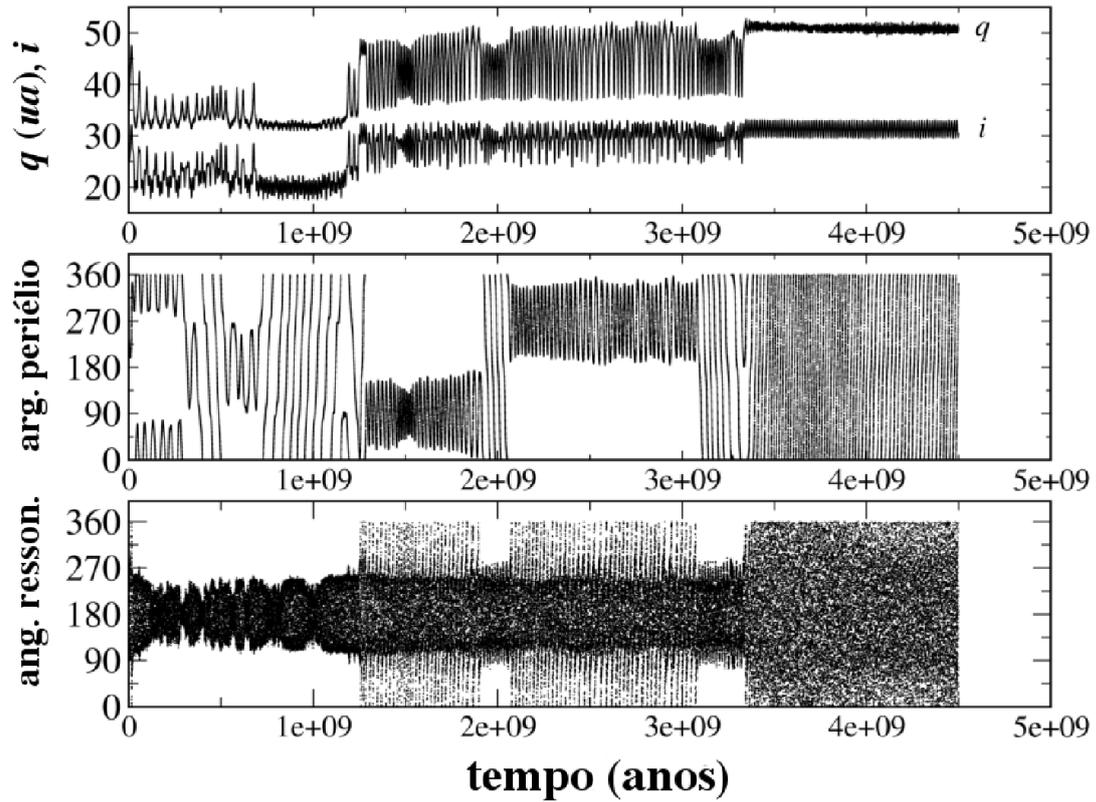


Figura 4.1 - Evolução temporal de uma partícula capturada pela MMR 2:5 com Netuno. O painel superior mostra a evolução da distância do periélio,  $q$ , e inclinação,  $i$ . O painel intermediário apresenta a evolução do argumento do pericentro,  $\omega$ , e o painel inferior mostra o ângulo ressonante  $\phi_{2.5}$ . Notam-se diversos modos dinâmicos como, por exemplo, o acoplamento entre as ressonâncias de Kozai e movimento médio, e o modo hibernante. No final, a partícula está em uma órbita destacada ( $q > 40 \text{ ua}$ ) não fossilizada. Todos os ângulos estão em graus.

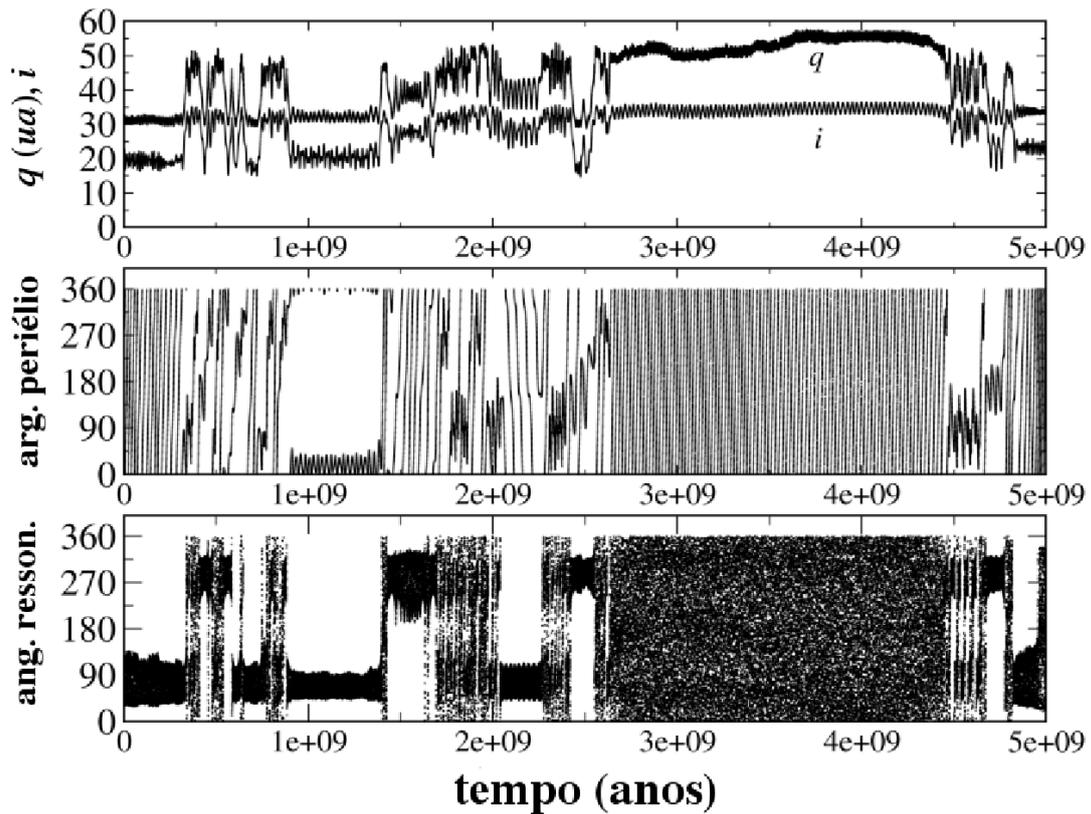


Figura 4.2 - Evolução temporal de uma partícula capturada pela MMR 1:3 com Netuno. O painel superior mostra a evolução da distância do periélio,  $q$ , e inclinação,  $i$ . O painel intermediário apresenta a evolução do argumento do pericentro,  $\omega$ , e o painel inferior mostra o ângulo ressonante  $\phi_{1:3}$ . É possível notar o aparecimento dos centros assimétricos da ressonância de Kozai entre 800  $My$  e 1,4  $Gy$ . Apesar de a partícula permanecer um grande período no modo hibernante, as ressonâncias voltam a atuar e grandes variações na distância do periélio e inclinação são notadas ao final da simulação. Todos os ângulos estão em graus.

## 5 IMPONDO MIGRAÇÃO RESIDUAL EM NETUNO

Neste capítulo apresentamos um novo conjunto de integrações numéricas sem migração planetária. Desta vez Júpiter, Saturno e Urano continuam em suas posições atuais, como no capítulo 4, enquanto Netuno teve seu semi-eixo maior diminuído para  $\bar{a}_N = 29,8 \text{ ua}$ . Um total de 16.000 partículas foram consideradas inicialmente. Os limites nas condições iniciais das partículas, bem como outros parâmetros da integração numérica, são equivalentes aos do capítulo passado, exceto pelo fato de que os semi-eixos maiores estão distribuídos ao redor de  $a = 54,8911 \pm 1 \text{ ua}$  e  $a = 61,9854 \pm 1 \text{ ua}$ , menores do que no capítulo passado, uma vez que o semi-eixo maior de Netuno também é menor. Este novo conjunto de integrações numéricas foi feito para verificar se as principais características do primeiro conjunto permaneciam mantidas e para introduzir a possibilidade de se incluir a migração residual de Netuno em análises posteriores.

De maneira geral, observamos as mesmas estruturas encontradas nas simulações numéricas do capítulo anterior. Resultados similares aos obtidos com o sistema de planetas gigantes em suas posições atuais, como mostrado pelas figuras 4.1 e 4.2, também foram obtidos para o caso em que Netuno está em uma órbita mais interna. Verificamos que 12% das partículas neste novo conjunto de simulações atingiram  $q > 40 \text{ ua}$  independentemente de sobreviverem ou não durante toda a simulação, porém, apenas um quarto delas acessou o modo hibernante. Nestas integrações nós definimos uma partícula no modo hibernante sempre que  $q > 40 \text{ ua}$  por  $\Delta t \geq 100 \text{ My}$ . Com tal definição podemos identificar, de maneira geral, os casos hibernantes dentro da grande quantidade de dados gerados pelas simulações sem a necessidade de analisar “manualmente” um a um. Uma vez que o ângulo ressonante circula ou libra com grande amplitude para os casos hibernantes, estas partículas tornam-se candidatas em potencial a ficarem fossilizadas enquanto Netuno migra.

Com tais simulações nós pretendemos entender o comportamento dos objetos quando Netuno ainda está migrando para sua posição atual. Para cumprir esta etapa, nós introduzimos artificialmente uma força dependente das componentes da velocidade nas equações de movimento de Netuno com o intuito de aumentar linearmente seu semi-eixo maior. Nossa ideia é estudar a fase final da migração planetária. Consideramos as velocidades de migração de Netuno como as obtidas na simulação seguindo o modelo de Nice apresentada no capítulo 2. Notamos também que para uma migração sem instabilidade (ou sem encontros próximos entre os planetas), as mesmas

velocidades de migração são obtidas<sup>1</sup>, fortalecendo os resultados do mecanismo aqui apresentado. Consideramos migração apenas sobre Netuno, pois ele é o planeta mais distante e portanto migra muito mais rapidamente que os outros, e porque processos dinâmicos experimentados por objetos transnetunianos como, por exemplo, ressonâncias de movimentos médios estão quase sempre relacionados a Netuno.

O primeiro experimento consistiu na escolha de dois diferentes pontos na evolução orbital de uma partícula. Em um destes pontos, a partícula experimenta a dinâmica tipo Kozai, com fortes variações em excentricidade e inclinação, e para o outro ponto a partícula está no modo hibernante. Neste experimento consideramos apenas a partícula e os quatro planetas naqueles dois tempos escolhidos. Para cada ponto (partícula e tempo), novas integrações foram feitas tantas vezes quanto as velocidades de migração de Netuno no intervalo  $[0, 1; 5, 0]$   $ua/Gy$ , com passos de  $0,01 ua/Gy$ . Portanto, o semi-eixo maior ressonante também migra. As simulações são interrompidas sempre que Netuno atinge seu semi-eixo maior médio atual de  $30,11 ua$ , considerando também que este oscila com  $\Delta a_N = 0,31 ua$ .

Através deste primeiro experimento é possível verificar a facilidade com que a partícula escapa de cada um dos modos dinâmicos e fica fossilizada em um semi-eixo maior que seja menor que o semi-eixo ressonante. É possível também verificar se tais escapes estão relacionados às diferentes velocidades de migração de Netuno. As figuras 5.1 e 5.2 mostram os resultados das taxas de migração de Netuno em função do semi-eixo maior médio (mediado sobre os 5% finais de cada integração) para partículas que estavam inicialmente nas regiões das MMRs 2:5 e 1:3, respectivamente. Elas também apresentam o valor aproximado dos semi-eixos maiores ressonantes no início e fim da migração residual de Netuno<sup>2</sup>.

Nota-se que em aproximadamente 100% dos casos inicialmente na ressonância de Kozai, as partículas tendem a seguir a migração de Netuno e continuam capturadas pelas ressonâncias de movimentos médios. É possível notar também que existem alguns poucos casos em que a partícula iniciou no modo Kozai e escapou da MMR (figura 5.2). Ao analisar os dados destas simulações, notamos que antes da partícula

---

<sup>1</sup>Nós realizamos uma integração numérica básica com os quatro planetas de modo que experimentassem uma migração sem instabilidade e um disco de planetesimais massivos com a mesma massa total que na simulação seguindo o modelo de Nice e notamos que a velocidade de migração de Netuno estava acima de  $0,1 ua/Gy$  durante a maior parte dos  $4,5 Gy$ .

<sup>2</sup>É interessante notar que partículas que escapam da MMR imediatamente após o início da migração localizam-se em um semi-eixo maior médio que é menor que o semi-eixo ressonante inicial. Isto ocorre porque há uma discontinuidade entre o semi-eixo maior médio ressonante e o semi-eixo maior médio não-ressonante na borda da ressonância.

escapar da ressonância ela acessou o modo hibernante. Assim como para os casos onde partículas inicialmente no modo hibernante (círculos preenchidos) nós notamos a situação oposta, ou seja, a maioria das partículas tende a escapar da MMR facilmente e ficam fossilizadas. Nas simulações em que a partícula estava inicialmente no modo hibernante e seguiu a migração de Netuno, nós também notamos que ela mudou seu modo dinâmico, de hibernante para Kozai, antes de iniciar a migração. Então podemos afirmar, através deste experimento, que para tornar-se um objeto fossilizado com baixa excentricidade, a partícula deve acessar o modo hibernante enquanto Netuno migra para sua posição atual. Os escapes da ressonância em um ponto específico da evolução mostraram-se função apenas da partícula estar no modo Kozai ou hibernante com praticamente nenhuma correlação com as velocidades de migração de Netuno analisadas.

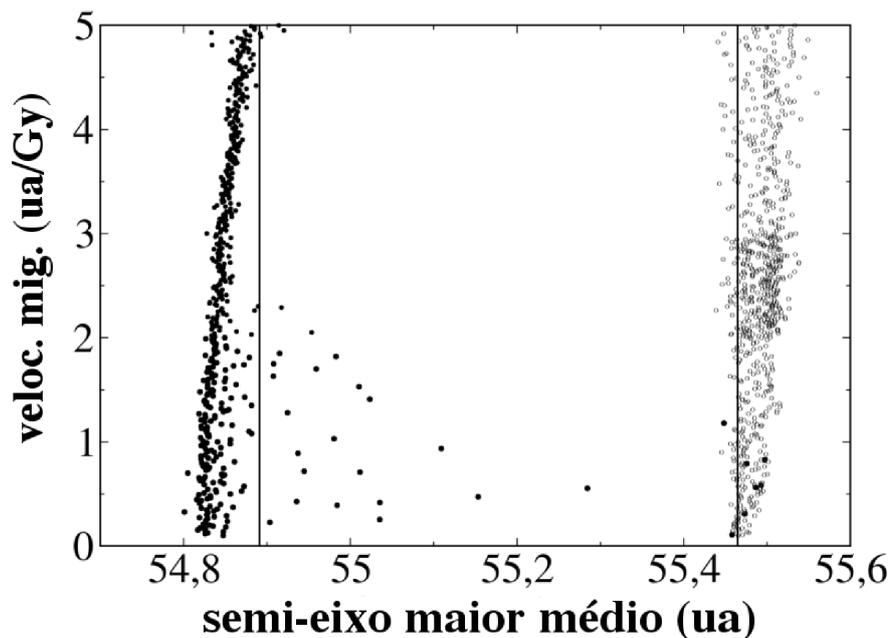


Figura 5.1 - Diagrama  $V_{mig}$  vs. semi-eixo maior médio para partículas que estavam inicialmente na MMR 2:5 com Netuno. A média foi calculada sobre os 5% finais de cada simulação. Os círculos preenchidos correspondem às partículas que iniciaram no modo hibernante, enquanto os círculos sem preenchimento às que iniciaram no modo Kozai. As linhas verticais representam aproximadamente os semi-eixos maiores ressonantes no início (à esquerda) e após (à direita) a migração residual de Netuno. Fica claro que partículas inicialmente no modo hibernante tendem a escapar da ressonância de movimentos médios, tornando-se objetos fossilizados, enquanto as que iniciam no modo Kozai, ao contrário, tendem a permanecer capturadas em ressonância e seguir a migração.

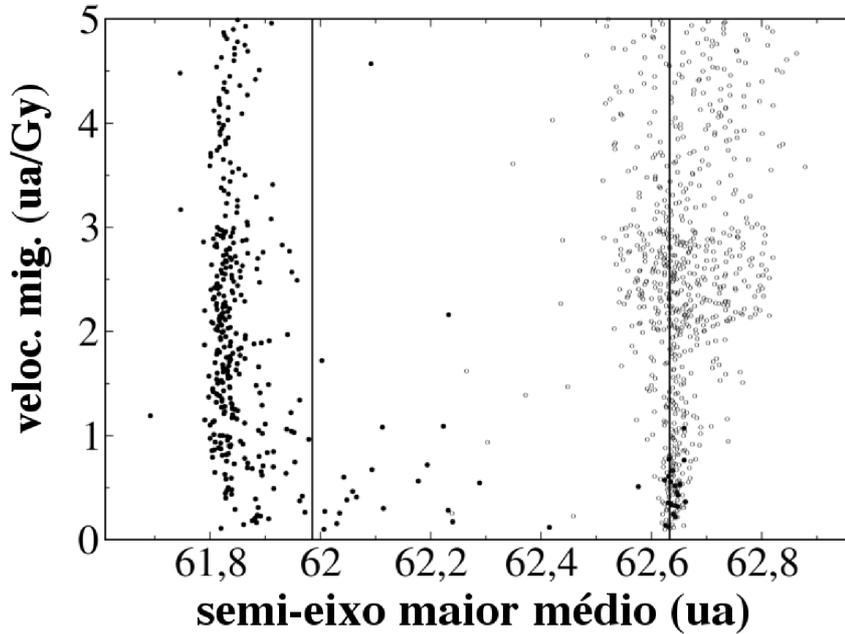


Figura 5.2 - Análogo à figura 5.1 para partículas que estavam inicialmente na MMR 1:3 com Netuno.

Os experimentos realizados anteriormente sugerem que escapes da ressonância enquanto o objeto está no modo hibernante é um evento com quase 100% de chances para velocidades de migração acima de  $0,1 \text{ ua/Gy}$ . Então, assim como mostrado pela figura 2.2, as partículas devem escapar da ressonância no modo hibernante até no máximo  $3 \text{ Gy}$  antes dos dias atuais. Porém, não é tão óbvio que escapes após  $1,5 \text{ Gy}$  sejam improváveis. De fato, embora a velocidade de migração seja, em média, menor que  $0,1 \text{ ua/Gy}$  durante os últimos  $3 \text{ Gy}$  da integração, notamos que esta velocidade pode flutuar entre valores positivos e negativos, sendo frequentemente maior que  $0,1 \text{ ua/Gy}$  em valor absoluto. Então para conferir quão prováveis são os escapes da ressonância no modo hibernante para diferentes velocidades de migração, como aquelas na grande integração mostrada na figura 2.2, desenvolvemos o seguinte experimento: todas as condições foram mantidas iguais às do experimento que geraram as figuras 5.1 e 5.2, exceto que a velocidade de migração imposta a Netuno será ditada pela velocidade experimentada pelo planeta na grande integração da figura 2.2. Nós computamos a velocidade de Netuno através das diferenças nos semi-eixos maiores em intervalos sucessivos de  $5 \text{ My}$ . Em seguida, aplicamos estas sucessivas velocidades de migração, que são atualizadas a cada  $5 \text{ My}$  a Netuno vindo das integrações estáticas (sem migração). Utilizamos as condições iniciais no modo

hibernante para partículas na 2:5 e 1:3 iguais àquelas que produziram as figuras 5.1 e 5.2 no início deste capítulo. Para cada ressonância, realizamos um conjunto de 25 novas integrações numéricas impondo a velocidade de migração de Netuno conforme os valores obtidos da grande integração como se Netuno tivesse iniciado em 1,6  $Gy$  até 4,0  $Gy$  com passos de 0,1  $Gy$ . Todas as 25 novas integrações foram feitas até 4,5  $Gy$ . A figura 5.3 mostra os resultados deste experimento, onde mostramos a evolução média do semi-eixo maior de Netuno e, para cada integração iniciada no tempo mostrado na figura, colocamos um “E” para escape e “R” para casos em que a partícula permaneceu presa em ressonância. Encontramos que escapes são possíveis durante os últimos 3  $Gy$  de migração suave de Netuno para uma fração entre um meio e um terço dos casos.

A fim de encontrar os valores mais prováveis de excentricidade para partículas fossilizadas, após o escape da MMR, realizamos um experimento complementar. Desta vez fixamos a velocidade de migração residual de Netuno como  $V_{mig} = 0,5 \text{ ua}/Gy$ , um valor razoável para a fase final da migração nas simulações feitas considerando partículas massivas. Escolhemos nove partículas que estavam inicialmente na MMR 2:5 e outras sete que estavam na região da MMR 1:3. Estas partículas, em sua evolução orbital, apresentaram os modos dinâmicos mais interessantes, especialmente grandes períodos no modo hibernante, como aqueles mostrados nas figuras 4.1 e 4.2. Tomamos 123 pontos para cada partícula ao longo da simulação original e reiniciamos cada um considerando a migração em Netuno. Portanto 1107 (9x123) rodadas foram realizadas para a MMR 2:5 e 861 (7x123) para partículas da MMR 1:3. As figuras 5.4 e 5.5 exibem histogramas da distribuição original de excentricidades e da distribuição de excentricidades médias para as partículas que escaparam da ressonância e se tornaram objetos fossilizados para as MMRs 2:5 e 1:3, respectivamente. É notável que partículas que escaparam das MMRs têm, na maioria dos casos, baixas excentricidades, apesar de existirem casos com excentricidade relativamente altas/moderadas. Foi encontrado que os valores médios mais prováveis para excentricidade são 0,12 e 0,18 ( $44,9 \lesssim q \lesssim 48,7 \text{ ua}$ ) para o caso da MMR 2:5, e 0,21 ( $48,8 \lesssim q \lesssim 49,3 \text{ ua}$ ) para o caso da MMR 1:3. Estes resultados confirmam o que foi proposto em Gomes (2011) de que órbitas dinamicamente similares a 2004XR<sub>190</sub> podem se formar próximas a outras ressonâncias de movimentos médios.

Os experimentos anteriores mostram que é possível formar objetos destacados fossilizados próximos às ressonâncias de movimentos médios 2:5 e 1:3. Entretanto, tais experimentos não nos permitem calcular a fração de objetos da população inicial que se tornam fossilizados, uma vez que foram realizados em função da evolução de



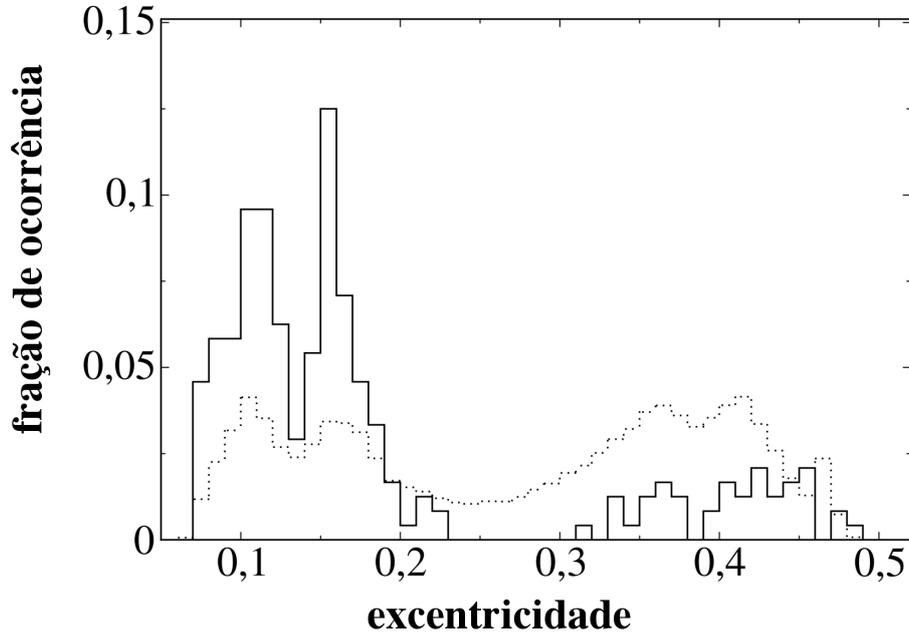


Figura 5.4 - Comparação entre as distribuições de excentricidade para a evolução de 9 partículas originais na região da MMR 2:5 (histograma pontilhado) e das excentricidades médias para as partículas teste que escaparam da ressonância enquanto Netuno estava migrando, tornando-se objetos fossilizados (histograma contínuo). Os picos em  $e \sim 0,12$  e  $e \sim 0,18$  sugerem que órbitas do tipo 2004XR<sub>190</sub> podem ser formadas próximas à MMR 2:5, como proposto por Gomes (2011).

$61,8 < a < 62,4$  *ua* para corpos próximos da MMR 1:3. Um total de 15 simulações foi realizado. Em todas elas, ao menos um objeto fossilizado com  $q > 40$  *ua* foi formado em ambas as regiões, como mostrado pela tabela 5.1. Porém, também notamos que tais simulações produzem objetos fossilizados com distâncias do periélio moderadas ( $35 < q < 40$  *ua*). Este resultado está qualitativamente de acordo com as figuras 5.4 e 5.5, que mostram mais de um pico na distribuição de objetos destacados, que correspondem a distâncias do periélio moderadas (excentricidades mais altas) e distâncias do periélio grandes (excentricidades mais baixas). Certamente aquelas figuras não apresentam uma coerência quantitativa, uma vez que as condições iniciais foram escolhidas para partículas que apresentassem o modo hibernante. Aproximadamente 70% dos objetos fossilizados com distância do periélio moderada mostraram-se estáveis por períodos de bilhões de anos em simulações posteriores, enquanto 100% dos objetos fossilizados com grande distância do periélio ( $q > 40$  *ua*) são estáveis. As simulações neste novo experimento geraram, em média,

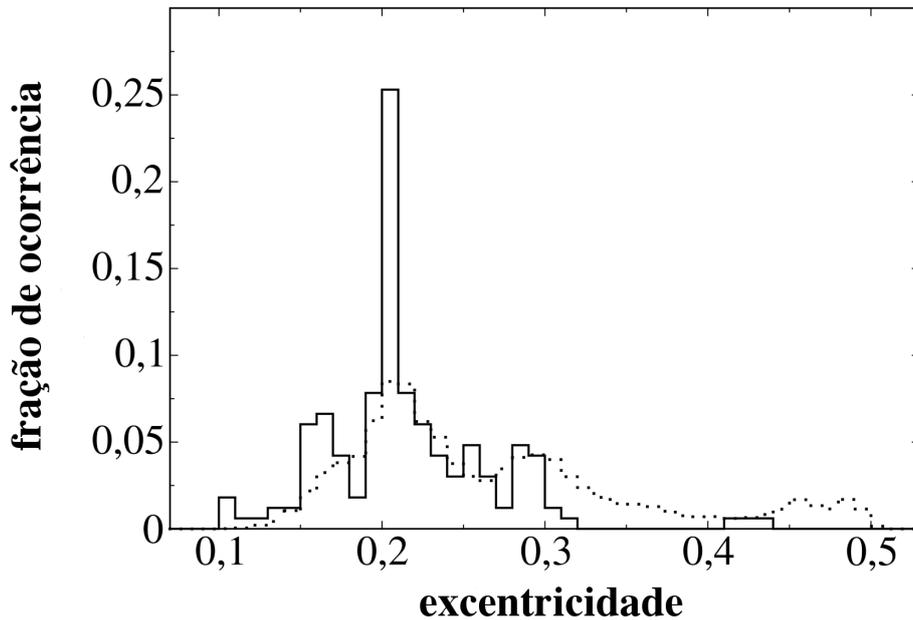


Figura 5.5 - Comparação entre as distribuições de excentricidade para a evolução de 7 partículas originais na região da MMR 1:3 (histograma pontilhado) e das excentricidades médias para as partículas teste que escaparam da ressonância enquanto Netuno estava migrando, tornando-se objetos fossilizados (histograma contínuo). O pico em  $e \sim 0,21$  sugere que órbitas do tipo 2004XR<sub>190</sub> podem ser formadas próximas à MMR 1:3, como proposto por Gomes (2011).

4,22 partículas fossilizadas com distância do periélio moderada para cada fossilizada com distância grande para a MMR 2:5, enquanto esta razão é de 2,43 para 1 no caso da MMR 1:3. Como aproximadamente 30% dos objetos fossilizados com distância do periélio moderada não são estáveis, conforme observamos em testes posteriores, as razões encontradas devem ser corrigidas e seus valores tornam-se 2,95/1 (MMR 2:5) e 1,70/1 (MMR 1:3).

A figura 5.6 mostra os resultados para a região da MMR 2:5 para uma simulação original sem migração com  $\bar{a}_N = 29,8 \text{ ua}$  que foi reiniciada em  $\sim 3,5 \text{ Gy}$  considerando a migração residual de Netuno, e a figura 5.7 apresenta a região da MMR 1:3 para a mesma simulação original reiniciada em aproximadamente 1 Gy. A maioria das partículas tende a acompanhar a migração de Netuno. Entretanto, algumas partículas escaparam da ressonância e tornaram-se objetos espalhados (abaixo da linha horizontal inferior), objetos fossilizados com distâncias do periélio moderada (entre as linhas horizontais e  $54,6 < a < 55,4 \text{ ua}$  ou  $61,8 < a < 62,4 \text{ ua}$ ) ou ainda objetos

Tabela 5.1 - Partículas fossilizadas com distâncias do periélio,  $q$ , moderadas e grandes quando Netuno atinge sua posição atual. O lado esquerdo corresponde aos resultados para as rodadas com partículas da MMR 2:5, enquanto o lado direito para a MMR 1:3. As colunas representam o número da rodada, o número de objetos fossilizados com  $q > 40 \text{ ua}$  ( $N_1$ ) e o número de objetos fossilizados com  $35 < q < 40 \text{ ua}$  ( $N_2$ ).

Rodada	$N_1$	$N_2$	Rodada	$N_1$	$N_2$
#1	5	14	#1	3	5
#2	2	18	#2	4	8
#3	5	15	#3	3	8
#4	2	9	#4	5	11
#5	1	8	#5	5	7
#6	4	12	#6	4	10
#7	4	12	#7	4	10
#8	3	25	#8	2	11
#9	6	23	#9	3	10
#10	6	24	#10	3	12
#11	6	20	#11	1	8
#12	8	21	#12	3	10
#13	5	12	#13	6	3
#14	4	19	#14	4	8
#15	6	51	#15	8	20
Total	67	283	Total	58	141

fossilizados com grande distância do periélio (acima da linha horizontal superior e  $54,6 < a < 55,4 \text{ ua}$  ou  $61,8 < a < 62,4 \text{ ua}$ ).

Os objetos espalhados ( $q < 35 \text{ ua}$ ) têm grande mobilidade em semi-eixo maior. Eles são fortemente perturbados por Netuno e usualmente acabam sendo ejetados do sistema solar em órbitas hiperbólicas. Os objetos fossilizados com distância do periélio moderada têm menor mobilidade do que os espalhados e a maioria deles permanece estável após Netuno atingir sua posição atual. Os fossilizados com grande distância do periélio, por outro lado, praticamente não têm mobilidade em semi-eixo maior e são muito estáveis, sobrevivendo por tempos da ordem da idade do sistema solar após Netuno alcançar sua órbita atual. Portanto, através de um experimento utilizando uma abordagem mais genérica, mostramos que objetos destacados próximos às ressonâncias de movimentos médios 2:5 e 1:3 com Netuno podem se formar a partir da interação gravitacional de partículas primordiais espalhadas e os planetas gigantes, sem a necessidade de um agente “externo” (e.g. passagens estelares ou uma companheira solar de massa planetária). É necessário, entretanto, que uma partícula espalhada seja capturada em MMR com Netuno, experimente a ressonân-

cia de Kozai e acesse o modo hibernante enquanto Netuno ainda esteja migrando para sua posição atual.

Um comentário a respeito das partículas que permanecem capturadas em MMR com Netuno neste último experimento se faz necessário. Uma vez que a quantidade destes objetos é muito maior do que a que escapa, poderíamos tentar estimar a razão atual entre partículas capturadas em ressonância com relação às que escaparam. Porém, não acreditamos que o experimento desenvolvido seja apropriado para tal cálculo. De fato, as integrações com migração duram cerca de  $600 My$  por conta da posição inicial de Netuno e da velocidade de migração escolhidas. Isto é justificável, pois uma vez que a migração sofre de fato um decaimento exponencial e nós a tratamos aqui como linear, e a maior parte da migração ocorre nos primeiros  $600 My$ . Haveria ainda, portanto, cerca de  $3,5 Gy$  restantes da evolução, durante os quais espera-se que grande parte das partículas ressonantes sejam removidas da ressonância.

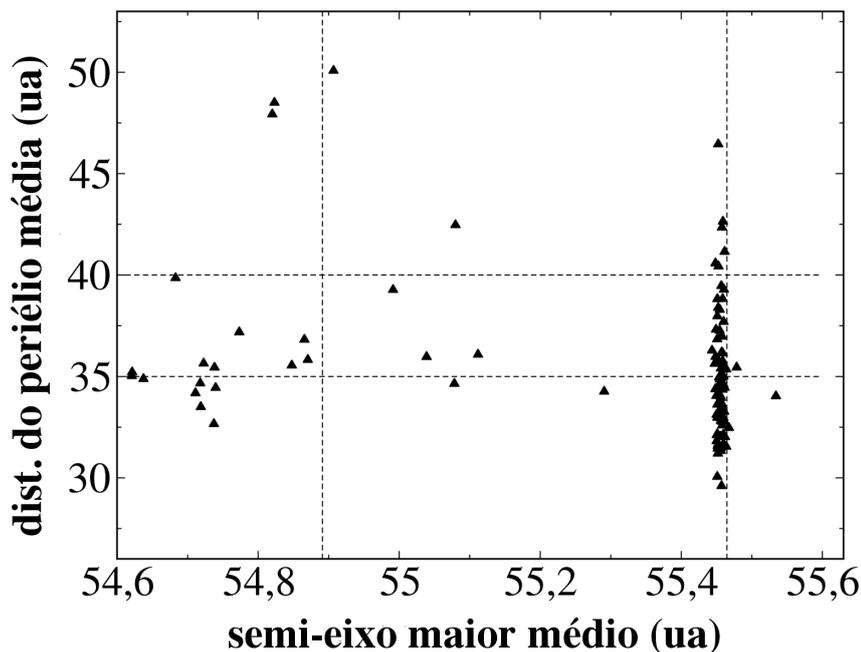


Figura 5.6 - Resultados na região da MMR 2:5 para uma simulação original reiniciada de aproximadamente  $3,5 Gy$ . Netuno estava inicialmente em  $a_N = 29,8 ua$  e foi feito migrar com  $V_{mig} = 0,5 ua/Gy$ . As linhas verticais correspondem aos semi-eixos maiores ressonantes inicial (à esquerda) e final (à direita),  $a_{2:5}$ . Todas as partículas presentes na integração original naquele tempo foram consideradas.

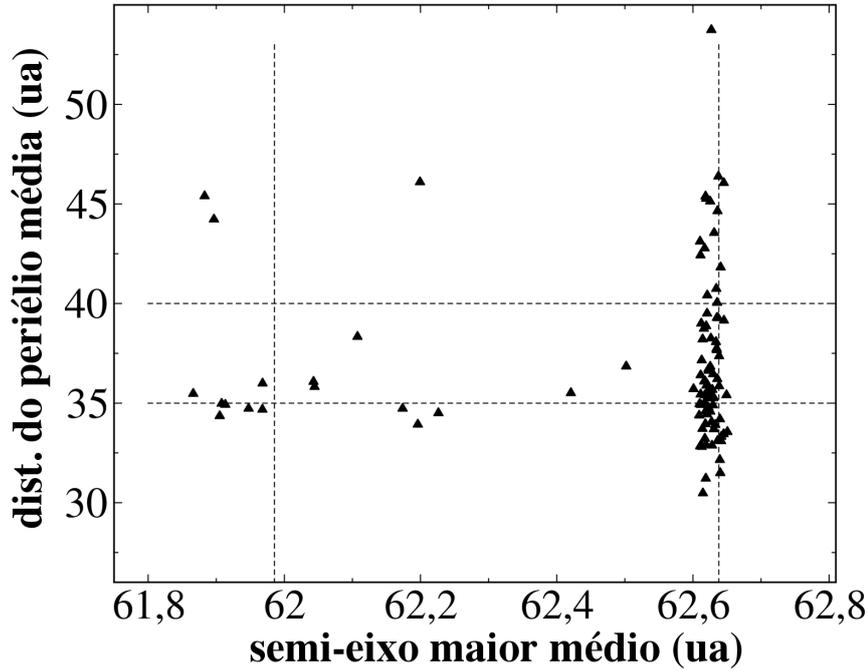


Figura 5.7 - Resultados na região da MMR 1:3 para uma simulação original reiniciada de aproximadamente  $1,0 Gy$ . Netuno estava inicialmente em  $a_N = 29,8 ua$  e foi feito migrar com  $V_{mig} = 0,5 ua/Gy$ . As linhas verticais correspondem aos semi-eixos maiores ressonantes inicial (à esquerda) e final (à direita),  $a_{1:3}$ . Todas as partículas presentes na integração original naquele tempo foram consideradas.

Uma vez que consideramos uma distribuição uniforme de inclinações entre  $0^\circ$  e  $50^\circ$ , uma questão que surge naturalmente é como a formação de objetos fossilizados depende da inclinação inicial. Para respondê-la, consideramos todas as simulações realizadas sem a migração de Netuno e geramos histogramas das inclinações iniciais de todas as partículas que experimentaram pelo menos uma entrada no modo hibernante. A figura 5.8 mostra estes histogramas para as MMRs 2:5 e 1:3. É interessante compará-la com a figura 2.5, que mostra a distribuição de inclinações de partículas próximas a estas ressonâncias para a integração numérica apresentada no capítulo 2, onde consideramos a migração tipo modelo de Nice *I*. A comparação entre estas duas distribuições pode ser usada para fazer uma melhor estimativa da massa provável depositada próxima a cada ressonância na seção a seguir. É interessante notar que o histograma para a ressonância 1:3 é muito mais deslocado para a esquerda do que o relativo à 2:5. Embora não seja nosso intuito explicar esta característica, podemos confirmar que ela de fato pode existir, uma vez que uma partícula capturada pela MMR 1:3 com baixa inclinação pode, eventualmente, entrar na ressonância de

Kozai e experimentar a variação acoplada de grande amplitude entre excentricidade e inclinação que é capaz de trazer a excentricidade para valores próximos a 0,1 e a inclinação  $\sim 30^\circ$ . A figura 5.9 mostra um exemplo de tal comportamento.

### 5.1 Estimativa da massa dos objetos destacados fossilizados

Embora as simulações executadas nesta fase do trabalho não tenham sido feitas com o intuito específico de calcular o número total de objetos destacados que podem vir de um episódio passado de hibernação, acreditamos que é possível fazer uma estimativa da massa total que poderia ser depositada próximo às ressonâncias 2:5 e 1:3 como objetos fossilizados com grande distância do periélio. Consideramos as integrações sem migração e assumimos que cada entrada no modo hibernante gerou um objeto fossilizado com  $q > 40 \text{ ua}$ , o que é razoável em vista dos exemplos apresentados nas figuras 5.1 e 5.2. Para a MMR 2:5, encontramos que 0,38% das partículas apresentaram pelo menos uma ocorrência do modo hibernante para os primeiros 0,85 Gy, enquanto para a 1:3 esta fração foi de 0,55%. Em seguida, comparamos estas frações com a massa total disponível nas vizinhanças de cada ressonância, tomadas da simulação que segue o modelo de Nice descrito no capítulo 2. Esta massa em 0,75 Gy, antes de Netuno experimentar uma migração residual efetiva por 0,85 Gy é de 0,041 e 0,036 massas terrestres para as ressonâncias 2:5 e 1:3, respectivamente. Isto gera uma massa total final para objetos fossilizados com grande distância do periélio próximos àquelas ressonâncias entre 0,07 e 0,09 massas de Plutão.

Se considerarmos os últimos 3 Gy da migração planetária, as frações de partículas que apresentam pelo menos uma entrada no modo hibernante são 1,8% e 2,2% para as MMRs 2:5 e 1:3, respectivamente. Considerando que a probabilidade de escape do modo hibernante durante os últimos 3 Gy como sendo  $\sim 40\%$ , como sugerido pela figura 5.3, podemos estimar uma massa total na região destas ressonâncias como entre 0,21 e 0,26 massas de Plutão.

Agora devemos considerar também que estes cálculos foram baseados numa distribuição uniforme de inclinações de  $0^\circ$  a  $50^\circ$ . A distribuição de inclinações que gera ao menos uma entrada no modo hibernante está mostrada na figura 5.8. Por outro lado, as distribuições de inclinações esperadas ao redor das MMRs 2:5 e 1:3 estão mostradas na figura 2.5. Para conseguir frações mais acuradas de partículas que apresentam pelo menos uma entrada no modo hibernante, devemos multiplicar os números obtidos por um fator que é igual a soma ponderada das frações de partículas em cada barra das distribuições mostradas na figura 5.8. Os pesos são obtidos ao normalizarmos as frações dadas na figura 2.5 de modo que a soma destes pesos

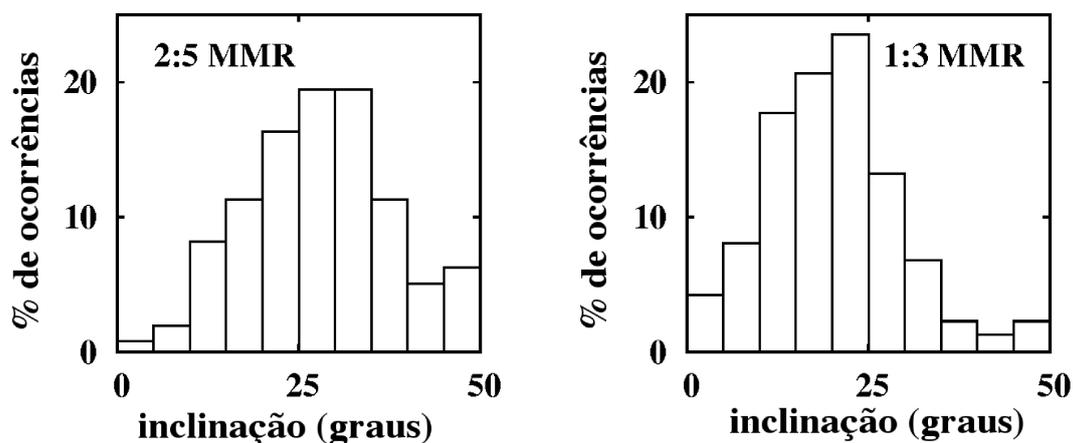


Figura 5.8 - Distribuição das inclinações iniciais de partículas que acessaram pelo menos uma vez o modo hibernante.

seja igual a 10, o número de barras do histograma. Com isto posto, encontramos fatores 0,88 e 1,57 que devem multiplicar as massas estimadas anteriormente. O fator maior do que um obtido para a MMR 1:3 reflete que a distribuição de inclinações que produziu entradas no modo hibernante na figura 5.8 é bastante similar à distribuição de inclinações que as partículas devem ter próximas da MMR 1:3, de acordo com a figura 2.5.

Também é útil considerarmos a grande simulação apresentada no capítulo 2. Como notado anteriormente, existe um caso para uma partícula na ressonância 2:5 e outro para uma na 1:3 onde elas são capturadas em MMR e ressonância de Kozai e eventualmente escapam destas. Cada uma destas partículas carrega  $\sim 0,32$  massas de Plutão, que poderiam ser consideradas como uma outra estimativa de massa para objetos com baixa excentricidade próximos a estas MMRs. Este número está mais de acordo com a massa estimada tomando os casos em que consideramos um tempo maior durante o qual a partícula pode acessar o modo hibernante e escapar das ressonâncias. Por outro lado, através dos dois exemplos vindos da simulação que segue o modelo de Nice, as partículas que ficaram fossilizadas próximas da 2:5 e 1:3 escaparam da MMR entre 0,8 e 0,9  $Gy$ , portanto, nos primeiros 0,15  $Gy$  da migração residual de Netuno. Notamos, entretanto, que existem outras partículas naquela simulação que foram fossilizadas muito mais tarde vindas de ressonâncias de ordem mais altas e, portanto, mais distantes de Netuno. Uma ressalva que deve ser feita ao método indireto utilizado acima para o cálculo da massa é que este cômputo é baseado na massa total (quantidade de planetesimais) no início da integração. Uma vez que impusemos limites artificiais para remover partículas neste capítulo e

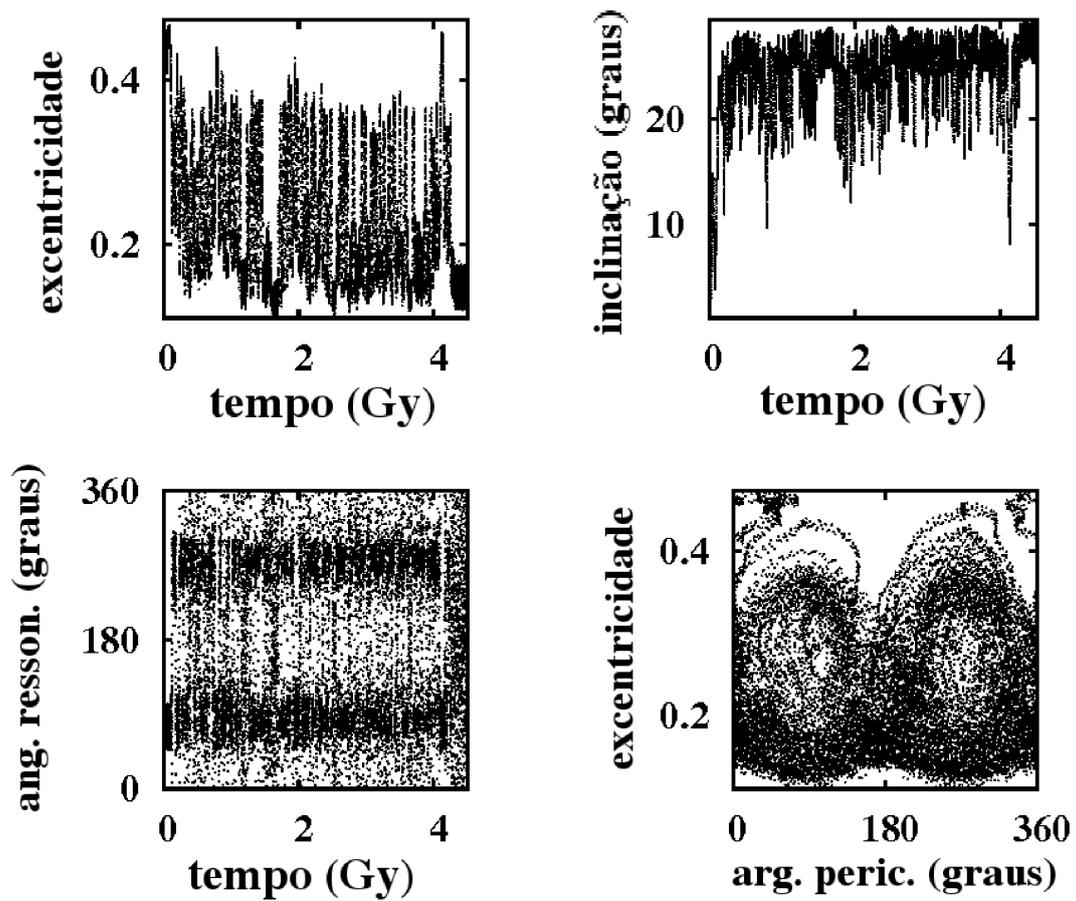


Figura 5.9 - Evolução de uma partícula capturada na MMR 1:3 com Netuno, experimentando a ressonância de Kozai e eventualmente o modo hibernante. A partícula inicia com uma pequena inclinação e apresenta grandes variações na excentricidade e inclinação.

no capítulo 4, a quantidade de partículas na vizinhança de cada ressonância diminui mais rapidamente do que na realidade (por exemplo, do que na simulação do capítulo 2). Algumas destas partículas removidas artificialmente poderiam vir a sofrer os efeitos de acoplamento de ressonâncias descrito e produzir objetos fossilizados, de modo que a massa total destes corpos próximos às ressonâncias pode estar um pouco subestimado. Considerando todos os fatores levantados nesta seção, podemos estimar que a quantidade de massa com baixa excentricidade próxima a cada uma destas MMRs está entre 0,1 e 0,3 massas de Plutão ( $2 \cdot 10^{-4} M_{\oplus}$  e  $6 \cdot 10^{-4} M_{\oplus}$ ).



## 6 OBJETOS QUENTES DO CINTURÃO CLÁSSICO DE KUIPER

A complexa estrutura dinâmica do cinturão de Kuiper é algo de certo modo inesperado, pois a formação destes corpos deve ter ocorrido em um disco dinamicamente frio (KENYON; LUU, 1999). Diversas hipóteses foram propostas nos últimos anos para explicar as diferentes populações do cinturão de Kuiper. Por exemplo, o mecanismo de varredura por ressonância foi proposto por Malhotra (1993), Malhotra (1995), Malhotra (1998) para explicar objetos ressonantes. Estes trabalhos focavam especialmente em explicar as órbitas dos Plutinos, presos em MMR 2:3 com Netuno. Eles mostram que os corpos são presos em ressonância com Netuno durante a fase de migração planetária dos planetas gigantes (FERNÁNDEZ; IP, 1984). Este processo pode explicar a distribuição de excentricidades, mas não é capaz de explicar a distribuição de inclinações dos Plutinos (GOMES, 2000).

A origem dinâmica dos objetos clássicos do cinturão de Kuiper é ainda mais intrigante. Por exemplo, Morbidelli e Valsecchi (1997) e Petit et al. (1999) propuseram que os objetos quentes do cinturão clássico (ou HCs, de hot classicals) atingiriam suas órbitas devido à presença de um corpo com grande massa capaz de excitar suas órbitas primordiais. Este modelo, entretanto, é incapaz de explicar a distribuição de inclinações dos HCs que estende-se a valores tão grandes ou maiores que  $30^\circ$ , pois um corpo massivo seria incapaz de induzir tamanhas inclinações. Levison e Morbidelli (2003) argumentam que os objetos frios do cinturão clássico (ou CCs, de cold classicals) foram colocados em suas órbitas atuais após serem varridos pela ressonância 1:2 com Netuno enquanto este planeta migrava para sua posição atual. Para que isso funcione, Netuno tem que migrar a partir de uma órbita de modo que sua MMR 1:2 esteja inicialmente interior à borda interna do disco. Teorias mais modernas da formação dos objetos clássicos do cinturão de Kuiper consideram um modelo em que Netuno é rapidamente espalhado para um semi-eixo maior relativamente alto durante a instabilidade dos planetas gigantes e após isso sofreria a migração residual, fato que inviabilizaria o mecanismo proposto por Levison e Morbidelli (2003).

Duas modalidades de modelos de instabilidade são atualmente considerados. O modelo de Nice original (TSIGANIS et al., 2005; GOMES et al., 2005; MORBIDELLI et al., 2005), no qual a instabilidade é ativada quando Júpiter e Saturno cruzam a MMR 1:2. Isto excita as órbitas planetárias de modo que encontros entre Saturno e Urano e/ou Netuno ocorrem. O modelo de Nice explica satisfatoriamente as órbitas atuais dos planetas gigantes, o bombardeamento lunar tardio, a captura dos asteroides troianos de Júpiter, dentre outras características do sistema solar. A se-

gunda modalidade, que é o modelo de instabilidade atualmente preferido, é o cenário Jumping-Jupiter. Este é uma modificação do modelo de Nice que requer que a órbita de Júpiter sofra mudanças descontínuas devido a encontros com Urano e Netuno. Tal evolução é necessária para preservar vínculos impostos pela arquitetura secular do sistema planetário exterior, a sobrevivência dos planetas terrestres e a estrutura dinâmica do cinturão de asteroides (MORBIDELLI et al., 2009; BRASSER et al., 2009; MORBIDELLI et al., 2010). Trabalhos recentes sugerem que o modelo Jumping-Jupiter pode ser convenientemente obtido se o sistema solar inicialmente contivesse um gigante de gelo extra que seria ejetado em órbita interestelar durante a instabilidade (NESVORNÝ, 2011; NESVORNÝ; MORBIDELLI, 2012).

Levison et al. (2008), inspirados pelo modelo de Nice original, retomaram a fase de migração de Netuno iniciando-o em uma órbita excêntrica ( $e_N \simeq 0,3$ ). Eles assumiram que a excentricidade decresce segundo um tempo característico de amortecimento de  $\tau_e = 1$  My. Ao mesmo tempo, Netuno migra de  $\simeq 28$  ua até 30 ua em  $\tau_a = 1$  My. Ambos, CCs e HCs, seriam capturados durante a fase inicial da migração de Netuno quando, de acordo com Levison et al. (2008), as ressonâncias de movimentos médios exteriores se sobrepõem e criam uma região de órbitas caóticas (“chaotic sea”). Os corpos previamente espalhados para  $a > 40$  ua por Netuno podem acessar esse mar caótico, suas excentricidades podem diminuir e os corpos ficariam permanentemente capturados no cinturão clássico quando a excentricidade de Netuno rapidamente decai destruindo o mar caótico.

Um potencial problema com a origem comum dos CCs e HCs no modelo de Levison et al. (2008) é a diferença nas propriedades físicas entre esses objetos, tais como: cor, distribuição da frequência de tamanhos, albedo e fração relativa de binários (LEVISON; STERN, 2001; BERNSTEIN et al., 2004; PARKER; KAVELAARS, 2010; FRASER et al., 2014). Estas diferenças seriam difíceis de explicar caso os objetos frios e quentes tivessem iniciado na mesma localização no disco transplanetário. Mais ainda, Dawson e Murray-Clay (2012) mostram que o mar caótico de Levison et al. (2008), de fato, não existe mesmo para o caso em que  $e_N \sim 0.3$ . Isto levanta a questão de como, na realidade, se formaram as órbitas dos HCs e CCs.

Para os CCs, dadas suas diferentes propriedades citadas anteriormente, o mais justo é considerar que eles se formaram *in situ* (BATYGIN et al., 2011). Para os HCs, Dawson e Murray-Clay (2012) sugerem que sua captura pode ocorrer por interações seculares entre a excentricidade de Netuno e dos corpos no disco espalhado. Esta interação produziria grandes oscilações da excentricidade e, portanto, da distância do periélio

dos corpos espalhados, uma fração dos quais pode desacoplar-se de Netuno enquanto sua excentricidade diminui.

Em vista das incertezas que permeiam este tema, decidimos estudar a origem dinâmica do cinturão clássico considerando três diferentes modelos de migração/instabilidade (modelos A, B e C). O modelo A considera uma fase em que Netuno é espalhado em uma órbita excêntrica. Este caso, portanto, é similar àquele considerado em [Levison et al. \(2008\)](#). No modelo B, tomado de [Nesvorný e Morbidelli \(2012\)](#), a excentricidade de Netuno nunca torna-se muito grande. O modelo C tem uma resolução aumentada e concentra-se em corpos inicialmente na região entre 41 *ua* e 46 *ua*. Este último modelo foi construído de maneira mais artificial na tentativa de imitar as órbitas das partículas espalhadas dos modelos A e B. Os principais resultados de cada modelo bem como o mecanismo de formação de objetos quentes no cinturão de Kuiper poderia se relacionar com o mecanismo para formação de objetos destacados estão apresentados nas próximas seções.

### 6.1 Modelo A: Netuno espalhado com alta excentricidade

Inicialmente, consideramos um sistema com o Sol, os quatro planetas gigantes e um disco externo de planetesimais. A massa dos planetas terrestres foi adicionada à massa do sol. Os semi-eixos maiores orbitais adotados foram 5,45 *ua*, 8,18 *ua*, 12,0 *ua* e 14,2 *ua* para Júpiter, Saturno, Urano e Netuno, respectivamente. Suas excentricidades iniciais são tomadas iguais a zero e inclinações  $i \leq 0,5^\circ$ . O disco de planetesimais foi composto inicialmente por 600 corpos com massa total de  $42M_\oplus$ , excentricidades e inclinações nulos. O disco de planetesimais tinha uma densidade superficial proporcional a  $r^{-1}$ , em que  $r$  é a distância heliocêntrica, e localizava-se entre 16 *ua* e 40 *ua*. Tais condições iniciais estão baseadas no modelo de Nice original ([TSIGANIS et al., 2005](#); [GOMES et al., 2005](#); [MORBIDELLI et al., 2005](#)), pois basicamente queremos atingir a fase de instabilidade planetária próxima do tempo correto (bombardeamento lunar tardio) em que as órbitas atinjam posições similares às atuais. Entretanto, nosso modelo leva em conta o cenário “Jumping Jupiter” em que um encontro próximo entre um gigante de gelo e Jupiter não é evitado, como ocorre no modelo de Nice original. Deve-se notar que o cenário original foi baseado em uma aproximação lenta de Júpiter e Saturno em sua MMR 1:2. Tal evolução, entretanto, ativa instabilidades destrutivas ao sistema de planetas interiores, bem como produz uma distribuição de objetos no cinturão principal de asteroides inconsistente com a atual ([MORBIDELLI et al., 2009](#); [BRASSER et al., 2009](#); [MORBIDELLI et al., 2010](#)). No entanto, nós entendemos que logo após o início da fase de instabilidade planetária

o modelo original de Nice não difere em essência de suas versões mais recentes, o que justifica seu emprego para o estudo do efeito da migração sobre os objetos quentes do cinturão de Kuiper. As integrações numéricas das equações do movimento foram realizadas com o integrador híbrido do pacote Mercury (CHAMBERS, 1999), utilizando um passo de meio ano, que é aproximadamente  $1/20$  do menor período ( $P_{Jup.} = 11,86$ anos).

Netuno pára não muito além de  $30 ua$ , pois o disco de planetesimais além desta distância é espalhado durante a instabilidade e isso reduz sua eficácia em sustentar a migração. A figura 6.1 mostra a evolução orbital de Netuno nessa simulação. O espalhamento ocorre em  $t \simeq 6,5 \times 10^8$  anos e faz com que Netuno atinja  $e_N \simeq 0,4$ . A excentricidade diminui para próximo de zero nos 5 milhões de anos seguintes. Quando o estágio de encontros mútuos entre os planetas acaba, clonamos cada planetesimal 100 vezes para obter maior amostragem. A clonagem foi feita distribuindo-se a massa da partícula original entre as 100 novas partículas, cujas velocidades são levemente diferentes da original. Portanto, a clonagem preserva a massa total do disco.

Ao analisar os resultados, encontramos que 50 partículas terminaram a simulação com órbitas compatíveis com aquelas dos objetos quentes clássicos (HCs), com  $i > 5^\circ$ ,  $q > 30 ua$  e  $40 < a < 47,5 ua$ , ou seja, apenas considerando órbitas entre as MMRs 2:3 e 1:2 com Netuno na figura 6.2. Esta figura mostra que há boa concordância entre a distribuição orbital dos objetos simulados e HCs reais. A distribuição de excentricidades das partículas quentes clássicas estende-se de aproximadamente 0,3 até baixos valores próximos de 0,04, com algumas terminando a simulação com  $q > 45 ua$ , como necessário. Observe que estas órbitas são as mais difíceis de reproduzir a partir do disco original pois um mecanismo robusto é necessário para implantar órbitas tão profundamente na região dos HCs. Além disso, as inclinações dos objetos quentes gerados estende-se até valores acima de  $25^\circ$  como é preciso para explicar a componente de alta inclinação dos objetos quentes reais. Entretanto, alertamos que uma comparação detalhada requer que as tendências observacionais sejam levadas em conta. Nota-se na figura 6.2 a ausência de objetos simulados entre as MMRs 5:9 e 7:13 que não é observada para partículas reais. Em princípio é possível que objetos sejam capturados e soltos das MMRs 6:11 e 7:13 para preencher este vazio. Entretanto, tais ressonâncias são relativamente fracas e necessitariam de um número maior de objetos simulados para que houvesse captura. Por outro lado, algumas partículas podem vir a partir da MMR 1:2 e preencher esta região após serem liberadas da ressonância. Isto dependeria basicamente da extensão da

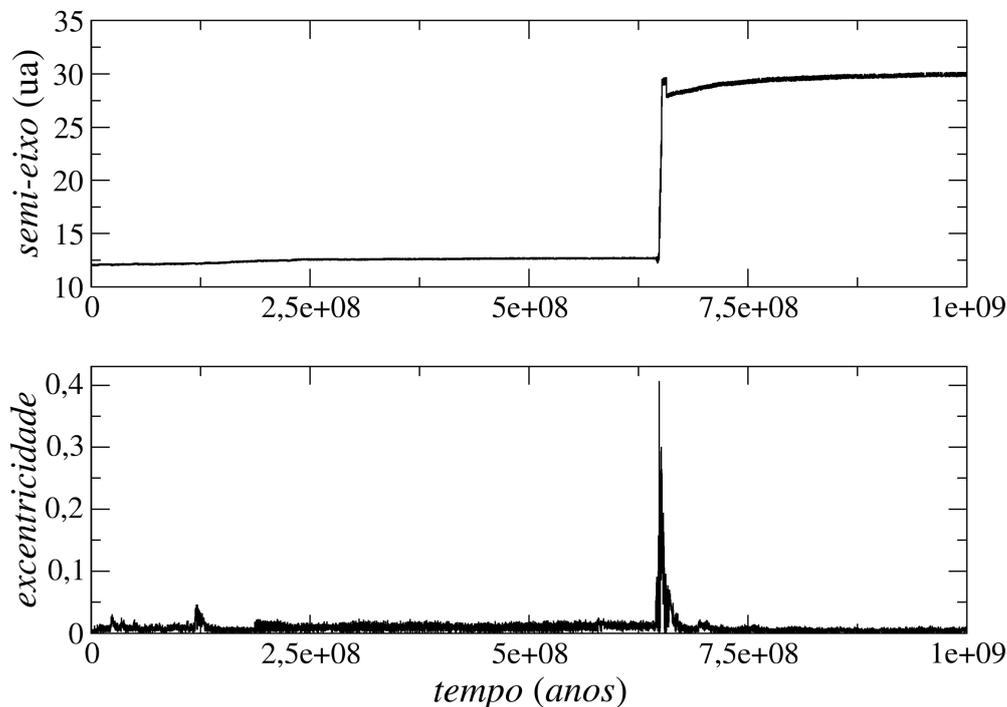


Figura 6.1 - Evolução da órbita de Netuno segundo a simulação do modelo A. O painel superior mostra o semi-eixo maior do planeta e o inferior apresenta a evolução de sua excentricidade para um período de 1 bilhão de anos. A integração completa foi de 4,5 bilhões de anos, mas a instabilidade ocorre em cerca de 650 milhões de anos.

migração residual de Netuno.

Analisamos a evolução orbital de partículas individualmente para determinar o mecanismo pelo qual atingem órbitas compatíveis com os objetos quentes. Encontramos que muitos de nossos objetos quentes são planetesimais que foram primeiramente espalhados por Netuno e capturados em alguma ressonância de movimentos médios exterior com este planeta, tais como as MMRs 1:2 e 5:9. Uma vez capturados em MMR, experimentaram os efeitos da ressonância de Kozai (KOZAI, 1962; KOZAI, 1985; GALLARDO et al., 2012) que permite grandes oscilações em anti-fase da excentricidade e inclinação. Em alguns casos, enquanto Netuno ainda está migrando, a partícula escapa da MMR durante um estágio em que sua excentricidade está próxima do valor mínimo. Uma vez que isto ocorre a órbita da partícula se estabiliza na região dos objetos quentes.

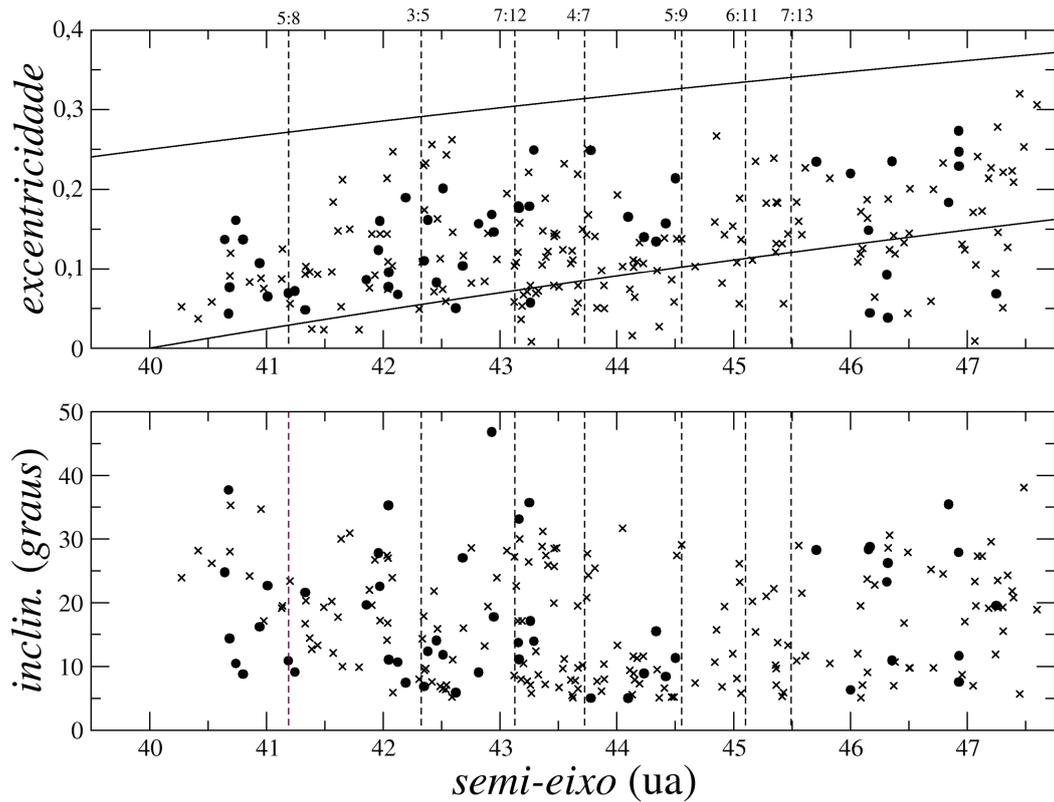


Figura 6.2 - Distribuição do semi-eixo maior *vs.* excentricidade (acima) e semi-eixo maior *vs.* inclinação (abaixo) das partículas que terminaram a simulação do modelo A com  $i > 5^\circ$  (círculos preenchidos) na região dos objetos quentes, representados por cruces (apenas os HCs observados por três ou mais oposições). As curvas no gráfico superior representam  $q = 40 \text{ ua}$  e  $q = 30 \text{ ua}$  para referência. As linhas tracejadas verticais representam diversas MMRs no intervalo de semi-eixos maiores do cinturão clássico de Kuiper.

A figura 6.3 mostra um exemplo de uma partícula que foi espalhada por Netuno e capturada pela MMR 1:2 (veja os gráficos superior do lado esquerdo e inferior do lado direito). A partícula permanece presa na ressonância de movimentos médios até aproximadamente 790 My. A ressonância de Kozai está ativa entre  $\sim 700$ -715 My e entre  $\sim 730$ -780 My (veja a libração do argumento do pericentro ao redor de  $90^\circ$  no gráfico superior do lado direito). Isto causa uma grande variação da distância do periélio. Tais variações ocorrem enquanto a partícula ainda está na MMR 1:2. Quando a ressonância de movimentos médios é quebrada, em  $\sim 800$  My, a partícula é solta em uma órbita próxima à dos objetos quentes reais onde permanece pelo resto da simulação. O semi-eixo maior final é  $a = 46,5 \text{ ua}$  e a inclinação orbital  $i \sim 26^\circ$ .

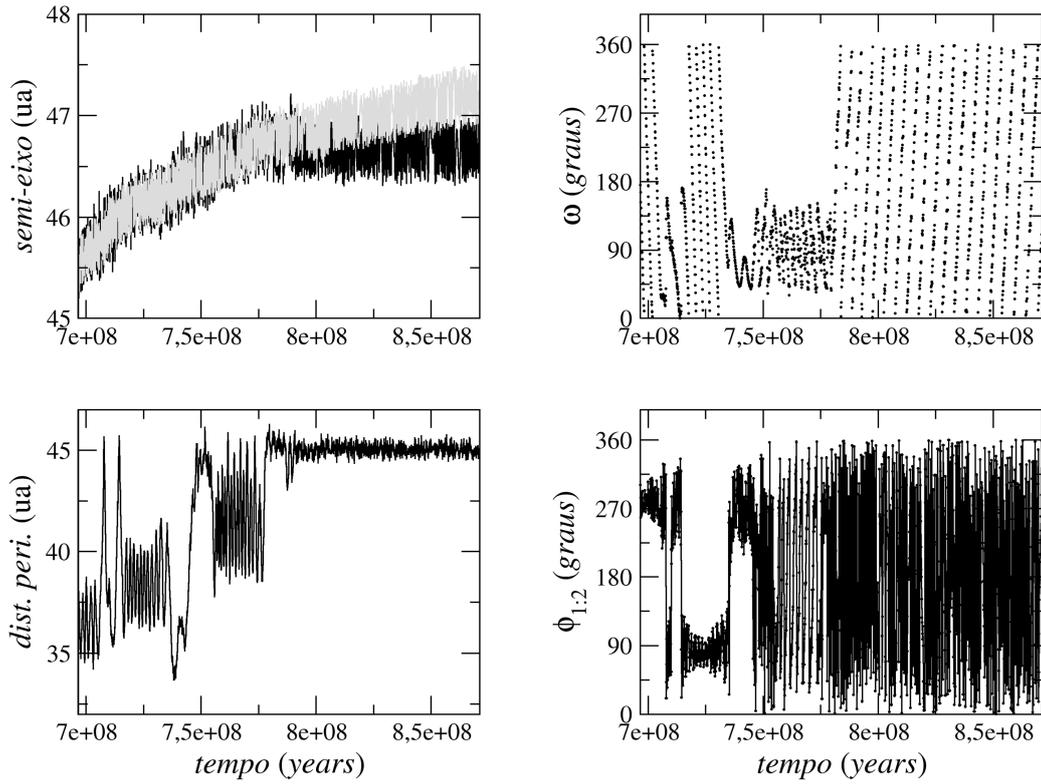


Figura 6.3 - Evolução orbital de uma partícula do modelo A. Mostramos o semi-eixo maior da partícula em preto e o semi-eixo maior da MMR 1:2 com Netuno em cinza no gráfico superior à esquerda, a distância do periélio no gráfico inferior à esquerda, o argumento do pericentro,  $\omega$ , no painel superior à direita e o ângulo ressonante da MMR 1:2 no painel inferior à direita. A partícula termina em uma órbita na região dos objetos quentes clássicos com  $q \simeq 45 \text{ ua}$  após escapar da MMR 1:2.

A figura 6.4 mostra um outro exemplo. Desta vez, após ser espalhado, o objeto evolui muito próximo à MMR 5:9 e eventualmente é capturado por esta ressonância em  $\sim 780 \text{ My}$ . Então passa a experimentar uma variação lenta em seu argumento do pericentro, indício de que a órbita encontra-se próxima da separatriz da ressonância de Kozai, permitindo-a alcançar grandes valores para a distância do periélio e inclinação. A ressonância de movimentos médios é quebrada em  $\sim 900 \text{ My}$  (gráfico inferior à direita), após a partícula passar por uma fase em que sua distância do periélio permanece alta por um grande período. Em seguida, o objeto é solto em uma órbita estável na região dos objetos quentes clássicos com  $a \simeq 44 \text{ ua}$ ,  $i \simeq 16^\circ$  e  $e \simeq 0,135$ .

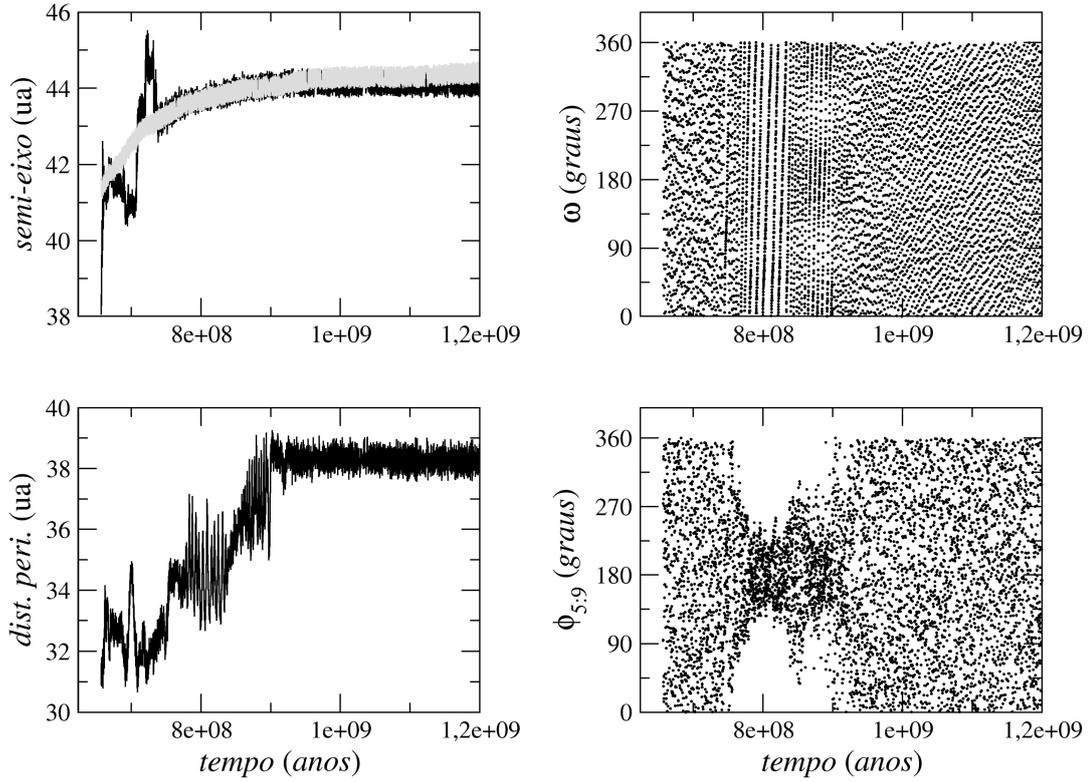


Figura 6.4 - Análoga à figura 6.3, porém para uma partícula capturada pela MMR 5:9 com Netuno. A partícula é solta da ressonância de movimentos médios em uma órbita estável na região dos objetos clássicos quentes com  $q \simeq 38 \text{ ua}$ .

Encontramos que a maior parte de nossas partículas que terminaram a simulação na região dos objetos quentes tiveram a evolução de suas órbitas de acordo com o mecanismo descrito e ilustrado acima. Este mecanismo é semelhante, porém envolvendo diferentes MMRs, semelhante ao proposto por Gomes (2011) para explicar a origem dinâmica de objetos destacados (e.g., 2004XR<sub>190</sub>). Anteriormente, Gomes (2000) havia discutido captura em MMRs e os efeitos da ressonância de Kozai no contexto da captura dos Plutinos a partir do disco espalhado. Além disso, Gomes (2003) mostrou uma discussão geral para este mecanismo utilizando migrações suaves para Netuno. Aqui mostramos que este mecanismo é geral e ocorre para instabilidades do tipo Nice.

## 6.2 Modelo B: Netuno espalhado com baixa excentricidade

Dawson e Murray-Clay (2012) discutiram restrições da migração de Netuno sobre a formação dos objetos quentes e frios do cinturão clássico de Kuiper. A restrição

imposta pelos objetos frios (CCs) requer que a excentricidade de Netuno nunca tenha sido de fato muito grande ( $e_N \lesssim 0.1$ ) ou quando grande tenha sido rapidamente amortecida para valores baixos, devido a fricção dinâmica do disco de planetesimais. Por exemplo, a simulação discutida na seção anterior violaria tal restrição, pois a excentricidade de Netuno permanece relativamente alta ( $e_N > 0.1$ ) por  $\simeq 5$  My, enquanto o semi-eixo do planeta estava em  $\simeq 28$  *ua*. Portanto, torna-se desejável também considerar modelos que estejam mais em concordância com os apresentados Dawson e Murray-Clay (2012).

Para investigar esta possibilidade, selecionamos um caso representativo do trabalho de Nesvorný e Morbidelli (2012). Os autores realizaram aproximadamente 10.000 integrações numéricas da instabilidade planetária, iniciando de centenas de configurações iniciais para os planetas que foram obtidas previamente a partir de simulações hidrodinâmicas. As integrações incluíram os efeitos do disco de planetesimais. Aqui nós consideramos um caso inicialmente com cinco planetas, em que o planeta adicional é colocado em órbita ressonante entre Saturno e o gigante de gelo mais interno. Isto foi feito pois, como mostrado por Nesvorný e Morbidelli (2012), a inclusão de planetas extras colabora no aumento da taxa de sucesso nas simulações com instabilidade, pois o planeta extra pode ser prontamente ejetado no espaço interestelar durante a fase da instabilidade.

Na simulação específica considerada aqui, os semi-eixos maiores iniciais para os planetas foram de 5,47 *ua*, 7,46 *ua*, 10,11 *ua*, 17,58 *ua* e 22,17 *ua* para Júpiter, Saturno, terceiro gigante de gelo, Urano e Netuno, respectivamente. O terceiro gigante de gelo possui massa igual à de Netuno. O disco de planetesimais é composto inicialmente por 3000 corpos massivos com massa total de  $20 M_\oplus$  e localiza-se entre 23 *ua* e 30 *ua*. Os planetesimais têm excentricidade e inclinação iniciais iguais a zero. Esta configuração foi motivada por algumas rodadas dos modelos da instabilidade dinâmica no sistema solar exterior com maior sucesso em Nesvorný e Morbidelli (2012). Utilizamos um semi-eixo maior de Urano levemente maior do que em Nesvorný e Morbidelli (2012), de modo que Urano e Netuno não cruzem a ressonância 1:2. Isto nos permite selecionar mais facilmente os modelos de instabilidade aplicáveis ao cinturão de Kuiper.

A figura 6.5 mostra a evolução orbital de Netuno nesta simulação. A instabilidade foi disparada nesta simulação quando os planetesimais, espalhados por Netuno que migra devido ao disco externo, evoluem para a região entre Júpiter e Saturno. Como um resultado da interação gravitacional com os planetesimais, Saturno migra no

sentido em que aumenta seu semi-eixo maior e desestabiliza a órbita de seu vizinho de gelo. A fase de espalhamento entre o gigante de gelo e Júpiter/Saturno ocorre em  $t \simeq 10^7$  anos após o início da simulação (veja o painel inferior da figura 6.5). Note que a excentricidade de Netuno nunca se torna alta nesta simulação ( $e_N < 0.03$ ). Este tipo de simulação claramente satisfaz a restrição dos CCs colocada por Dawson e Murray-Clay (2012).

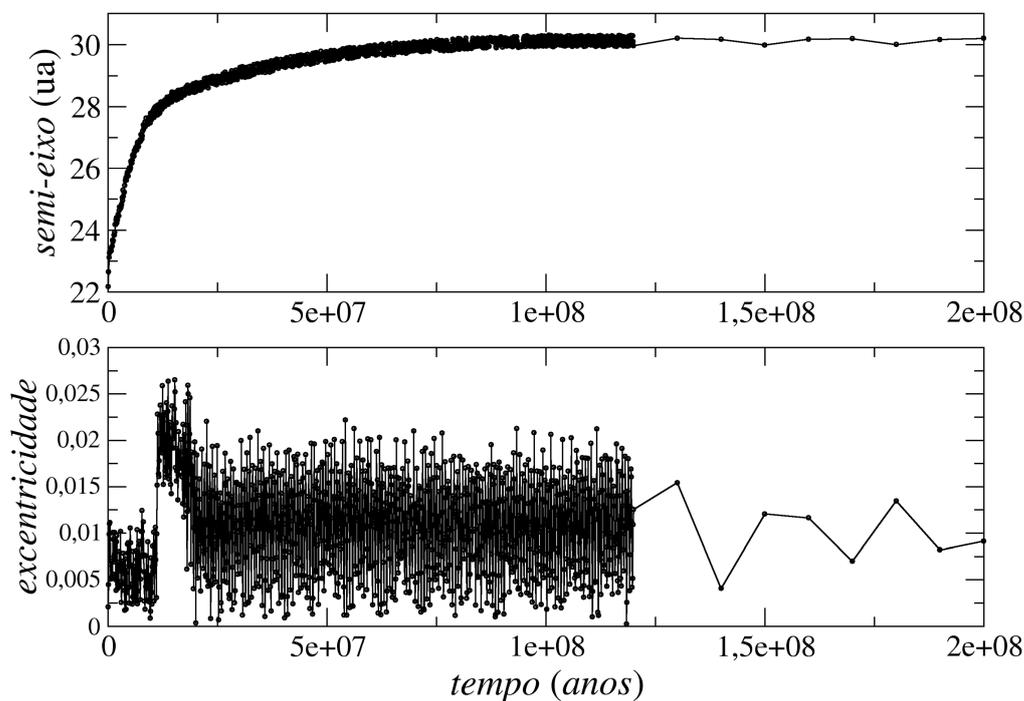


Figura 6.5 - Evolução da órbita de Netuno na simulação do modelo B. O painel superior mostra o semi-eixo maior de Netuno desde a instabilidade próxima de  $t = 0$  até  $t = 200 My$  anos (a simulação teve duração total de 4 Gy após a instabilidade). O painel inferior mostra a excentricidade de Netuno para o mesmo intervalo de tempo. A amostragem nos elementos orbitais mudou em 120 My.

Para estudar como objetos quentes podem ser capturados neste tipo de evolução, repetimos a simulação com uma resolução aumentada. Isto foi feito, pois o número de partículas do disco era insuficiente para obter estatísticas para a formação de objetos quentes. Primeiramente, repetimos as rodadas originais, usando as mesmas condições iniciais para os planetas e planetesimais, salvando os dados das órbitas

planetárias a cada intervalo de um ano. Posteriormente realizamos uma segunda integração com uma versão modificada do integrador `swift_rmvs3` (LEVISON; DUNCAN, 1994), em que as órbitas são lidas do arquivo gravado e interpoladas com a amostragem necessária (geralmente 0,5 anos, que é o passo de integração utilizado). A interpolação foi feita em coordenadas cartesianas da mesma maneira como descrito em Nesvorný et al. (2013). Deste modo fica assegurado que a evolução orbital dos planetas nesta nova integração é praticamente a mesma (a menos de pequenos erros causados pela rotina de integração) que nas rodadas originais. As novas simulações incluíram 70.000 partículas no disco com órbitas respeitando a distribuição do disco original (i.e.,  $23 < a < 30 \text{ ua}$ , inclinações e excentricidades iguais a zero).

A figura 6.6 mostra um exemplo de uma partícula que eventualmente atinge uma órbita tipo HC com  $a = 42 \text{ ua}$ ,  $e = 0,08$  e  $i = 17^\circ$ . Sua evolução orbital assemelha-se aos dois casos discutidos para o modelo A (seção 6.1). A partícula é capturada pela MMR 3:5 com Netuno em  $t \simeq 2 \times 10^7$  anos e, embora seja difícil de verificar na escala mostrada no painel superior da figura 6.6, ela é na verdade solta da ressonância em  $t \simeq 8 \times 10^7$  anos. As oscilações de Kozai podem ser verificadas para  $25 < t < 60 \text{ My}$ , enquanto a partícula ainda está capturada pela MMR 3:5. Devido a essas oscilações a partícula é capaz de atingir uma distância do periélio relativamente grande, desacoplar-se de Netuno e, uma vez liberada da ressonância de movimentos médios, estabilizar-se na região dos objetos quentes clássicos.

Ao analisarmos todas as partículas que terminaram em órbitas tipo HC no modelo B, encontramos que  $\sim 80\%$  delas seguiram o caminho ilustrado acima, porém envolvendo também outras MMRs, tais como a 4:7. Apesar de o número de objetos que terminam na região dos HCs ser menor que no modelo anterior (6 contra 50), a distribuição orbital final destas partículas assemelha-se à que foi mostrada na figura 6.2 e representa uma boa aproximação da distribuição de objetos quentes reais. Não alegamos que a concordância seja boa em algum sentido formal estatístico porque não obtivemos partículas quentes suficientes para que algum teste estatístico significativo seja feito. Uma comparação mais detalhada requer uma resolução ainda maior.

Deste modo encontramos que o mecanismo discutido na seção 6.1 não é limitado ao caso em que Netuno evolui com alta excentricidade, mas também aplica-se ao caso em que a excentricidade de Netuno permanece baixa durante a instabilidade. Isto é muito útil, pois mostra que o mecanismo defendido aqui não está em contradição com a restrição dos objetos frios apresentada por Dawson e Murray-Clay (2012).

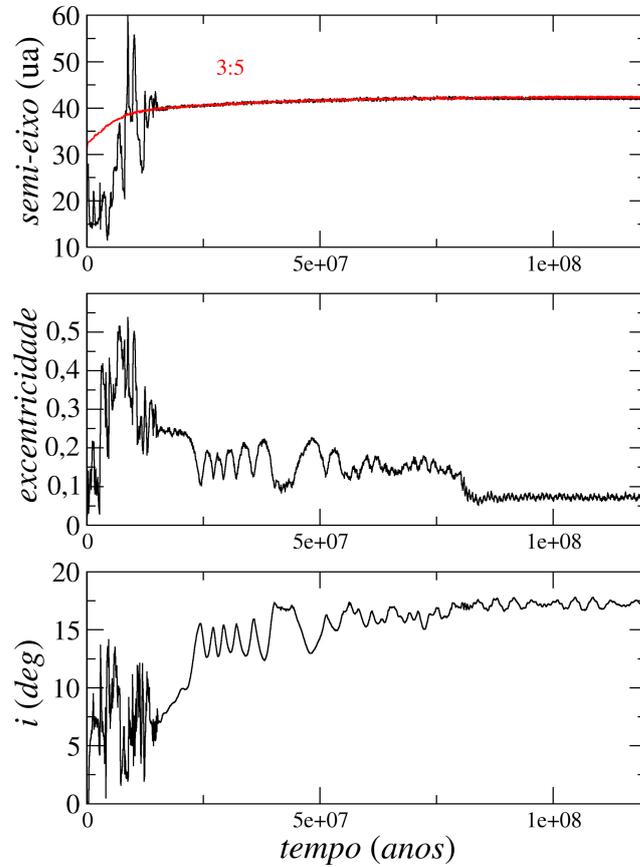


Figura 6.6 - Semi-eixo maior, excentricidade e inclinação de uma partícula que atingiu uma órbita de objeto quente clássico na simulação do modelo B. A linha vermelha no gráfico superior mostra a localização do semi-eixo maior da MMR 3:5.

Mais ainda, mostramos que a população quente não precisa necessariamente ser formada pelo mecanismo secular proposto por Dawson e Murray-Clay (2012) que requer uma fase de alta excentricidade de Netuno. Ao invés disso, mesmo no caso onde a excentricidade de Netuno permanece baixa os objetos quentes podem ser formados pelo mecanismo discutido aqui. Isto tem um lado bom e um lado ruim. O lado ruim é que a restrição dos objetos quentes discutida em Dawson e Murray-Clay (2012) não se aplica necessariamente, pois ela foi concebida através de um outro mecanismo. O lado bom é que as restrições oriundas das populações fria e quente não são necessariamente contraditórias como de outro modo seriam (veja a figura 20 em Dawson e Murray-Clay (2012)), porque os modelos de migração com  $e_N \lesssim 0,15$  devem satisfazer ambas.

### 6.3 Modelo C: maior resolução entre 41 e 46 ua

Realizamos um conjunto de simulações adicionais para investigar o efeito de ressonâncias de movimentos médios relativamente fracas na formação de objetos na região dos objetos quentes, tais como as MMR 4:7, 5:9, 6:11, 7:12 e 7:13. Queremos verificar se o comportamento descrito nas seções 6.1 e 6.2 também ocorre para estas ressonâncias mais fracas. Adicionalmente, aumentamos a amostragem temporal nessas novas simulações de modo que seja possível ver, em detalhe, o comportamento dos ângulos ressonantes. O ponto negativo é que estas simulações não seguem a evolução orbital das partículas desde antes da instabilidade. Ao invés disso, apenas acompanhamos a evolução orbital do disco espalhado e seguimos a migração residual de Netuno. Isto foi feito conforme segue.

No primeiro passo consideramos um sistema heliocêntrico, com Júpiter, Saturno e Urano inicialmente possuindo os elementos orbitais relativos à data juliana de 2454200.5, com referência no plano da eclíptica. Em nove diferentes simulações, Netuno é colocado em uma órbita cujo semi-eixo maior está no intervalo  $29,66 \leq a_N \leq 30,06 \text{ ua}$ , com passos de  $\Delta a = 0,05 \text{ ua}$  para cada rodada diferente. Os outros elementos orbitais de Netuno também foram tomados com referência na data juliana de 2454200.5. Note, portanto, que a excentricidade de Netuno é inicialmente baixa ( $e_N \simeq 0.01$ ) e permanece baixa durante toda a integração.

Também consideramos em cada simulação um disco com 5000 partículas sem massa entre  $a \sim 41 \text{ ua}$  a  $a \sim 46,4 \text{ ua}$ , com  $0 < i \leq 50^\circ$ ,  $a_N < q \leq 35 \text{ ua}$ , e os ângulos orbitais  $\omega$ , longitude do nodo ascendente,  $\Omega$  e anomalia média,  $l$ , distribuídas aleatoriamente entre 0 e  $360^\circ$ . O segundo passo foi realizar a simulação numérica sem considerar migração residual sobre Netuno durante 2Gy. Os objetos espalhados podem ser capturados em ressonância ou arremessados para fora do sistema solar durante esta fase. No terceiro passo, tomamos os resultados do passo 2 e forçamos Netuno a migrar artificialmente para seu semi-eixo atual. Isto é feito incluindo-se uma força dependente da velocidade nas equações de movimento de Netuno. A velocidade de migração residual de Netuno, assim como no capítulo 5, foi fixada em  $da/dt = 0,5 \text{ ua/Gy}$ . As simulações do passo 3 são finalizadas quando o semi-eixo maior de Netuno alcança seu valor médio atual. A seguir apresentamos e discutimos dois exemplos oriundos destas simulações.

O primeiro exemplo está apresentado na figura 6.7 em que uma partícula espalhada é capturada pela MMR 3:5 (veja o ângulo ressonante no canto inferior direito). Uma vez presa em ressonância de movimentos médios, a ressonância de Kozai pode

aparecer para valores relativamente pequenos da inclinação. No caso mostrado pela figura 6.7, as oscilações da ressonância de Kozai aparecem para  $i \sim 10^\circ$  começando em  $t \simeq 250$  My. Isto faz com que a distância do periélio da partícula e inclinação (painel inferior à esquerda) passe por grandes variações até 1,2 Gy, quando ambas as ressonâncias, Kozai e MMR 3:5, desaparecem temporariamente (painéis superior e inferior à direita). A órbita é bastante estável, com  $q > 35$  *ua* por mais de 300 My. Esse comportamento assemelha-se ao modo hibernante discutido nos capítulos anteriores. Porém, como Netuno ainda não está migrando naquele momento, as ressonâncias votaram à atividade (entre 1,5 Gy e 1,7 Gy, e após 1,85 Gy). Quando Netuno começa a migrar em 2 Gy, a órbita da partícula acompanha a migração de Netuno como pode ser visto no gráfico superior à esquerda. Então, em  $t \simeq 2,25$  Gy, ela hiberna durante um estágio em que ambos os ângulos ressonantes libram com amplitudes muito altas e a distância do periélio permanece  $q > 36$  *ua* por um longo período. A órbita continua a migrar, mas em 2,7 Gy ela deixa de migrar, é solta da MMR 3:5 e termina como uma órbita estável na região dos objetos quentes com  $e \simeq 0,1$  e  $i \simeq 12^\circ$ .

Em comparação com o exemplo da MMR 3:5 discutido na seção 6.2, figura 6.6, a resolução é significativamente melhor, o que nos permite visualizar em mais detalhes o comportamento dos ângulos ressonantes. Por exemplo, é possível identificar um modo relativamente incomum da ressonância de Kozai em que os centros de libração ocorrem para  $\omega = 0$  em  $t \simeq 400$  My ou  $\omega = 180^\circ$  em  $t \simeq 500$  My. Também fica claro que o ângulo crítico da MMR 3:5 libra com amplitude muito grande ( $\simeq 100^\circ$ ) durante o tempo em que observa-se as oscilações de Kozai.

Um outro exemplo é mostrado na figura 6.8. Neste caso a partícula é capturada pela MMR 4:7. A libração do ângulo da ressonância de Kozai é em torno dos valores clássicos  $\omega = 90^\circ$  e  $\omega = 270^\circ$ . Uma vez que a partícula entra na ressonância de Kozai, grandes variações da excentricidade orbital e conseqüentemente da distância do periélio são novamente notadas. O modo hibernante pode ser identificado entre 400 My e 500 My, e entre 1,4 Gy e 1,42 Gy. De 1 Gy até 1,25 Gy a partícula experimenta uma fase em que sua distância do periélio está próxima a Netuno ( $32 < q < 36$  *ua*). Encontros próximos com o planeta, entretanto, não ocorrem devido ao mecanismo de proteção de fase fornecido pela MMR 4:7. Uma vez que a migração residual é incluída, em 2 Gy, ambas as ressonâncias persistem por 200 My. Finalmente a partícula é solta da ressonância de movimentos médios em 2,8 Gy. O resultado é uma órbita na região dos objetos quentes com  $a = 43,5$  *ua*,  $e = 0,06$  e  $i = 12^\circ$ .

Adicionalmente aos exemplos discutidos acima, também identificamos vários casos de partículas que mostraram o mesmo tipo de comportamento para ressonâncias mais “fracas” como as MMRs 6:11, 7:12 e 7:13. Portanto, concluímos que as ressonâncias de movimentos médios de alta ordem são capazes, pelo menos em princípio, de interagir com objetos do disco espalhado e transportá-los para a região dos objetos quentes clássicos. O resultado esperado é que os objetos quentes criados por este processo possam preencher toda a região dos HCs, com uma distribuição que não mostre uma forte correlação com os semi-eixos maiores das MMRs mais fortes. Isto explicaria o por que a distribuição de objetos quentes na figura 6.2 cobre de maneira aproximadamente uniforme a região entre 41 e 47 ua.

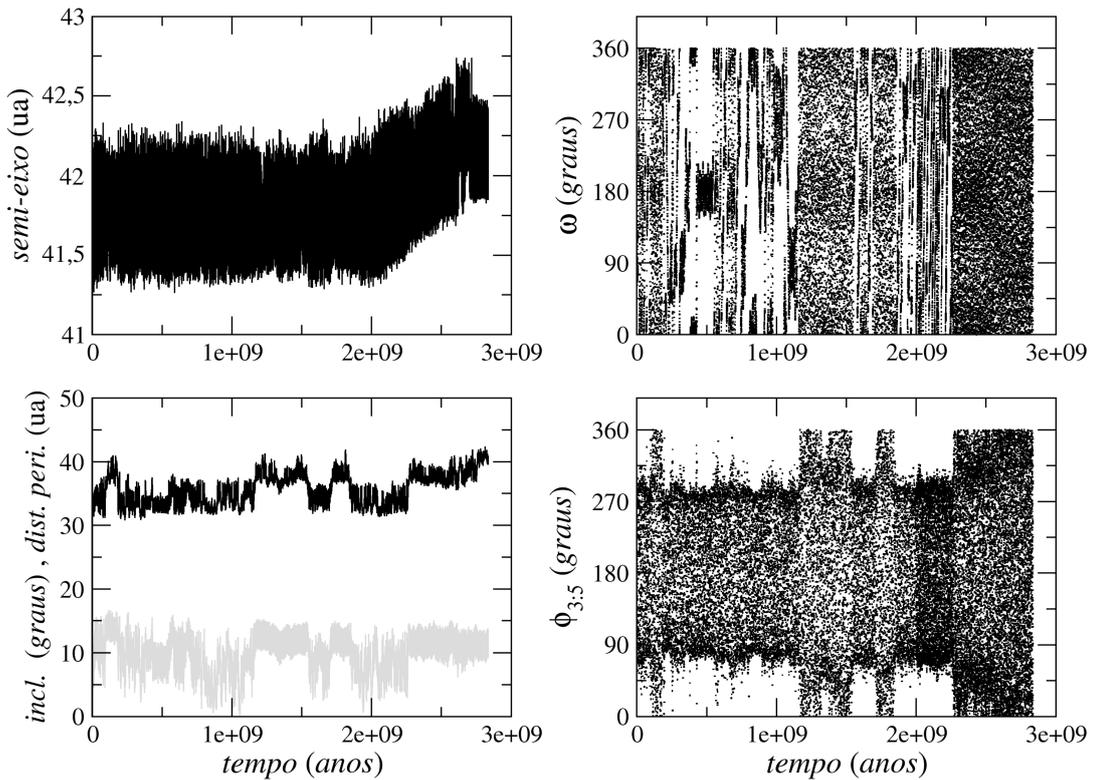


Figura 6.7 - Evolução orbital de uma partícula do modelo C. Mostramos seu semi-eixo maior no gráfico superior da esquerda, a distância do periélio (em preto) e a inclinação (em cinza) no painel inferior à esquerda, o argumento do pericentro,  $\omega$ , no gráfico superior da direita, e o ângulo ressonante da MMR 3:5 no gráfico inferior à direita. O sistema permanece “estático” até 2Gy, quando impomos a migração residual sobre Netuno. A partícula eventualmente é solta em uma órbita estável na região dos objetos quentes clássicos com  $q \simeq 40$  ua e  $i \simeq 12^\circ$ .

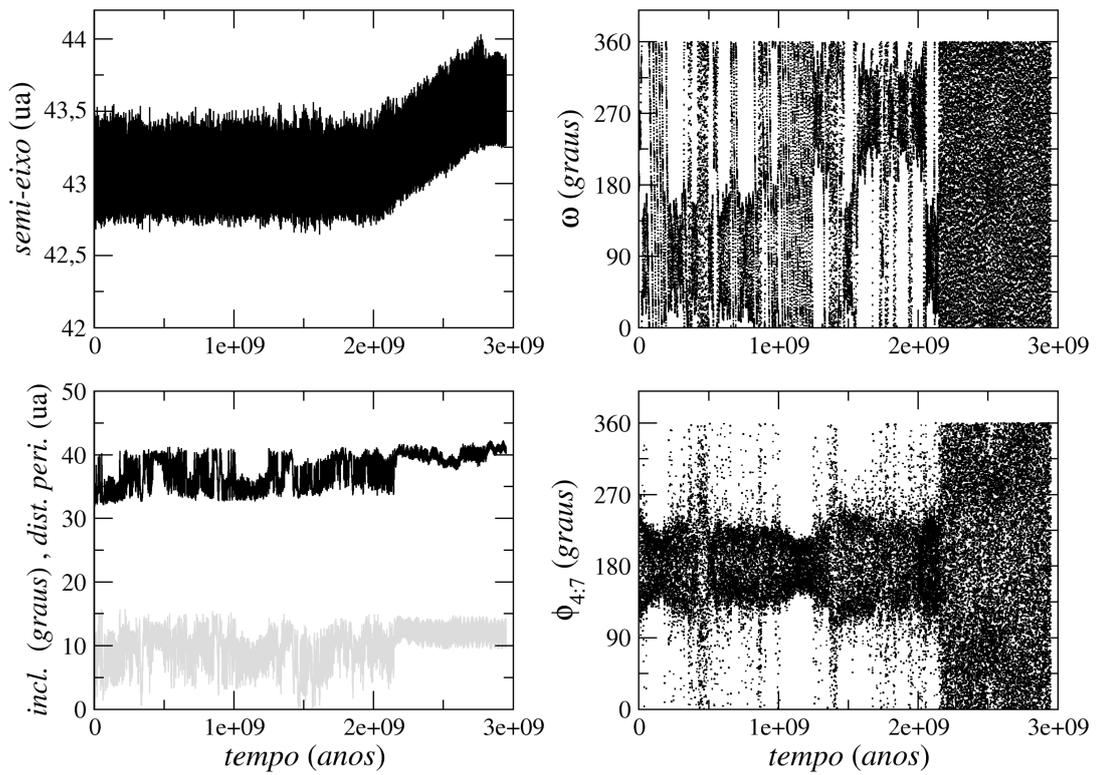


Figura 6.8 - Análoga à figura 6.7, mas para uma partícula capturada pela MMR 4:7. O objeto atinge uma órbita compatível com os objetos quentes do cinturão clássico com  $q \simeq 41 \text{ ua}$  e  $i \sim 12^\circ$  após escapar da ressonância.

## 7 CONCLUSÃO

Nesta tese, desenvolvemos e apresentamos os principais aspectos da formação dinâmica de objetos destacados próximos a ressonâncias de movimentos médios 2:5 e 1:3 com Netuno, a partir de partículas espalhadas do disco primordial. Nossas simulações mostram que uma considerável fração das partículas espalhadas na vizinhança destas ressonâncias atingem  $q > 40 \text{ ua}$  em algum momento de sua evolução orbital. Para tal aumento em distância do periélio, considerando apenas a perturbação gravitacional dos planetas gigantes, é necessário que a partícula seja capturada em ressonância de movimentos médios exterior com Netuno e na sequência experimente a ressonância de Kozai, que produz grandes variações na inclinação e distância do periélio (ou excentricidade). Então é possível que diversos objetos transnetunianos estejam atualmente neste processo de acoplamento de ressonâncias, apresentando características de objetos destacados. Porém, cedo ou tarde, a distância do periélio irá diminuir, devido a ação natural da ressonância de Kozai, e o objeto poderá, novamente, ser fortemente perturbado por Netuno.

Tal como em [Gomes \(2011\)](#), também identificamos o surgimento do modo hibernante em partículas que sofrem o acoplamento entre as ressonâncias de Kozai e movimentos médios. Este modo é caracterizado por grandes períodos ( $\Delta t > 100 My$ ) de pequena excentricidade ( $q > 40 au$ ) e alta inclinação, e pode ser acessado quando a amplitude de oscilação do ângulo ressonante,  $\phi$ , torna-se muito grande ( $> 100^\circ$ ). Através da abordagem semi-analítica para os casos da MMR 2:5 e 1:3, apresentamos as mudanças topológicas nas curvas de nível associadas com o modo hibernante. Contudo, se não houver mecanismos dissipativos, a partícula pode tornar a experimentar grandes variações em anti-fase do par excentricidade-inclinação, característica do acoplamento entre as ressonâncias de Kozai e MMR.

Através de experimentos considerando a migração residual de Netuno, mostramos que o modo hibernante é um fator preponderante na formação de objetos fossilizados com alto periélio, fora do semi-eixo ressonante e sem a possibilidade de voltar a sofrer os efeitos da ressonância de Kozai. Além destes objetos fossilizados com alta distância do periélio, nós também encontramos objetos fossilizados com distâncias do periélio moderadas ( $35 < q < 40 \text{ ua}$ ), através dos experimentos numéricos. Eles não estão exatamente associados ao modo hibernante. Estimamos que a razão entre o número de objetos fossilizados com distância do periélio moderada em relação aos fossilizados com distância alta próximos às MMRs 2:5 e 1:3 são 2,95/1 e 1,70/1, respectivamente. É importante notar, entretanto, que estas razões não devem repre-

sentar observações reais, uma vez que as observações tendem a encontrar objetos com distância do periélio menor. Nós também fizemos uma estimativa aproximada da quantidade de massa de objetos com baixa excentricidade próximo a cada uma daquelas ressonâncias e encontramos o intervalo de 0,1 a 0,3 massas de Plutão ( $2.10^{-4}M_{\oplus}$  a  $6.10^{-4}M_{\oplus}$ ).

Como mostrado aqui para as MMRs 2:5 e 1:3, e para a 3:8 em [Gomes \(2011\)](#), o mesmo mecanismo poderia atuar em outras ressonâncias de movimentos médios na região transnetuniana, formando outros grupos de objetos destacados, especialmente para as ressonâncias cujo semi-eixo nominal seja  $a < 100 \text{ ua}$ . Como existem algumas ressonâncias de movimentos médios com Netuno no cinturão de Kuiper clássico (e.g., 4:7, 3:5, 5:8), realizamos um estudo análogo ao feito para os objetos espalhados na região da 2:5 e 1:3 e mostramos que é possível que o mesmo processo tenha sido efetivo para elas e contribuído na formação de parte dos objetos “quentes” do cinturão clássico de Kuiper. Através de três diferentes modelos mostramos a robustez do mecanismo advogado nesta tese para que objetos quentes sejam formados para evoluções orbitais de Netuno em que o planeta alcança alta excentricidade ou permanece sempre com valores relativamente pequenos.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALLEN, R. L.; GLADMAN, B.; KAVELAARS, J. J.; PETIT, J.-M.; PARKER, J. W.; NICHOLSON, P. Discovery of a low-eccentricity, high-inclination Kuiper belt object at 58 *au*. **Astrophysical Journal Letters**, v. 640, p. L83–L86, 2006. 2, 6

BARUCCI M. A., B. H. C. D. P. M. A. **The solar system beyond Neptune: the solar system beyond neptune: overview and perspectives**. [S.l.]: University of Arizona Press, 2008. P.3-10. 2

BATYGIN, K.; BROWN, M. E.; FRASER, W. C. Retention of a primordial cold classical Kuiper belt in an instability-driven model of solar system formation. **Astrophysical Journal**, v. 738, p. 13, set. 2011. 42

BERNSTEIN, G. M.; TRILLING, D. E.; ALLEN, R. L.; BROWN, M. E.; HOLMAN, M.; MALHOTRA, R. The size distribution of trans-Neptunian bodies. **Astronomical Journal**, v. 128, p. 1364–1390, set. 2004. 42

BRASSER, R.; DUNCAN, M. J.; LEVISON, H. F. Embedded star clusters and the formation of the Oort cloud. **Icarus**, v. 184, p. 59–82, set. 2006. 4

BRASSER, R.; DUNCAN, M. J.; LEVISON, H. F.; SCHWAMB, M. E.; BROWN, M. E. Reassessing the formation of the inner Oort cloud in an embedded star cluster. **Icarus**, v. 217, p. 1–19, jan. 2012. 4

BRASSER, R.; MORBIDELLI, A.; GOMES, R.; TSIGANIS, K.; LEVISON, H. F. Constructing the secular architecture of the solar system II: the terrestrial planets. **Astronomy & Astrophysics**, v. 507, p. 1053–1065, nov. 2009. 42, 43

BROWN, M. E. The inclination distribution of the Kuiper belt. **Astronomical Journal**, v. 121, p. 2804–2814, maio 2001. 2

CHAMBERS, J. E. A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 304, p. 793–799, abr. 1999. 21, 44

DAWSON, R. I.; MURRAY-CLAY, R. Neptune’s wild days: constraints from the eccentricity distribution of the classical Kuiper belt. **Astrophysical Journal**, v. 750, p. 43, maio 2012. 42, 48, 49, 50, 51, 52

- DUNCAN, M. J.; LEVISON, H. F. A scattered comet disk and the origin of Jupiter family comets. **Science**, v. 276, p. 1670–1672, 1997. 3, 4
- EDGEWORTH, K. E. The origin and evolution of the solar system. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 109, p. 600–609, 1949. 1
- FERNANDEZ, J. A. On the existence of a comet belt beyond Neptune. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 192, p. 481–491, ago. 1980. 1
- FERNÁNDEZ, J. A.; IP, W.-H. Some dynamical aspects of the accretion of Uranus and Neptune - the exchange of orbital angular momentum with planetesimals. **Icarus**, v. 58, p. 109–120, abr. 1984. 5, 41
- FRASER, W. C.; BROWN, M. E.; MORBIDELLI, A.; PARKER, A.; BATYGIN, K. The absolute magnitude distribution of Kuiper belt objects. **Astrophysical Journal**, v. 782, p. 100, fev. 2014. 42
- GALLARDO, T. The occurrence of high-order resonances and Kozai mechanism in the scattered disk. **Icarus**, v. 181, p. 205–217, mar. 2006. 5
- GALLARDO, T.; HUGO, G.; PAIS, P. Survey of Kozai dynamics beyond Neptune. **Icarus**, v. 220, p. 392–403, ago. 2012. 5, 13, 14, 45
- GLADMAN, B.; HOLMAN, M.; GRAV, T.; KAVELAARS, J.; NICHOLSON, P.; AKSNES, K.; PETIT, J.-M. Evidence for an extended scattered disk. **Icarus**, v. 157, p. 269–279, jun. 2002. 2, 4
- GLADMAN, B.; KAVELAARS, J. J.; PETIT, J.-M.; MORBIDELLI, A.; HOLMAN, M. J.; LOREDO, T. The structure of the Kuiper belt: size distribution and radial extent. **Astronomical Journal**, v. 122, p. 1051–1066, ago. 2001. 6
- GOMES, R. The common origin of the high inclination TNO's. **Earth Moon and Planets**, v. 92, p. 29–42, jun. 2003. 6, 7, 14, 48
- GOMES, R.; LEVISON, H. F.; TSIGANIS, K.; MORBIDELLI, A. Origin of the cataclysmic late heavy bombardment period of the terrestrial planets. **Nature**, v. 435, p. 466–469, maio 2005. 7, 41, 43
- GOMES, R. S. Planetary migration and plutino orbital inclinations. **Astronomical Journal**, v. 120, p. 2695–2707, nov. 2000. 41, 48
- \_\_\_\_\_. The origin of the Kuiper belt high-inclination population. **Icarus**, v. 161, p. 404–418, fev. 2003. 5

- \_\_\_\_\_. The origin of TNO 2004 XR<sub>190</sub> as a primordial scattered object. **Icarus**, v. 215, p. 661–668, out. 2011. xvi, 7, 13, 14, 29, 31, 32, 48, 57, 58
- GOMES, R. S.; FERNÁNDEZ, J. A.; GALLARDO, T.; BRUNINI, A. The scattered disk: origins, dynamics, and end states. In: \_\_\_\_\_. **The solar system beyond Neptune**. [S.l.: s.n.], 2008. p. 259–273. 2
- GOMES, R. S.; GALLARDO, T.; FERNÁNDEZ, J. A.; Brunini, A. On the origin of the high-perihelion scattered disk: the role of the Kozai mechanism and mean motion resonances. **Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy**, v. 91, p. 109–129, jan. 2005. 2, 5, 6, 7, 13, 14
- GOMES, R. S.; MATESE, J. J.; LISSAUER, J. J. A distant planetary-mass solar companion may have produced distant detached objects. **Icarus**, v. 184, p. 589–601, out. 2006. 4
- HAHN, J. M.; MALHOTRA, R. Orbital evolution of planets embedded in a planetesimal disk. **Astronomical Journal**, v. 117, p. 3041–3053, jun. 1999. 5
- \_\_\_\_\_. Neptune’s migration into a stirred-up Kuiper belt: a detailed comparison of simulations to observations. **Astronomical Journal**, v. 130, p. 2392–2414, nov. 2005. 5
- HORNER, J.; EVANS, N. W.; BAILEY, M. E. Simulations of the population of centaurs - I. the bulk statistics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 354, p. 798–810, nov. 2004. 1
- JEWITT, D.; LUU, J. Discovery of the candidate Kuiper belt object 1992 QB<sub>1</sub>. **Nature**, v. 362, p. 730–732, abr. 1993. 1
- JEWITT, D.; LUU, J.; CHEN, J. The Mauna Kea-Cerro-Tololo (MKCT) Kuiper belt and centaur survey. **Astronomical Journal**, v. 112, p. 1225, set. 1996. 6
- JEWITT, D.; LUU, J.; TRUJILLO, C. Large Kuiper belt objects: the Mauna Kea 8K CCD survey. **Astronomical Journal**, v. 115, p. 2125–2135, maio 1998. 2
- KENYON, S. J.; LUU, J. X. Accretion in the early outer solar system. **Astrophysical Journal**, v. 526, p. 465–470, nov. 1999. 41
- KOWAL, C. T.; GEHRELS, T. Slow-moving object Kowal. , v. 3129, p. 1, nov. 1977. 1

- KOZAI, Y. Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity. **Astronomical Journal**, v. 67, p. 591, nov. 1962. 5, 14, 45
- \_\_\_\_\_. Secular perturbations of resonant asteroids. **Celestial Mechanics**, v. 36, p. 47–69, maio 1985. 14, 45
- KUIPER, G. P. On the origin of the solar system. **Proceedings of the National Academy of Science**, v. 37, p. 1–14, jan. 1951. 1
- LEVISON, H. F.; DUNCAN, M. J. The long-term dynamical behavior of short-period comets. **Icarus**, v. 108, p. 18–36, mar. 1994. 51
- 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. 41
- LEVISON, H. F.; MORBIDELLI, A.; LAERHOVEN, C. V.; GOMES, R.; TSIGANIS, K. Origin of the structure of the Kuiper belt during a dynamical instability in the orbits of Uranus and Neptune. **Icarus**, v. 196, p. 258–273, jul. 2008. 42, 43
- LEVISON, H. F.; STERN, S. A. On the size dependence of the inclination distribution of the main Kuiper belt. **Astronomical Journal**, v. 121, p. 1730–1735, mar. 2001. 42
- MALHOTRA, R. The origin of Pluto’s peculiar orbit. **Nature**, v. 365, p. 819–821, out. 1993. 41
- \_\_\_\_\_. The origin of Pluto’s orbit: implications for the solar system beyond Neptune. **Astronomical Journal**, v. 110, p. 420, jul. 1995. 5, 41
- \_\_\_\_\_. Pluto’s inclination excitation by resonance sweeping. In: **Lunar and planetary science conference**. [S.l.: s.n.], 1998. (Lunar and Planetary Science Conference, v. 29), p. 1476. 41
- MCBRIDE, N. **Minor bodies of the solar system**: an introduction to the solar system. [S.l.]: Cambridge University Press, 2004. P.245-280. 1
- MORBIDELLI, A.; BRASSER, R.; GOMES, R.; LEVISON, H. F.; TSIGANIS, K. Evidence from the asteroid belt for a violent past evolution of Jupiter’s orbit. **Astronomical Journal**, v. 140, p. 1391–1401, nov. 2010. 42, 43

MORBIDELLI, A.; BRASSER, R.; TSIGANIS, K.; GOMES, R.; LEVISON, H. F. Constructing the secular architecture of the solar system. I. the giant planets. **Astronomy & Astrophysics**, v. 507, p. 1041–1052, nov. 2009. [42](#), [43](#)

MORBIDELLI, A.; LEVISON, H. F.; TSIGANIS, K.; GOMES, R. Chaotic capture of Jupiter's trojan asteroids in the early solar system. **Nature**, v. 435, p. 462–465, maio 2005. [7](#), [41](#), [43](#)

MORBIDELLI, A.; VALSECCHI, G. B. Note: Neptune scattered planetesimals could have sculpted the primordial Edgeworth-Kuiper belt. **Icarus**, v. 128, p. 464–468, ago. 1997. [41](#)

NESVORNÝ, D. Young solar system's fifth giant planet? **Astrophysical Journal Letters**, v. 742, p. L22, dez. 2011. [42](#)

NESVORNÝ, D.; MORBIDELLI, A. Statistical study of the early solar system's instability with four, five, and six giant planets. **Astronomical Journal**, v. 144, p. 117, out. 2012. [42](#), [43](#), [49](#)

NESVORNÝ, D.; VOKROUHLICKÝ, D.; MORBIDELLI, A. Capture of trojans by jumping Jupiter. **Astrophysical Journal**, v. 768, p. 45, maio 2013. [51](#)

PARKER, A. H.; KAVELAARS, J. J. Destruction of binary minor planets during Neptune scattering. **Astrophysical Journal Letters**, v. 722, p. L204–L208, out. 2010. [42](#)

PETIT, J.-M.; HOLMAN, M. J.; GLADMAN, B. J.; KAVELAARS, J. J.; SCHOLL, H.; LOREDO, T. J. The Kuiper belt luminosity function from  $m_R = 22$  to 25. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 365, p. 429–438, jan. 2006. [6](#)

PETIT, J.-M.; MORBIDELLI, A.; VALSECCHI, G. B. Large scattered planetesimals and the excitation of the small body belts. **Icarus**, v. 141, p. 367–387, out. 1999. [41](#)

THOMAS, F.; MORBIDELLI, A. The Kozai resonance in the outer solar system and the dynamics of long-period comets. **Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy**, v. 64, p. 209–229, set. 1996. [5](#), [13](#)

TRUJILLO, C. A.; BROWN, M. E. The Caltech wide area sky survey. **Earth Moon and Planets**, v. 92, p. 99–112, jun. 2003. [6](#)

TRUJILLO, C. A.; JEWITT, D. C.; LUU, J. X. Properties of the trans-Neptunian belt: statistics from the Canada-France-Hawaii telescope survey. **Astronomical Journal**, v. 122, p. 457–473, jul. 2001. [2](#), [4](#)

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. [5](#), [7](#), [9](#), [41](#), [43](#)

## **PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE**

### **Teses e Dissertações (TDI)**

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

### **Manuais Técnicos (MAN)**

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

### **Notas Técnico-Científicas (NTC)**

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

### **Relatórios de Pesquisa (RPQ)**

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

### **Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)**

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

### **Publicações Didáticas (PUD)**

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

### **Publicações Seriadas**

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

### **Programas de Computador (PDC)**

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

### **Pré-publicações (PRE)**

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.