

Die Evolution des Sonnensystems im Rahmen  
des Nizza-Modell

The Evolution of the Solarsystem described  
by the Nice Model

Bachelorarbeit  
an der Fakultät für Physik  
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von  
Michael F. Schönitzer  
geboren in München am 5.4.1990

Michael F. Schönitzer

26. Mai 2015



## ZUSAMMENFASSUNG

Das Nizza-Modell [Tsiganis et al., 2005; Morbidelli et al., 2005; Gomes et al., 2005] betrachtet das Sonnensystem, nachdem sich die Gasscheibe bereits aufgelöst hat; das Sonnensystem besteht nun aus der Sonne, den Planeten und einer Scheibe von Planetesimalen. Das Modell geht in Übereinstimmung mit Planetenentstehungsmodellen davon aus, dass die Planeten damals nahezu kreisförmige, kompakte Orbits hatten.

Aus dieser Scheibe werden von den Riesenplaneten immer wieder einzelne Planetesimale gestreut. Dabei kommt es durch die Impulsübertragung zu einer Änderung der Planetenorbits [Tsiganis et al., 2005], wodurch Saturn, Uranus und Neptun langsam nach außen wandern, während Jupiter langsam nach innen wandert [Hahn und Malhotra, 1999a; Tsiganis et al., 2005]. Mit der Zeit kommen sich die Planeten durch die Migration näher und es kommt zu einer Resonanz zwischen Jupiter und Saturn. Diese führt zu einer schlagartigen Erhöhung der Exzentrizitäten der Umlaufbahnen von Jupiter und Saturn, auf Werte die mit den heutigen vergleichbar sind. Die Planeten Saturn, Uranus und Neptun kommen sich gegenseitig und der Scheibe aus Planetesimalen nahe. Dadurch werden die Planetesimale praktisch schlagartig zerstreut, das System wird instabil und ein Teil der Planetesimale fliegt in das innere Planetensystem und löst dort das Late Heavy Bombardment aus. Einige der Planetesimale werden auf Orbits um die Lagrangepunkte der Planeten oder um die Planeten selbst gefangen und bilden somit die Trojaner beziehungsweise irregulären Satelliten.

Nach etwa hundert Millionen Jahren erreichen die Planeten schließlich ihre heutigen Entfernungen, ihre Exzentrizitäten werden gedämpft und das System stabilisiert sich wieder. Die übriggebliebenen Planetesimale bilden die heutigen transneptunischen Objekte.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Numerische Integratoren . . . . .	5
2.2	Bahnresonanzen . . . . .	15
2.3	Dynamische Reibung . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Das Nizza-Modell</b>	<b>19</b>
3.1	Die Planetenorbits . . . . .	19
3.2	Late Heavy Bombardment . . . . .	25
3.3	Trojaner . . . . .	31
3.4	Die Monde der Riesenplaneten . . . . .	36
3.4.1	Reguläre Monde . . . . .	37
3.4.2	Irreguläre Monde . . . . .	38
3.5	Kuipergürtel . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Ausblick</b>	<b>59</b>
4.1	Weitere Resonanzen & ein neuer Trigger . . . . .	59
4.2	Jumping Jupiter . . . . .	62
4.3	Verlorengegangene Planeten . . . . .	63
<b>5</b>	<b>Zusammenfassende Bewertung</b>	<b>67</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>71</b>



# 1 Einleitung

Das heutige Standardmodell der Stern- und Planetenentstehung geht von einem Gravitationskollaps in einer großen molekularen Wolke aus, die auf 99% Wasserstoff- und Heliumgas sowie etwa  $0,1 \mu\text{m}$  großen Staubteilchen besteht [Hanslmeier, 2014]. Es entsteht ein Protostern inmitten der sich durch die Drehimpulserhaltung zunächst immer schneller drehenden und dadurch abgeplatteten Gasscheibe. Später wird der Drehimpuls durch verschiedene Effekte nach außen transportiert. Durch die Brownsche Bewegung kommt es zu zufälligen Zusammenstößen in der Gaswolke, wodurch die Teilchengrößen anwachsen. Sie wachsen durch Akkretion von Gas und später durch Kollisionen weiter bis hin zu etliche Kilometer großen Klumpen, Planetesimale genannt. Diese wachsen durch den gravitativen Einfang von kleineren Planetesimalen immer stärker bis sie ihre Umgebung gravitativ dominieren und man dann von planetaren Embryonen spricht.

Während man früher annahm, dass die Planeten ungefähr auf ihren heutigen Bahnen entstanden, ist seit [Goldreich und Tremaine, 1979, 1980] bekannt, dass es durch die Wechselwirkung der planetaren Embryos mit der Gasscheibe, in die sie noch immer eingebettet sind, zu einer Veränderung des Planeten-Orbits, genant Migration, kommt. Diese Migration entsteht durch zwei Effekte [Masset, 2008]:

- Lindblad-Resonanz: Die Gasscheibe umkreist den Stern, im Gegensatz zum Planeten, nicht mit der Keplergeschwindigkeit; durch die unterschiedlichen Geschwindigkeiten kommt es zu Dichtewellen in der Gasscheibe und es entstehen asymmetrische, vom Planeten weglaufende Spiralarme. Durch diese Asymmetrie kommt es zur Drehimpulsübertragung vom Planeten zur Scheibe und somit zur Verringerung der großen Halbachse.
- Corotation-Resonanz: Durch die Wechselwirkung mit Gas, welches auf dem selben Orbit kreist, kommt es meist zu einer Drehimpulszunahme des Planeten.

## 1 Einleitung

Analytische Berechnungen und Hydrodynamische Simulationen zeigten, dass diese Migration der Riesenplaneten im allgemeinen nach innen gerichtet ist. Gleichzeitig stabilisiert die Gasscheibe die Planetenbahnen – auch wenn sie sich in Bahnresonanzen befinden – und dämpfen die Exzentrizitäten. Zum Zeitpunkt als sich nach einigen Millionen Jahren die Gasscheibe auflöst, befinden sich die Planeten auf engen, kompakten, kreisförmigen Orbits, welche sich meist in sogenannten Mean-Motion-Resonanzen (siehe Kapitel 2.2) zueinander befinden [Kley, 2000; Masset und Snellgrove, 2001; Nesvorný, 2011]. Dies erklärt die Beobachtung von zahlreichen Hot Jupiters und Mean-Motion-Resonanzen in Exoplanetensystemen.

Da sich die Planeten<sup>1</sup> im heutigem Sonnensystem und bei anderen Planetensystemen auf weiter entfernten Bahnen befinden, braucht es einen Mechanismus, welcher die Planeten wieder auf weiter entfernte Bahnen bringt. Dies geschieht durch die Bahnresonanzen, welche nun nicht mehr durch die Gasscheibe stabilisiert werden. Durch sie wird das System instabil und die Planeten streuen sich gegenseitig.

Im Jahr 2005 veröffentlichten Gomes, Levison, Morbidelli und Tsiganis drei Nature-Artikel [Tsiganis et al., 2005; Morbidelli et al., 2005; Gomes et al., 2005], in denen sie ein neues Modell vorstellten, dass genau dies für unseres Sonnensystem beschreibt. Dieses Modell ist außerordentlich erfolgreich und wird Nizza-Modell genannt, da die Autoren zu besagter Zeit am *Observatoire de la Côte d’Azur* in Nizza arbeiteten.

---

<sup>1</sup>Sofern nicht anderes angegeben, betrachten wir im folgenden immer nur die vier Gasriesen Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun. Die terrestrischen Planeten sind für diese Betrachtungen aufgrund der geringen Masse vernachlässigbar.



## 2 Grundlagen

Zunächst wollen wir einige für das Verständnis des Nizza-Modells notwendige Grundlagen betrachten.

Beim Nizza-Modell betrachten wir die Entwicklung der Planetenbahnen unter Berücksichtigung der gegenseitigen gravitativen Einflüsse der Planeten – es handelt sich hier somit um klassische Himmelsmechanik. Wir betrachten dabei ein  $n$ -Körperproblem mit  $n > 2$  Teilchen, welche lediglich gravitativ wechselwirken. Der Hamiltonian des  $n$ -Körperproblems lautet bekannterweise

$$\mathcal{H} = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} - \sum_{i < j} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} \quad (2.1)$$

wobei  $r_{ij} = \|\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j\|$  der Abstand der Teilchen  $i$  und  $j$  ist. Bei gegebenen Anfangswerten bestimmt der Hamiltonian durch die hamiltonschen Bewegungsgleichungen

$$\dot{\mathbf{q}}_i = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_i} \quad ; \quad \dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{q}_i} \quad (2.2)$$

die zukünftige Entwicklung des Systems. Zur Notation sei vermerkt, dass im folgenden  $\mathbf{q}$  und  $\mathbf{p}$  die  $3n$  Orte und Impulse aller Teilchen darstellen.

### 2.1 Numerische Integratoren

Während das Zweikörperproblem durch die Keplerschen Gesetze analytisch gelöst ist, ist das  $n$ -Körperproblem bereits ab drei Teilchen nicht mehr allgemein analytisch lösbar. Zwar sind analytische Näherungslösungen unter gewissen Voraussetzungen möglich, jedoch verlieren diese ihre Gültigkeit, wenn man versucht, die Dynamik des Systems über sehr lange Zeiträume zu betrachten. Stattdessen verwendet man dafür numerische Computersimulationen. Doch auch hier wird die Zeitspanne, die Genauigkeit und die Anzahl der Teilchen durch die begrenzte Rechnerleistung limitiert. In den letzten Jahrzehnten sind die Möglichkeiten

## 2 Grundlagen

derartiger Computersimulationen jedoch rasant gewachsen. So ist die Zeitdauer, über welche das Sonnensystem integrierbar ist, seit den 1960er Jahren von einigen  $10^4$  auf über  $10^9$  Jahre – das entspricht dem Alter des Sonnensystems – gestiegen. Ein Grund dafür ist natürlich die exponentiell steigende Rechenleistung der Computersysteme, ein ähnlich großer Effekt kam jedoch durch die Verbesserung der Simulationsalgorithmen [Morbidelli, 2002]. Im Folgenden möchte ich die Funktionsweise derartiger Algorithmen grundlegend erklären und die Konzepte erläutern, welche hinter diesen bahnbrechenden Verbesserungen stehen. Dabei werde ich mich auf die für die Himmelsmechanik wesentlichen Punkte aus physikalischer Sicht beziehen – eine detailliertere, allgemeinere Betrachtung aus Sicht der Mathematik und Informatik soll hier nicht vorgenommen werden. Für eine ausführlichere Reflexion der historischen Entwicklung und Bedeutung der Integratoren sei auf die lesenswerte Arbeit von [Morbidelli, 2002] verwiesen.

Herzstück eines jeden Algorithmus zur numerischen Integration ist ein sogenanntes Mapping. Ein Mapping ist ein mathematisches Objekt der Art

$$a_{n+1} = F(n, a_0, \dots, a_n), \quad (2.3)$$

also eine Vorschrift wie man aus vergangenen Werten einer Folge den nächsten Folgenwert berechnet. Für eine allgemeine Betrachtung von Mappings aus Himmelsmechanischer Sicht sei auf [Dvorak et al., 2005] verwiesen. Was wir nun suchen, ist ein Mapping, dass bei gegebenem Punkt im Phasenraum  $\mathbf{w} \equiv (\mathbf{q}, \mathbf{p})$  zum Zeitpunkt  $t$  den Punkt im Phasenraum  $\tilde{\mathbf{w}}$  bestimmt, welcher den wahren Zustand des Systems zum Zeitpunkt  $t' = t + h$  möglichst genau approximiert und dabei trotzdem möglichst einfach berechnet werden kann [Binney und Tremaine, 2008].

Ein Trick, der dafür hilfreich ist, ist das *averaging principle*: Dieses besagt, dass periodische Oszillationen, deren Dauer klein im Vergleich zur Schrittweite  $h$  des Algorithmus ist, sich herausmitteln und daher das Langzeitverhalten nur unwesentlich verfälschen [Wisdom und Holman, 1991]. Beschränken wir uns zunächst der Einfachheit halber auf Hamiltonians der Form  $\mathcal{H}(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = \frac{1}{2}\mathbf{p}^2 + \Phi(\mathbf{q})$ . Durch das averaging principle können wir den Hamiltonian nun um periodisch oszillierende Terme der Form

$$\delta_h(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \cos(nt \cdot \frac{2\pi}{h}) = h \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - hn) \quad (2.4)$$

ergänzen und erhalten damit den neuen Hamiltonian

$$\mathcal{H}_h(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = \frac{1}{2}\mathbf{p}^2 + \Phi(\mathbf{q})\delta_h(t) \quad (2.5)$$

der die selben Orbits liefern sollte, solange  $h$  klein genug ist.  $\delta_h(t)$  ist dabei eine periodische Serie von Dirac-Funktionen. Die Hamiltongleichungen lauten damit

$$\dot{\mathbf{q}} = \frac{\partial \mathcal{H}_h}{\partial \mathbf{p}} = \mathbf{p} \quad ; \quad \dot{\mathbf{p}} = \frac{\partial \mathcal{H}_h}{\partial \mathbf{q}} = -\nabla \Phi(\mathbf{q})\delta_h(t). \quad (2.6)$$

Dies lässt sich jetzt von  $t = \varepsilon$  bis  $t = h + \varepsilon$  mit  $0 < \varepsilon \ll h$  integrieren. Dazu integrieren wir zunächst von  $t = \varepsilon$  bis  $t = h - \varepsilon$ : In diesem Zeitraum ist die Deltafunktion Null, somit bleibt der Impuls konstant. Der Ort verändert sich also linear, was dem Schritt den Namen *drift step* verleiht:

$$\bar{\mathbf{q}} = \mathbf{q} + h\mathbf{p} \quad ; \quad \bar{\mathbf{p}} = \mathbf{p} \quad (2.7)$$

Danach folgt das Zeitintervall von  $t = h - \varepsilon$  bis  $t = h + \varepsilon$ . Hier ändert sich der Ort für  $\varepsilon \rightarrow 0$  nur infinitesimal, der Impuls erhält jedoch einen Stoß:

$$\mathbf{q}' = \bar{\mathbf{q}} \quad ; \quad \mathbf{p}' = \bar{\mathbf{p}} - h\nabla\Phi(\mathbf{q}') \quad (2.8)$$

Dies nennt man den *kick step*. Zusammen bilden diese Schritte den *modifizierten drift-kick Euler Integrator* [Binney und Tremaine, 2008]. Das Mapping für diesen lautet also

$$\mathbf{q}' = \mathbf{q} + h\mathbf{p} \quad ; \quad \mathbf{p}' = \mathbf{p} - h\nabla\Phi(\mathbf{q}'). \quad (2.9)$$

Es ist natürlich auch Möglich die Schritte in der anderen Reihenfolge zu Kombinieren, also von  $t = -\varepsilon$  bis  $t = h - \varepsilon$  zu Integrieren, man erhält dann den gleichwertigen aber unterschiedlichen *modifizierten kick-drift Euler Integrator*.

Für das Verständnis halte ich es für sehr wichtig, noch eine zweite, zum Ansatz über das *averaging principle* alternative, Betrachtungsweise für dieses Mapping zu erläutern. Für eine beliebige Observable  $f(\mathbf{q}(t), \mathbf{p}(t))$  gilt bekanntermaßen:

$$\begin{aligned} \frac{df}{dt} &= \sum_{k=0}^{3n-1} \left( \frac{\partial f}{\partial q_k} \frac{\partial q_k}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial p_k} \frac{\partial p_k}{\partial t} \right) \\ &= \sum_{k=0}^{3n-1} \left( \frac{\partial f}{\partial q_k} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_i} + \frac{\partial f}{\partial p_k} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} \right) \\ &= \{f, \mathcal{H}\} \\ &=: \hat{H} f \end{aligned} \quad (2.10)$$

## 2 Grundlagen

wobei  $\widehat{H}$  ein Operator ist. Die allgemeine Lösung für Gleichung 2.10 kann mit der Exponentialfunktion geschrieben werden als:

$$f(t+h) = e^{h\widehat{H}}f(t) \quad (2.11)$$

Wird nun der Hamiltonian in zwei Teile gespalten ( $\mathcal{H} = \mathcal{H}_A + \mathcal{H}_B$ ), so ergibt sich  $f$  aus

$$f(t+h) = e^{h(\widehat{A}+\widehat{B})}f(t) \quad (2.12)$$

wobei  $\widehat{A} = \{\bullet, H_A\}$  und  $\widehat{B} = \{\bullet, H_B\}$  nicht kommutierende Operatoren sind [Chambers, 1999]. Betrachten wir nun die die Exponentialfunktion bis zum quadratischen Term:

$$e^{h(\widehat{A}+\widehat{B})} = 1 + h(\widehat{A} + \widehat{B}) + \frac{h^2(\widehat{A}^2 + \widehat{A}\widehat{B} + \widehat{B}\widehat{A} + \widehat{B}^2)}{2} + \dots \quad (2.13)$$

und vergleichen das mit dem Hintereinanderausführen der beiden Operatoren

$$e^{h\widehat{A}}e^{h\widehat{B}} = 1 + h(\widehat{A} + \widehat{B}) + \frac{h^2(\widehat{A}^2 + 2\widehat{A}\widehat{B} + \widehat{B}^2)}{2} + \dots \quad (2.14)$$

Die beiden stimmen also in erster Ordnung miteinander überein, erst in zweiter Ordnung gibt es Abweichungen aufgrund der nicht kommutierenden Operatoren [Chambers, 1999]. Das Anwenden eines der Exponentialoperatoren auf die Größe  $f$  entspricht dem Bestimmen der Bewegungsgleichungen unter Beachtung von nur der entsprechenden Hälfte des Hamiltonians. Ein sogenannter symplektischer Integrator erster Ordnung löst die Bewegungsgleichungen also dadurch annähernd, dass er zuerst  $\mathcal{H}_B$  und anschließend  $\mathcal{H}_A$  anwendet. Der Fehler des Integrators ist also von der Ordnung  $\mathcal{O}(h^2)$ . Genau dies geschieht auch bei dem oben beschriebenen modifizierten drift-kick Euler Integrator, wo wir zunächst über den Zeitraum  $h$  die Auswirkung der kinetischen Energie  $\mathcal{H}_p = \frac{1}{2}\mathbf{p}$  und anschließend über den selben Zeitraum  $h$  die Auswirkung der potentiellen Energie  $\mathcal{H} = \Phi(\mathbf{q})$  anwendeten.

Eine deutliche Verbesserung der Genauigkeit lässt sich erreichen, indem man noch die zweite Ordnung der Gleichungen 2.13 und 2.14 berücksichtigt. Ein solcher Integrator zweiter Ordnung wendet zunächst für eine Dauer von  $h/2$  den ersten Teil des Hamiltonians an, dann für die Zeitdauer  $h$  den zweiten und schließlich wieder für die Zeit von  $h/2$  den ersten:

$$q(t+h) = e^{\frac{h}{2}\widehat{B}}e^{h\widehat{A}}e^{\frac{h}{2}\widehat{B}} \quad (2.15)$$

Wendet man dies auf die obige Aufteilung des Hamiltonians in kinetische und potentielle Energie an, so erhält man den bekannten Leapfrog-Integrator [Duncan et al., 1998]. Der Fehler dieser Integratoren ist  $\mathcal{O}(h^3)$ , fällt also für kleine Schrittweiten deutlich schneller ab [Chambers, 1999]. Es ist nun möglich, noch höhere Ordnungen mit einzubeziehen. Damit wird der Integrator bei gleicher Schrittweite immer genauer, beziehungsweise die nötige Schrittweite für eine gewünschte Genauigkeit wird größer. Gleichzeitig werden jedoch die Mappings immer komplizierter, weshalb jeder einzelne Schritt immer rechenzeitaufwendiger zu berechnen wird. Integratoren höherer Ordnung sind deshalb meist nicht schneller als Integratoren der zweiten Ordnung [Chambers, 1999].

Für die Simulation des Sonnensystems über lange Zeiträume sind symplektische Integratoren von besonderer Bedeutung. Symplektische Integratoren sind Algorithmen, die die Zweiform  $dp \wedge dq$  erhalten. Vereinfacht gesagt bedeutet das, dass der Integrator das Phasenraumvolumen erhält [Duncan et al., 1998]. Dies führt dazu, dass es bei symplektischen Integratoren keinen Drift der Energie gibt, sondern die Energie auch über beliebig lange Zeiträume konstant ist [Binney und Tremaine, 2008]. Darüber hinaus sind sie meist zeitreversibel; wendet man also einen Zeitschritt  $t \rightarrow t + h$  und anschließend einen Zeitschritt  $t + h \rightarrow t$  an, so erhält man bis auf Rundungsfehler den exakt selben Punkt im Phasenraum [Duncan et al., 1998]. Da wir das Mapping des obigen modifizierten Euler Integrator direkt aus dem Hamiltonian hergeleitet haben, handelt es sich hier um einen einfachen symplektischen Integrator [Binney und Tremaine, 2008].

Anfang der 1990er Jahre beschrieben [Wisdom und Holman, 1991] einen symplektischen Integrator, welcher zu einer revolutionären Verbesserung der Möglichkeiten zur Simulation des Sonnensystems führte. Man nennt diesen und verwandte Algorithmen *mixed variables Symplectic* (MVS) Integratoren. Weite Verbreitung fand der Algorithmus von Wisdom und Holman vor allem durch die Implementierung namens *Swift* durch [Levison und Duncan, 1994]. Auf dem Prinzip dieses Integrators basieren auch die auch die für das Nizza-Modell relevanten Codes, weshalb ich den Integrator von [Wisdom und Holman, 1991] hier erläutern werde.

Die grundlegende Eigenschaft des Sonnensystems, die hier genutzt wird, ist, dass die Masse der Sonne die der Planeten deutlich überwiegt und die Planeten sich deshalb annähernd auf

## 2 Grundlagen

Keplerschen Planetenbahnen bewegen. Man spaltet nun den Hamiltonian in zwei Teile auf:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{Kepler}} + \mathcal{H}_{\text{Interaktion}} \quad (2.16)$$

$\mathcal{H}_{\text{Kepler}}$  beschreibt hierbei die Bewegung der Planeten um den Zentralkörper und  $\mathcal{H}_{\text{Interaktion}}$  die Beeinflussung der Körper untereinander. Während solch eine Zerlegung in analytischen Theorien im Rahmen von Störungsrechnungen nichts ungewöhnliches ist, war dieser Ansatz vor Wisdom und Holman in numerischen Verfahren nicht gebräuchlich [Wisdom und Holman, 1991]. Hat man den Hamiltonian so aufgeteilt, kann man, wie schon oben, durch das Hinzufügen von periodischen Funktionen einen Mapping-Hamiltonian finden:

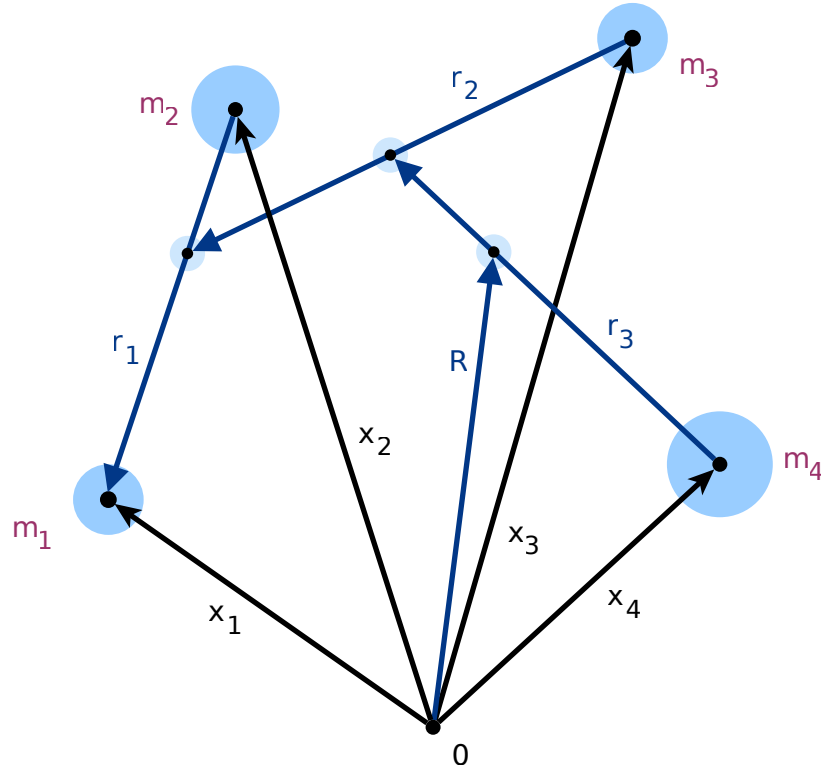
$$\mathcal{H}_{\text{Map}} = \mathcal{H}_{\text{Kepler}} + \mathcal{H}_{\text{Interaktion}} \delta_h(t)^1 \quad (2.17)$$

Das Integrieren über die Zeiten zwischen den Peaks ist einfach möglich, die Lösungen sind natürlich die Keplerschen Bahnen. Das Integrieren über die Peaks ist ebenfalls möglich, da hier – analog zu oben –  $\mathcal{H}_{\text{Kepler}}$  nichts beiträgt und die Deltafunktion das Auswerten des Integrals bekanntermaßen erheblich vereinfacht [Wisdom und Holman, 1991]. Nun gilt es also, den Hamiltonian des  $n$ -Körperproblems 2.1 in  $\mathcal{H}_{\text{Kepler}}$  – bestehend aus voneinander unabhängigen Keplerschen Hamiltonians – sowie einen Interaktions-Hamiltonian aufzuteilen. Ein Keplerscher Hamiltonian ist dabei ein Hamiltonian der Form

$$\mathcal{H} = \frac{p^2}{2m} - \frac{\mu}{r}. \quad (2.18)$$

Für ein Zweiteilchensystem ist offensichtlich, dass man die gewünschte Form erreicht, indem man das System in den Koordinaten relativ zum Schwerpunkt schreibt. Für  $n$  Teilchen erhält man den Effekt durch Verwendung der Jacobi-Koordinaten, die man folgendermaßen erhält. Wir betrachten die Massenpunkte  $m_j$  und  $m_k$ ; diese ersetzen wir durch einen virtuellen Massenpunkt  $m_{jk}$  am Ort des Schwerpunkts der Massen  $\mathbf{R}_{jk} = (m_j \mathbf{q}_j + m_k \mathbf{q}_k) / (m_j + m_k)$  und erhalten die Relativkoordinate  $\mathbf{x}'_1 = \mathbf{x}_j - \mathbf{x}_k$ . Wir iterieren diese Verfahren nun über die restlichen  $n - 2$  Massenpunkten, sowie dem neuen virtuellen Massenpunkt. Am Ende haben wir  $n - 1$  relative Koordinaten  $\mathbf{x}'_i$  sowie den zuletzt berechneten  $\mathbf{R}_{1n} =: \mathbf{x}'_0$  welcher die Koordinate des Schwerpunkts des Systems angibt. Abbildung 2.1 verdeutlicht das Vorgehen.

<sup>1</sup>[Wisdom und Holman, 1991] verwenden dabei die gleichwertige Schreibweise für den Parameter  $\Omega := 2\pi/h$  und  $\delta_{2\pi}(\Omega t) \equiv \delta_{2\pi/\Omega}(t)$ .



**Abbildung 2.1:** Jacobi-Koordinaten veranschaulicht für 4 Körper. Hellblau sind jeweils die virtuellen Massen eingezeichnet. Die Jacobi-Koordinaten sind  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $r_3$  und  $R$ . Bild: Marsupilami, CC-BY-SA.

In Formeln ausgedrückt lauten die Jacobi-Koordinaten:

$$\mathbf{x}'_0 = \frac{1}{M} \sum_{j=0}^{n-1} m_j \mathbf{x}_j \quad (2.19)$$

$$\mathbf{x}'_{i \neq 0} = \mathbf{x}_i - \mathbf{X}_{i-1} \quad (2.20)$$

mit

$$\mathbf{X}_i = \frac{1}{\eta_i} \sum_{j=0}^i m_j \mathbf{x}_j \quad (2.21)$$

und

$$\eta_i = \sum_{j=0}^i m_j \quad ; \quad M = \eta_{n-1}. \quad (2.22)$$

Die dazugehörigen transformierten Massen und Impulse sind:

$$m_0 = M \quad ; \quad m'_{i \neq 0} = m_i \frac{\eta_{i-1}}{\eta_i} \quad ; \quad \mathbf{p}'_i = m'_i \dot{\mathbf{x}}'_i \quad (2.23)$$

## 2 Grundlagen

Setzt man dies in den Hamiltonian 2.1 ein, so erhält man nach einigen Umformungen:

$$\mathcal{H} = \frac{\mathbf{p}_0'^2}{2M} + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{\mathbf{p}_i'^2}{2m_i'} - \sum_{i=1}^{n-1} \frac{Gm_i m_0}{r_{i0}} - \sum_{0 < i < j} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} \quad (2.24)$$

wobei  $r_{ij} = \|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j\|$  der Abstand zweier Körper ist. Der erste Term beschreibt die Bewegung des Schwerpunktes, welche – wie zu erwarten war – die eines freien Teilchens ist. Da wir uns für die Planetenbahnen, nicht aber für die Eigenbewegung des gesamten Sonnensystems interessieren, können wir diesen Term ignorieren. Wir formen den Hamiltonian weiter um, indem wir den Term

$$\sum_{i=1}^{n-1} \frac{Gm_i m_0}{r_i'} \quad (2.25)$$

mit  $r_i' = \|\mathbf{x}_i'\|$  einmal mit positiven und einmal mit negativen Vorzeichen einfügen:

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^{n-1} \left( \frac{\mathbf{p}_i'^2}{2m_i'} - \frac{Gm_i m_0}{r_i'} \right) + \sum_{i=1}^{n-1} \left( \frac{Gm_i m_0}{r_i'} - \frac{Gm_i m_0}{r_{i0}} \right) - \sum_{0 < i < j} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} \quad (2.26)$$

Wie man sieht, ist der erste Term nun wie gewünscht eine Summe von  $n - 1$  voneinander unabhängigen Keplerschen Hamiltonians. Die beiden anderen Summen bilden  $\mathcal{H}_{\text{Interaktion}}$  und sind deutlich kleiner als  $\mathcal{H}_{\text{Kepler}}$ . Unser Mapping Hamiltonian lautet also zusammenfassend:

$$\mathcal{H}_{\text{Map}} = \mathcal{H}_{\text{Kepler}} + \mathcal{H}_{\text{Interaktion}} \delta_h(t) \quad (2.27)$$

$$\mathcal{H}_{\text{Kepler}} = \sum_{i=1}^{n-1} \left( \frac{\mathbf{p}_i'^2}{2m_i'} - \frac{Gm_i m_0}{r_i'} \right) \quad (2.28)$$

$$\mathcal{H}_{\text{Interaktion}} = \sum_{i=1}^{n-1} \left( \frac{Gm_i m_0}{r_i'} - \frac{Gm_i m_0}{r_{i0}} \right) - \sum_{0 < i < j} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} \quad (2.29)$$

Wie bereits besprochen, ist dieser Mapping Hamiltonian über den Zeitschritt  $t \rightarrow t + h$  analytisch lösbar und liefert somit ein Mapping, dass zur Simulation des Systems verwendet werden kann. Das soeben beschriebene Verfahren entspricht wieder einem Integrator erster Ordnung, der Fehler ist also von der Ordnung  $\mathcal{O}(h^2)$ . Erinnern wir uns nun an die Gleichungen 2.14 und 2.13 zurück, so sehen wir, dass sich der Fehler zu

$$e^{h\hat{A}} e^{h\hat{B}} - e^{h(\hat{A}+\hat{B})} = \frac{h^2}{2} (\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}) + \dots \quad (2.30)$$

ergibt. Dabei sind auch alle höheren Terme von  $\hat{A}$  und  $\hat{B}$  abhängig [Chambers, 1999]. Gilt für ein System  $\hat{B} \sim \varepsilon \hat{A}$  mit kleinem Epsilon, so ist der Fehler des Integrators auch proportional



zu  $\varepsilon$ . Da die Sonne fast 99,9% der Masse des Sonnensystems besitzt, gehorchen die Planetenbahnen in sehr guter Annäherungen den Keplerschen Gesetzen und  $\mathcal{H}_{\text{Kepler}}$  dominiert somit deutlich über  $\mathcal{H}_{\text{Interaktion}}$ . Die Genauigkeit des Integrators ist somit  $\mathcal{O}(h^2\varepsilon)$ , sie ist also bei gleicher Schrittweite um mehrere Größenordnungen höher als bei dem einfacheren modifizierten Eulerschen Integrator – oder anderes herum: Bei gleicher Genauigkeit kann die Schrittweite deutlich größer gewählt werden, was die Integration entscheidend beschleunigt. Es ist nun möglich, auch dieses Verfahren gemäß Gleichung 2.15 zu einem Integrator zweiter Ordnung mit Genauigkeit  $\mathcal{O}(h^3\varepsilon)$  machen. Es sei noch darauf hingewiesen, dass [Saha und Tremaine, 1992] und [Wisdom et al., 1996] Möglichkeiten gefunden haben, den Fehler des Integrators proportional zu  $\varepsilon^2$  zu machen. Während man bei einem Leapfrog Integrator für eine hinreichen gute Genauigkeit noch Schrittweiten von  $10^{-3} T_{\min}$  braucht, wobei  $T_{\min}$  die Umlaufzeit des kleinsten Orbits bezeichnet, sind es bei MVS Integratoren typischerweise  $1/20 T_{\min}$  [Duncan et al., 1998]. Natürlich geht ein großer Teil des Geschwindigkeitsgewinnes wieder dadurch verloren, dass die Berechnung der einzelnen Schritte aufwendiger ist. Unterm Strich bleibt jedoch ein signifikanter Geschwindigkeitszuwachs von etwa einer Größenordnung [Chambers, 1999]. Eine wichtige Sonderfunktion, die ein guter Integrator unterstützen sollte, ist die der Testteilchen. Darunter versteht man Teilchen deren Bewegung zwar von den anderen Teilchen beeinflusst wird, die sich jedoch nicht gegenseitig und auch nicht die anderen Teilchen beeinflussen. Dieses Verhalten entspricht dem Fall, dass die Masse des Teilchens vernachlässigbar klein wird. Auch das Mapping von [Wisdom und Holman, 1991] unterstützt nach geeigneten algebraischen Umformungen Testteilchen. Testteilchen sind aus zwei Gründen von Bedeutung: Zum einen, wenn man das Gravitationsfeld eines Systems betrachten will ohne es zu beeinflussen und zum anderen wird die Berechnung deutlich schneller, wenn man Teilchen mit kleiner Masse als Testteilchen betrachtet. Letzteres ist, wie wir sehen werden, beim Nizza-Modell von zentraler Rolle, da man hier eine Vielzahl an Teilchen hat, deren Masse wesentlich kleiner als die der Planeten ist. Ein weiterer interessanter Punkt ist, dass, obwohl die Reihenfolge der Körper bei der obigen Betrachtung irrelevant war, die Verwendung der natürlichen Reihenfolge, mit steigender großer Halbachse, „sauberere“ Orbits liefert – anderenfalls enthalten die Orbits schnelle Oszillationen. Daneben gibt es natürlich noch einige Aspekte des Algorithmus die optimiert werden können, diese

## 2 Grundlagen

spielen jedoch für das Verständnis der Funktionsweise keine Rolle, daher werde ich auf diese hier nicht eingehen.

Die MVS Integratoren wie der von Wisdom und Holman haben jedoch ein grundlegendes Problem. Die Schrittweite des Integrators wird durch die Wahl des Parameter von  $\delta_h(t)$  festgelegt, sie ist also über die ganze Simulation konstant und für alle Planeten gleich. Dies führt zu mehreren Problemen: Hat man Planeten, die auf einem sehr kleinen Orbit den Zentralkörper umkreisen, während andere Planeten sehr große Entfernungen zum Zentralkörper haben, so muss man die selbe kleine Schrittweite für alle Planeten anwenden, obwohl bei den äußeren wesentlich größere Schrittweiten möglich und sinnvoll wären. Dieses Problem lösten [Saha und Tremaine, 1994] mit einer Modifikation des Verfahrens, welches es erlaubt für jeden Planeten eigene, jedoch weiterhin konstante, Schrittweiten zu wählen. Dies erhöht die Geschwindigkeit weiter, es löst jedoch zwei andere Probleme noch nicht. Das zweite Problem besteht in einer höheren Ungenauigkeit für Bahnen mit höherer Exzentrizität. Auch dieses Problem konnte durch eine Modifikation des Verfahrens durch [Mikkola, 1997] überwunden werden. Das größte Problem jedoch bestand darin, dass sich zwei Planeten nicht zu nahe kommen dürfen, da in diesem Fall  $\mathcal{H}_{\text{Interaktion}}$  groß wird und somit  $\varepsilon$  nicht mehr klein genug ist. Man würde hier gerne die Schrittweite verkleinern, um die Integrationsgenauigkeit zu erhalten. Veränderungen der Schrittweite während der Integration führen jedoch zu Fehlern, da das averaging principle nicht mehr greift. Bei einzelnen wenigen Planetenbegegnungen ist der Fehler noch klein genug, so dass man die Ergebnisse zumindest als statistische Aussagen verwenden kann [Chambers, 1999]. Spätestens jedoch wenn wir – wie wir es beim Nizza-Modell haben werden – ein sich chaotisch verhaltenes System haben, in welchem Planetenbegegnungen sehr häufig vorkommen, ist dieser Ansatz nutzlos.

In den Jahren 1998/1999 erschienen zwei Codes, welche diese Probleme lösten und trotzdem die hohe Geschwindigkeit der MVS Integratoren behielten. Diese sind SyMBA [Duncan et al., 1998] und Mercury [Chambers, 1999]. Die beiden Integratoren haben ähnliche Ansätze, unterscheiden sich jedoch in Details. Diese beiden Integratoren haben fundamental zur Entwicklung unseres Verständnis des Sonnensystem beigetragen: Sie waren nicht nur Voraussetzung des Nizza-Modells, sondern spielen insbesondere auch für das Verständnis der Planetenakkretion eine wichtige Rolle [Morbidelli, 2002]. Anstatt der Jacobi-Koordinaten verwenden diese beiden Integratoren kanonische heliozentrische Koordinaten.

Bei diesen kreisen die Planeten im Keplerschen Hamiltonian nicht um unterschiedliche Massenzentren, sondern allesamt um die Sonne. Dies hat einerseits zwar den Nachteil, dass die Durchläufe der Planeten durch das Perihel, wenn dieses sehr nahe an der Sonne ist, wie eine Planetenbegegnung betrachtet werden muss, es ist für den Algorithmus jedoch sehr wichtig, dass die Planetenbahnen des Keplerschen Hamiltonians um den selben Punkt rotieren [Morbidegli, 2002]. Wann immer nun zwei Planeten (oder ein Planet und die Sonne) sich nahe kommen, wird ihre gegenseitige Wechselwirkung nach und nach immer stärker dem Keplerschen Hamiltonian hinzugefügt [Morbidegli, 2002]. Dadurch wird der „Keplersche Hamiltonian“ natürlich analytisch unlösbar und ist auch kein Hamiltonian in Keplerscher Form mehr; seine Auswirkung muss also anderweitig numerisch berechnet werden. Hier unterscheiden sich die beiden Integratoren nun. Mercury verwendet einen konventionellen Integrator um den „Keplerschen Teil“ des Hamiltonians zu lösen: den Bulirsch Stoer Integrator mit maximal möglicher Genauigkeit – damit ist gemeint, dass die Genauigkeit nur durch die Rundungsfehler des Rechners beschränkt ist [Chambers, 1999; Morbidelli, 2002]. SyMBA hingegen verwendet auch hierfür wieder einen symplektischen Integrator, mit einer durch eine ganze Zahl geteilten Schrittweite. Wenn die Planeten sich sehr nahe kommen, muss SyMBA das Verfahren iterieren, um die Schrittweite noch weiter zu unterteilen [Duncan et al., 1998; Morbidelli, 2002].

## 2.2 Bahnresonanzen

Wie in den meisten Gebieten der Physik spielen auch in der Himmelsmechanik Resonanzen eine große Rolle. Sie können ein System entweder stabilisieren oder wie im Fall des Nizza-Modells zu einer rasanten Destabilisierung führen. Bahnresonanzen treten immer dann auf, wenn zwei Frequenzen eines Systems ein bestimmtes Verhältnis haben. Die am einfachsten zu Verstehende und für diese Arbeit wichtigste Bahnresonanz ist die Mean-Motion-Resonanz (MMR)<sup>2</sup> bei welcher die Umlaufdauern zweier Körper (in unserem Fall Planeten) im Verhältnis zweier kleiner ganzer Zahlen sind. Eine 1:2 MMR zwischen zwei Planeten liegt beispielsweise vor, wenn der eine Planet genau doppelt so lange braucht um den Stern zu umkreisen, als der andere. Betrachtet man nun zwei kreisrunde Planetenorbits in einer

---

<sup>2</sup>Auf deutsch auch Resonanz der mittleren Bewegung

## 2 Grundlagen

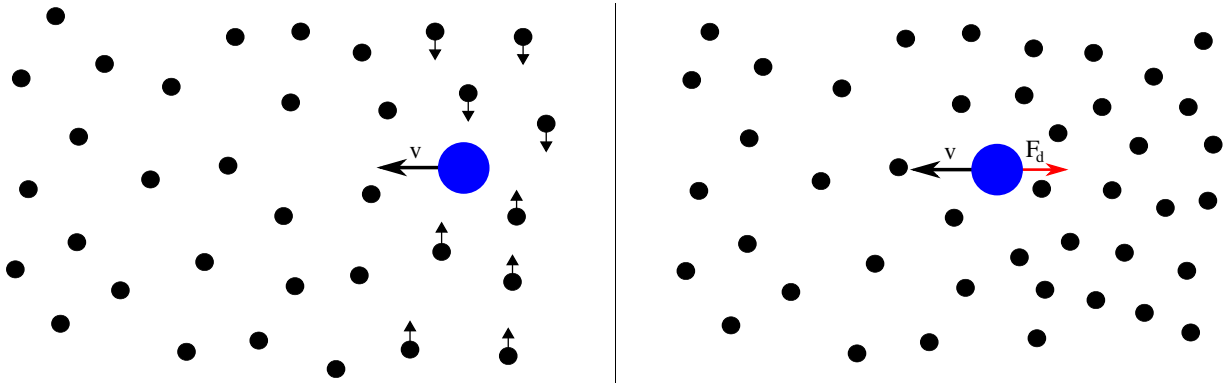
gemeinsamen Ebene ( $e = i = 0$ ) so kann man leicht verstehen, dass die Planeten sich nach einer Umlaufzeit von  $n \cdot 2T$ , wobei  $T$  die Umlaufdauer des inneren Planeten ist, immer auf der „selben Seite“ begegnen und die gegenseitige gravitative Wechselwirkung immer in die selbe Richtung wirkt. Dies führt dazu, dass die Exzentrizität der Planetenorbits steigt. Die 1:2 MMR ist verständlicherweise die stärkste aller Resonanzen. Die analytische Betrachtung von Mean-Motion-Resonanzen ist möglich, würde aber den Rahmen dieser Arbeit sprengen – der interessierte Leser sei beispielsweise auf [Dvorak et al., 2005; Murray und Dermott, 1999] verwiesen. Während die MMRs für kreisrunde Orbits nur für exakte Positionen der Planeten eintreten, haben die MMRs eine gewisse endliche Breite, sobald die Exzentrizität des Orbits von Null verschieden ist.

Ein weiterer wichtiger Typ von Bahnresonanz sind die säkularen Resonanzen – engl. Secular resonances (SR). Sie treten auf, wenn die orbitale Präzessionen zweier Körper synchronisiert sind. Die Lage eines Orbits im dreidimensionalen Raum, wird neben der Inklination durch die Länge des aufsteigenden Knotens ( $\Omega$ ) und das Argument des Perihels ( $\omega$ ) beschrieben. Die Orientierung dieser Bahnebene schwankt im Laufe der Zeit (Präzession) mit den Fundamentalfrequenzen  $g$  und  $s$ . Säkulare Resonanzen können jetzt als ganzzahliges Vielfaches zwischen einer der Fundamentalfrequenzen, oder einer Linearkombination von  $g$  und  $s$  sowie der entsprechenden Größe des anderen Planeten auftreten. Auch Linearkombinationen der Fundamentalfrequenzen unterschiedlicher Planeten können zu säkularen Resonanzen führen. Säkulare Resonanzen führen über ebenfalls lange Zeiträume hinweg zu einer Änderung der Exzentrizität und Inklination der Körper, sind jedoch tendenziell schwächer als Mean-Motion-Resonanzen.

Neben diesen beiden Typen existieren noch eine Reihe weiterer Resonanzen, wie die Kozai-Resonanzen, welche für diese Arbeit jedoch keine größere Rolle spielen.

### 2.3 Dynamische Reibung

Ein weiteres Konzept, das wir zum Verständnis des Folgenden benötigen werden, ist das der Dynamischen Reibung (engl. dynamical Friction). Als Dynamische Reibung bezeichnet man die reibungsartige Beeinflussung der Bewegung eines Körpers durch die gravitative Wirkung mit ihm umgebener Materie, ohne dass es zu einer Berührung mit dieser kommt.



**Abbildung 2.2:** Fliegt ein Teilchen durch ein Feld von leichteren Teilchen, so werden diese von ihm angezogen. Da sich das Teilchen unterdessen weiterbewegt, kommt es hinter dem Teilchen zu einer erhöhten Dichte, welche das Teilchen durch die gravitative Anziehung abbremst.

Betrachten wir dazu wie in Grafik 2.2 dargestellt eine große Masse, die sich durch ein Feld vieler zufällig verteilter kleiner Massen bewegt. Der Körper zieht die kleineren Massen nun gravitativ an, so dass diese sich auf ihn zu bewegen und es dort zu einer erhöhten Massedichte kommt. Da sich der Körper inzwischen weiter bewegt hat, kommt es zu einer „Heckwelle“. Durch die gravitative Anziehung dieser „Heckwelle“ wird das Teilchen abgebremst. Näherungsweise kann die Kraft durch Dynamische Reibung auf eine Masse  $M$  die sich mit der Geschwindigkeit  $v$  durch ein gleichmäßig dichtes Feld (Dichte  $\rho$ ) aus deutlich leichteren Teilchen als

$$\mathbf{f}_{dyn} \approx C \frac{G^2 M^2 \rho}{v_M^2} \quad (2.31)$$

angegeben werden.

Im Folgenden will ich einen Plausibilitätsbeweis dafür liefern, dass die Exzentrizität eines Planetenorbits durch dynamische Reibung reduziert wird. Bekanntermaßen gilt für die Geschwindigkeit eines sich auf einer Keplerschen Umlaufbahn bewegenden Planeten, dessen Masse deutlich kleiner als die der Sonne ist

$$v = \sqrt{GM \left( \frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)}, \quad (2.32)$$

wobei  $a$  die große Halbachse ist. Formt man dies nach  $r$  um, so erhält man:

$$r = \frac{2aGM}{av^2GM} \quad (2.33)$$

## 2 Grundlagen

Während eines kleinen Zeitschritts  $\Delta t$  beträgt der Betrag der Abbremsung durch die dynamische Reibung gemäß dem Grundgesetz der Mechanik:

$$\Delta v = \frac{f_{dyn}}{M} \Delta t = C\rho \frac{(GM)^2}{Mv^2} \Delta t \quad (2.34)$$

Diese Abbremsung führt nun zu einer Drift in Richtung Sonne, dessen Größe wir berechnen können:

$$\Delta r = \frac{dr}{dv} \Delta v = \frac{4GMa^2v}{(av^2 + GM)^2} \cdot \Delta v \quad (2.35)$$

Durch einsetzen erhalten wir

$$\Delta r = \frac{1}{v} \frac{4a^2G^3M^2C\rho}{(av^2 + GM)^2} \Delta t \propto \frac{1}{v^5 + cv^3 + c'v} \quad (2.36)$$

Die Veränderung von  $r$  ist also um so stärker, desto langsamer sich das Teilchen bewegt. Nachdem sich nun bekanntermaßen (und auch aus Gleichung 2.32 ablesbar) der Planet um so schneller bewegt, je näher er an der Sonne ist, können wir daraus schließen, dass er an sonnenfernen Punkten eine deutlich stärkere Bahnveränderung hin zur Sonne erfährt, als an sonnennahen. Somit sinkt die Exzentrizität.

# 3 Das Nizza-Modell

## 3.1 Die Planetenorbits

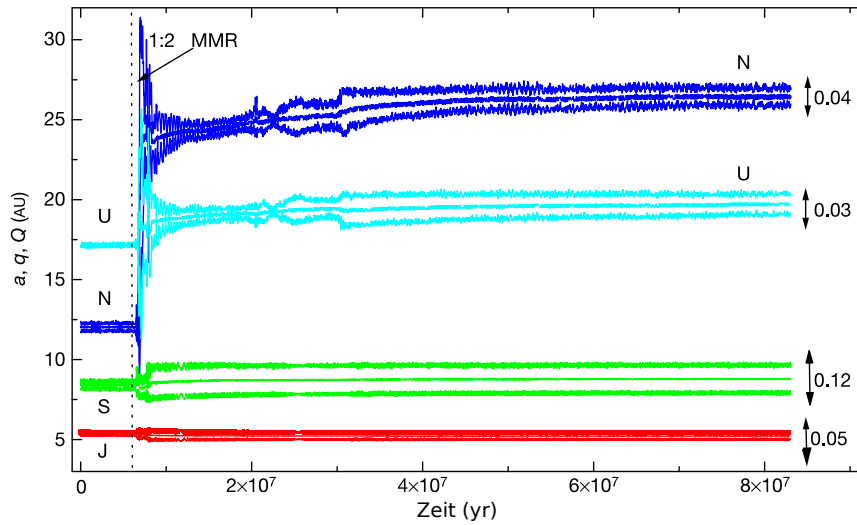
Im Folgenden werde ich erklären, wie [Tsiganis et al., 2005] mit dem Nizza-Modell die Orbits der Planeten erklärte. Man beginnt die Betrachtung zu dem Zeitpunkt, als die Gasscheibe sich gerade aufgelöst hat. Als Ausgangszustand wählte die Gruppe um Tsiganis dabei – wie im letzten Abschnitt erläutert – die vier Riesenplaneten auf sehr kompakten Orbits. Zusätzlich nahmen sie an, dass es eine massive Scheibe aus Planetesimalen im Sonnensystem gab – eine solche ist ein nicht unwahrscheinliches Überbleibsel der Planetenentstehung.

Als Anfangsparameter wählten [Tsiganis et al., 2005] in den Simulationen für die große Halbachse des Jupiterorbits  $a_J = 5,45$  AU und Saturn wurde wenige Zehntel AU vor der bei  $a_{1:2} = 8,65$  AU gelegenen 1:2 MMR gesetzt. Die Orbitalverteilung der transneptunischen Objekte lässt darauf schließen, dass Neptuns Migration innerhalb von 20 AU begonnen hat [Tsiganis et al., 2005]. Deshalb wurden die beiden Eisplaneten zu Beginn der Simulationen auf Orbits mit großen Halbachsen von 11-13 AU respektive 13,5-17 AU und mit einem Mindestabstand von 2 AU gesetzt. Die Planetenorbits waren, wie von den Planetenentstehungsmodellen gefordert, nahezu kreisförmig und coplanar ( $e, i \approx 10^{-3}$ ).

Die Planetesimalenscheibe begann 1,5 AU hinter dem Orbit des zweiten Eisplaneten und reichte bis zu einer Entfernung von 30-35 AU hinaus [Tsiganis et al., 2005; Levison et al., 2008]. Sie bestand aus 1.000-5.000 gleich schweren Brocken, mit einer Gesamtmasse von 30 bis 50 Erdmassen.

Die Flächendichte der Scheibe wurde in den Simulationen linear mit dem Sonnenabstand abfallend gewählt. In einigen Simulationen wurde eine „dynamisch heiße“ Scheibe, in anderen eine „dynamisch kalte“ Scheibe gewählt. Mit dynamisch heiß ist gemeint, dass Exzentrizität und Inklination relativ groß waren:  $e \approx \sin i \approx 0,05$ , im Vergleich zu  $e \approx \sin i \approx 10^{-3}$  im

### 3 Das Nizza-Modell



**Abbildung 3.1:** Bahnveränderung der vier Gasplaneten. Über die Zeit sind die Entfernung des Perihel, die große Halbachse und Entfernung des Aphel von Jupiter (rot), Saturn (grün), Neptun (dunkelblau) und Uranus (hellblau) dargestellt. Der Zeitpunkt zu dem es zur 1:2 MMR zwischen Jupiter und Saturn kommt, ist gestrichelt eingezeichnet. Rechts sind die finalen Numerischen Exzentrizitäten angegeben. Es handelt sich hier um eine Simulation mit einer dynamisch heißen Scheibe mit  $35 M_{\oplus}$  aus 3500 Teilchen. Wie in etwa der Hälfte der Fälle kam es auch hier zu einer Vertauschung der Reihenfolge der Eisplaneten. Bild nach [Tsiganis et al., 2005].

kalten Fall [Tsiganis et al., 2005]. Die Eigengravitation der Scheibe wurde in den Simulationen ignoriert [Tsiganis et al., 2005]<sup>1</sup> Die Simulationen wurden mit den oben besprochenen Codes Mercury und SyMBA durchgeführt, der Zeitschritt betrug dabei zwischen einem viertel und einem halben Jahr [Tsiganis et al., 2005].

Aus dieser Scheibe werden von den Planeten immer wieder einzelne Planetesimale gestreut oder akkretiert. Dabei kommt es durch den Impulsübertrag zu einer Änderung der Planetenorbits [Tsiganis et al., 2005]. Die Simulationen zeigen, dass Saturn, Uranus und Neptun langsam nach außen wandern, während Jupiter langsam nach innen wandert [Hahn und Malhotra, 1999a; Tsiganis et al., 2005].

Durch die Planetesimale kommt es während der Migration zu dynamischer Reibung und die Exzentrizitäten der Planeten werden wie oben erläutert gedämpft [Tsiganis et al.,

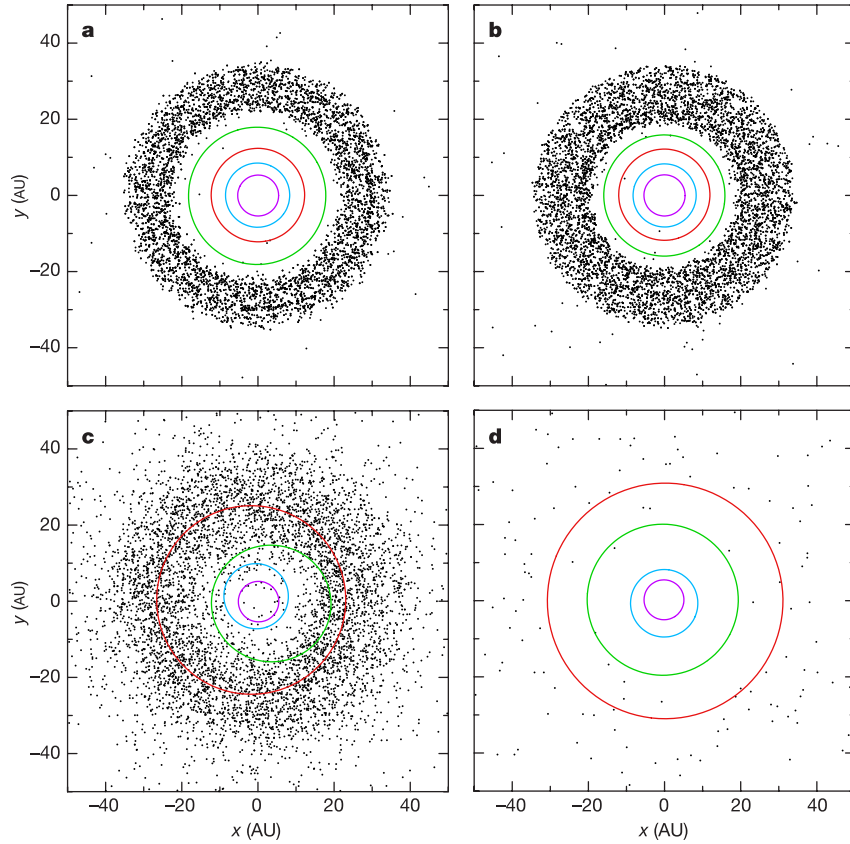
<sup>1</sup>Dies schien aufgrund der geringen Teilchenmassen angebracht und machte die Simulation überhaupt rechenbar. In Kapitel 4.1 wird klar werden, dass dies nur bedingt eine sinnvolle Vereinfachung darstellt.



2005]. Mit der Zeit kommen sich die Planeten durch die Migration näher, so dass Mean-Motion-Resonanzen auftreten. Man betrachtet im Nizza-Modell die 1:2 Resonanz zwischen Jupiter und Saturn, welche nach ein paar hundert Millionen Jahren auftritt. Die Autoren testeten auch Anfangsbedingungen, welche zum Auftreten von anderen MMRs führten. Doch weder die 2:3 MMR zwischen Saturn und dem inneren Eisriesen, noch die 1:2 MMR zwischen den beiden Eisriesen waren stark genug um die Bahn von Jupiter zu beeinflussen [Tsiganis et al., 2005]. Die Resonanz führt zu einer schlagartigen Erhöhung der Exzentrizitäten der Umlaufbahnen von Jupiter und Saturn, auf Werte die mit den heutigen vergleichbar sind. Dadurch stören Jupiter und Saturn die Eisplaneten, so dass auch deren Exzentrizitäten abhängig von den genauen Anfangsparametern (Massen und großen Halbachsen der Planeten) mehr oder weniger stark anwachsen [Tsiganis et al., 2005]. Da die Planetenorbits sehr dicht aneinander liegen, führen die hohen Exzentrizitäten zu sich überschneidenden Bahnen [Tsiganis et al., 2005]; es kommt dadurch zu Begegnungen von Planeten. Dies hat wiederum zwei Effekte: Die Inklinationen der Planeten wächst um  $1^\circ - 7^\circ$  und die Eisriesen werden hinaus in die Planetesimalenscheibe gestreut, wodurch nun schlagartig eine große Menge an Planetesimalen ins Innere des Sonnensystems gestreut werden und sich folglich die Migrationsrate der Planeten drastisch erhöht [Tsiganis et al., 2005]. Die große Anzahl an kleinen Objekten im Bereich der Planetenbahnen, führt jedoch auch zu dynamischer Reibung, wodurch die Exzentrizitäten und Inklinationen wieder langsam sinken und sich das System somit wieder stabilisiert [Tsiganis et al., 2005]. Wenn die Planetesimalenscheibe fast vollständig zerstreut ist, stoppt die Migration der Planeten und sie erreichen ihre endgültigen Bahnen [Tsiganis et al., 2005]. Abbildung 3.2 zeigt die Entwicklung der Planetenorbits, sowie die Positionen der Planetesimalen, in den unterschiedlichen Phasen des Modells.

Die endgültigen Bahnen hängen vom Verhalten des Systems zum Zeitpunkt direkt nach der Resonanz ab. In den 43 Simulationen in [Tsiganis et al., 2005] zeigte sich, dass von den zahlreichen Anfangsparametern der Abstand der Eisriesen  $\Delta a_{I_1, I_2}$  und vor allem der Abstand zwischen Saturn und dem inneren Eisriesen  $\Delta a_{S, I_1}$  die größten Auswirkungen haben [Tsiganis et al., 2005]. Wie oben schon erwähnt, wurden für  $\Delta a_{I_1, I_2}$  Werte zwischen etwa 2 und 6 AU verwendet, während die Werte von  $\Delta a_{S, I_1}$  zwischen  $\sim 2,5$  und  $\sim 5$  AU betragen [Tsiganis et al., 2005]. Wählt man den Abstand zwischen Saturn und dem ersten

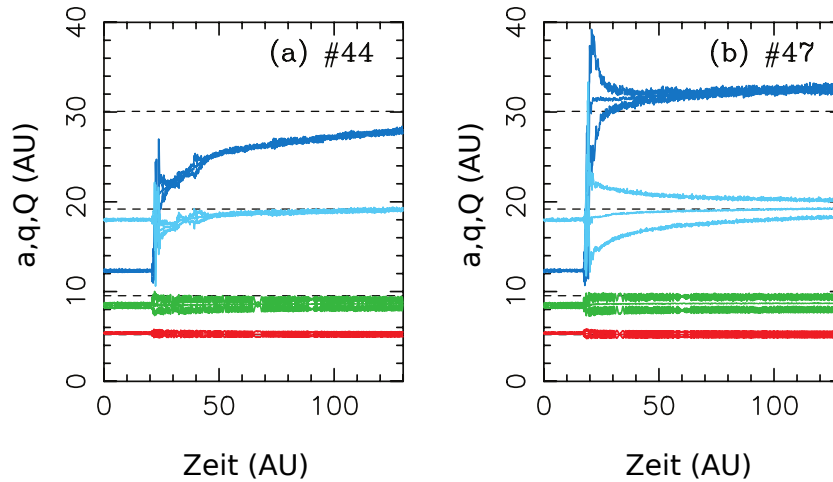
### 3 Das Nizza-Modell



**Abbildung 3.2:** Die Planetenorbits und die Positionen der Teilchen während einer Simulation; Projektion auf die mittlere Orbitalebene. Abbildung **a** zeigt das System nach nur 100 My zum Beginn der Migration. Abbildung **b** stellt das System kurz vor dem Auftreten des Resonanzfalls dar (879 My). Abbildung **c** zeigt das System nur 3 Millionen Jahre nach **b** dar. Abbildung **d** zeigt das System weitere 200 Millionen Jahre später, nur noch wenige Planetesimale sind übrig. Bild nach [Gomes et al., 2005].

Eisplaneten klein, so steigt die Wahrscheinlichkeit, dass einer der Eisplaneten von Saturn auf ein die Jupiterbahn kreuzendes Orbit gestreut wird und dann von Jupiter aus dem System geschleudert wird. Für  $\Delta a_{S,I_1} \leq 3 \text{ AU}$  geschah dies in 14 der 43 Simulationen (33%). Wählt man den Abstand hingegen sehr groß ( $\Delta a_{S,I_1} \approx 5 \text{ AU}$ ), so ist das System möglicherweise nicht mehr kompakt genug, so dass überhaupt keine Begegnungen von Planeten stattfinden.

Für die restlichen Fälle, welche sich allesamt nach einer wie oben beschriebenen Migrationsphase wieder stabilisieren, gilt, dass es für Abstände  $\Delta a_{I_1,I_2} \geq 3,5 \text{ AU}$  zwar zu Interaktionen der beiden Eisplaneten untereinander, nicht jedoch zwischen einem Eisriesen und Saturn kommt, während es in Simulationen mit kleinerem  $\Delta a_{I_1,I_2}$  auch zu solchen



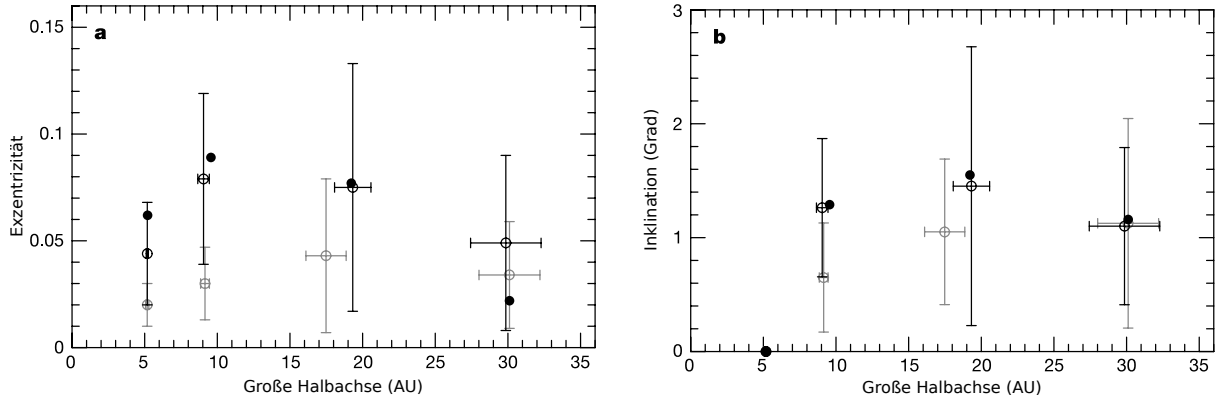
**Abbildung 3.3:** Vergleich der Migration bei einer Simulation von **a** Klasse A und **b** Klasse B, analog zu Abbildung 3.1. Gestrichelt sind die heutigen Positionen der Planeten eingezeichnet. Während bei der Klasse A die Eisriesen nach der Chaotischen Phase auf ihre heutigen Positionen migrieren, werden sie bei Klasse B durch eine gemeinsame Begegnung auf ihre nahezu finalen Positionen geschleudert. Bild nach [Nesvorný, 2007].

kommt. In Übereinstimmung mit der Originalveröffentlichung, bezeichnen wir erstere Art von Simulationen als Klasse A und letztere als Klasse B<sup>2</sup>, [Nesvorný, 2007] bezeichneten Klasse A als Malhotra Klasse (MA) [nach Malhotra, 1996; Hahn und Malhotra, 1999b] und Klasse B als „direct emplacement“-Klasse (DE).

Bei Klasse B wird Neptun durch Uranus direkt fast auf seine endgültige Entfernung geschleudert und anschließend wird die Exzentrizität durch dynamische Reibung in der Planetesimalscheibe verringert [Nesvorný, 2007]. Somit ist die Zeitdauer der Phase der schnellen Migration bei dieser Klasse kürzer [Tsiganis et al., 2005]. Auch führt diese Art der Dynamik dazu, dass die Exzentrizität weniger stark abnimmt [Tsiganis et al., 2005]. Bei den Simulationen der Klasse A wird Neptun auf eine etwa 22 – 25 AU von der Sonne entfernte Umlaufbahn geschleudert und migriert dann langsamer innerhalb der Planetesimalscheibe auf seine endgültige Position [Tsiganis et al., 2005]. Abbildung 3.3 zeigt den Migrationsverlauf beider Klassen. Die beiden Simulationsklassen kamen etwa gleich oft vor, 14 der Simulationen waren vom Typ B, die anderen 15 waren vom Typ A.

<sup>2</sup>Die beiden Fälle in der es zu keiner Begegnung kam, wurden dabei nicht ausgeschlossen sondern zur Klasse A gerechnet.

### 3 Das Nizza-Modell



**Abbildung 3.4:** Vergleich der gemittelten Simulationsergebnisse mit den tatsächlichen Messwerten der Bahneigenschaften der Gasplaneten. Aufgetragen ist **a** die Exzentrizität beziehungsweise **b** die Inklination über die große Halbachse. Die grauen Kreise stellen die Ergebnisse von Klasse A dar, während die schwarzen, nicht gefüllten Kreise die Messwerte für Klasse B darstellen. Die Fehlerbalken entsprechen jeweils einer Standardabweichung. Die Messwerte sind als schwarze, gefüllte Punkte eingezeichnet. Bild nach [Tsiganis et al., 2005].

Die Durchschnittswerte und Standardabweichungen für die großen Halbachsen, Exzentrizitäten und Inklinationen der Planeten von beiden Gruppen sind in Grafik 3.4 aufgetragen. Wie man sieht, stimmen die Resultate beider Klassen fast mit den tatsächlich beobachteten Werten überein, im Fall der Klasse B ist die Übereinstimmung jedoch deutlich größer – hier liegen sogar alle Messwerte innerhalb von nur einer Standardabweichung um den Mittelpunkt [Tsiganis et al., 2005]. Klasse A ist hierbei etwas schlechter, insbesondere sind die Exzentrizitäten von Saturn und Uranus deutlich zu klein [Tsiganis et al., 2005; Nesvorný, 2007]. Dies stellt insgesamt einen bedeutenden Erfolg des Modells dar und es hebt sich von vorhergehenden Modellen ab. So hatte zum Beispiel das Vorgängermodell von [Gomes et al., 2004] das Problem, zwar vorherzusagen können, dass Neptun eine große Halbachse von etwa 30 AU hat, jedoch war die Uranusbahn dabei zu dicht an der Sonne. Die großen Halbachsen der Eisriesen für die Klasse B betragen im Nizza-Modell hingegen  $a_U = 19,3 \pm 1,3$  AU und  $a_N = 29,9 \pm 2,4$  AU, was mit den tatsächlichen Werten von  $a_U = 19,2$  AU und  $a_N = 30,1$  AU sehr gut übereinstimmt [Tsiganis et al., 2005].

Der finale Abstand zwischen Jupiter und Saturn hängt vor allem von der Masse der Materie ab, die sie während der instabilen Phase streuen, welche ihrerseits wiederum von der Masse der Planetenscheibe abhängt [Tsiganis et al., 2005]. Höhere Massen der Scheibe führen

zwar zu stabileren Endsystemen, wird die Masse jedoch größer als  $\approx (35 - 40) M_{\oplus}$ , wird der Abstand zwischen Jupiter und Saturn im fertig simuliertem System zu groß [Tsiganis et al., 2005]. Wählt man eine Masse von  $\approx 50 \text{ AU}$ , so tritt zwischen Jupiter und Saturn zusätzlich auch eine 2:5 Resonanz auf und die dynamische Reibung wird so groß, dass Exzentrizitäten kleiner als in der Realität ausfallen [Tsiganis et al., 2005].

Die dynamische Temperatur der Scheibe wirkt sich auf die Exzentrizitäten aus: Heißere Scheiben führen zu höheren Exzentrizitäten von Jupiter und Saturn. Die beobachtete Existenz von zahlreichen plutogroßen transneptunischen Objekten spricht laut den Autoren für eine Scheibe mit der Dynamik der heißeren der beiden getesteten Scheiben [Stern, 1991; Tsiganis et al., 2005].

Eine interessante und vielzitierte Eigenschaft des Nizza-Modells ist, dass es in etwa der Hälfte der Fälle zu einer Vertauschung der Reihenfolge der Eisriesen kommt (siehe Abbildung 3.1). Der ursprünglich Innere Eisriese endet also auf der heutigen Neptunbahn und der zweite Eisriese auf der Uranusbahn. Da die beiden Eisgiganten fast die gleich Masse haben und in den Simulationen die Massen gleich gesetzt wurden, ist es für das Modell irrelevant welche der beiden schließlich auf der Uranus beziehungsweise auf der Neptunbahn endet.

## 3.2 Late Heavy Bombardment

Geologische Untersuchungen von Mondgestein zeigten, dass es vor 3,9-4,0 Milliarden Jahren – also 700 Millionen Jahre nach der Planetenentstehung – eine enorme Häufung von Einschlägen gab.<sup>3</sup> Man nennt dieses Ereignis das Late Heavy Bombardment (LHB) oder auf deutsch auch das Große Bombardement [Tera et al., 1974; Hartmann et al., 2000; Ryder, 2002]. Die Planetenentstehungsmodelle können eine solche Häufung zu einem so spätem Zeitpunkt nicht erklären. Es gab bereits zuvor einige Modelle zur Erklärung des LHB [insb. Zappalà et al., 1998; Levison et al., 2001; Chambers und Lissauer, 2002; Levison et al., 2004], jedoch wirkten diese relativ „unnatürlich“ und waren kein notwendiger Bestandteil der ansonsten abgeschlossenen Beschreibung der Entwicklung des Sonnensystems [Gomes

---

<sup>3</sup>Neuere Untersuchungen von [Bottke et al., 2012] datieren das LHB auf 4,1-4,2 Milliarden Jahre vor heute.

Wie in diesem Kapitel ersichtlich werden wird, beeinträchtigt dies das Nizza-Modell nicht. Aus Gründen der Konsistenz werde ich daher den zur Zeit von [Gomes et al., 2005] aktuellen Wert verwenden.

### 3 Das Nizza-Modell

et al., 2005]. Im Rahmen des Nizza-Modells liegt es natürlich nahe, anzunehmen, das LHB sei durch die während der Instabilitätsphase zerstreuten Objekte der Planetesimalenscheibe entstanden.

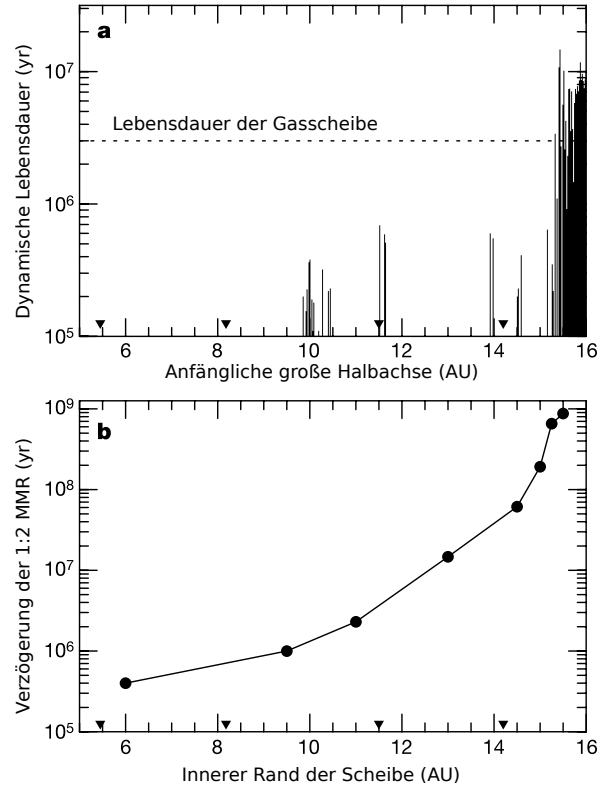
Da die Planetesimalenscheibe aufgrund ihrer sonnenfernen Entstehung vermutlich eisig war und sie, wie wir in Kapitel 3.5 sehen werden, der Ursprung der heutigen transneptunischen Objekte war, kann man sie im folgenden als Kometen betrachten [Gomes et al., 2005].

Vorgängermodelle des Nizza-Modells hatten das Problem, dass die schnelle, durch das Streuen von Planetesimalen bedingte Migration unmittelbar nach Simulationsbeginn eintrat und man somit nicht erklären konnte, warum das LHB erst nach etwa 700 Myr stattfand. Dies lag jedoch an einer falschen Startbedingung: Man hatte hierbei die Planetesimalen in direkte Umgebung zu den Planeten gesetzt. Dies führt zwar zu einer gewünschten Migration, ist jedoch eine unnatürliche Startsituation, denn es ist davon auszugehen, dass die Migration durch Interaktion mit den Planetesimalen zur Zeit als das System noch in der Gasscheibe eingebettet war, im Vergleich zur Migration durch Interaktion mit der Gasscheibe vernachlässigbar ist. Deshalb sollte die Anfangsbedingung des Nizza-Modells gerade den Zustand darstellen, in welchem sich das Sonnensystem direkt nach dem Auflösen der Gasscheibe befand. Betrachten wir also diesen Zeitpunkt, so sollten alle existierenden Planetesimale sich auf Orbits befinden, die stabil genug sind um bis zu diesem Zeitpunkt überhaupt überlebt zu haben. Die Planetesimalenscheibe sollte also nur Teilchen auf Bahnen haben, deren dynamische Lebenszeit größer ist als die Lebensdauer der Gasscheibe – typischerweise 3–10 Myr [Haisch, Jr. et al., 2001; Gomes et al., 2005]. Berücksichtigt man diese Bedingung, erhält man die schon in Kapitel 3.1 vorgegriffene Anfangsbedingung, dass die Planetesimalenscheibe hinter dem letzten Planeten beginnt, und zwar hinter etwa 15,3 AU [Gomes et al., 2005].

Die anfängliche Migrationsrate hängt nun von der Rate ab, mit welcher Planetesimale auf Planetenorbits schneidende Orbits gestreut werden. Die Zeitdauer bis zum Auftreten der MMR hängt schließlich von den folgenden Parametern ab: 1. Dem Anfangsabstand zur Resonanz, 2. der Dichte der Scheibe am inneren Rand und 3. dem Abstand zwischen dem inneren Rand der Scheibe und dem äußeren Eisplaneten [Gomes et al., 2005].

In acht Simulationen untersuchten [Gomes et al., 2005] die Abhängigkeit des Resonanzzeitpunkts in Abhängigkeit von der Position des inneren Rands der Planetesimalenscheibe,

### 3.2 Late Heavy Bombardment



**Abbildung 3.5:** **a** Um zu ermitteln, ob und wo die Planetesimalenscheibe für die Anfangsbedingung des Nizza-Modells existiert, haben [Gomes et al., 2005] in einer eigenen Simulation die dynamische Lebenszeit von Planetesimalen im frühen Sonnensystem ermittelt. Die Planeten wurden dabei auf nahezu kreisförmigen, planaren Orbits mit großer Halbachse von 5,45, 8,18, 11,5 und 14,2 AU (schwarze Dreiecke) gesetzt. Für unterschiedliche Entfernungen wurden jeweils 10 Teilchen auf Orbits mit  $e = i = 0$  gesetzt, die mittlere Lebensdauer von 10 solchen Teilchen ist jeweils als Strich eingezeichnet. Ein Vergleich mit der Lebensdauer der Gasscheibe bestätigt die Anfangsbedingungen des Nizza-Modells und zeigt, dass der innere Rand der Gasscheibe etwa 1–1,5 AU hinter dem zweiten Eisriesen sein musste. **b** Zeit, nach welcher es zu der Resonanz zwischen Jupiter und Saturn kommt, in Abhängigkeit von der Position des inneren Randes der Planetesimalenscheibe. Die Dichte und Gesamtmasse der Scheibe wurde dabei konstant gewählt. Man sieht, dass für die in **a** ermittelten plausiblen Werte die Resonanz erst nach etwa  $\sim 10^9$  Jahren eintritt, was gut zum Zeitpunkt des LHB passt. Bild nach [Gomes et al., 2005].

### 3 Das Nizza-Modell

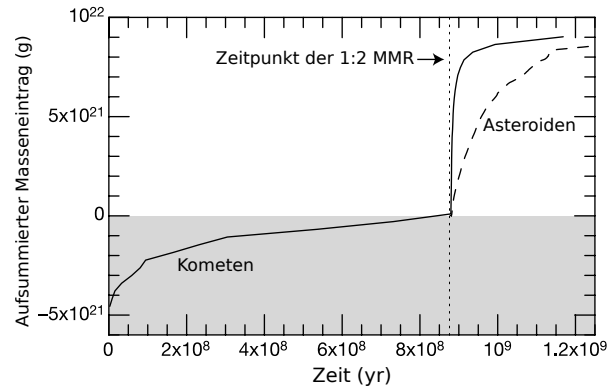
bei ansonsten gleichen Parametern – inklusive gleicher Scheibenmasse und Dichte. Wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist, steigt die Zeit stark mit der Entfernung des inneren Rands an. Für große Werte  $\gtrsim 15,3$  AU, wie wir sie oben erhalten haben, tritt die Resonanz 192 bis 880 Millionen Jahre nach Beginn der Simulation auf, was zum Zeitpunkt des LHB passen würde. Durch zusätzliche Variation anderer Parameter konnte das Eintreten der Resonanz auf bis zu 1,1 Milliarden Jahre [Gomes et al., 2005] verzögert werden – somit ist klar, dass das späte Auftreten des großen Bombardements bei geeigneter Parameterwahl durchaus leicht erklärt werden kann.

Als zweite wichtige Überprüfung untersuchten die Wissenschaftler die Masse des auf den Mond treffenden Materials an. Bei den Simulationen waren dies etwa  $9 \cdot 10^{21}$  g, davon trafen 50% den Mond in den ersten 3,7 Millionen Jahren, 90% in den ersten 29 Millionen Jahren. Das Bombardement fand demnach während einer relativ kurzen Zeitspanne statt. Die dabei durchschnittlich auf den Mond treffende Gesamtmasse wurde auf  $(8,4 \pm 0,3) \cdot 10^{21}$  g bestimmt [Gomes et al., 2005].

Hinzu kommt, dass es bei der Migration von Jupiter und Saturn von ihrer Position in der 1:2 MMR zu ihren heutigen Orbits zu einer säkularen Resonanz kommt, welche über den Asteroidengürtel streifen. Durch diese können Asteroiden Orbits mit so großen Exzentrizitäten und Inklinationen erhalten, so dass diese bis ins innere Sonnensystem reichen. Wir müssen also die Masse der Asteroiden bestimmen, welche zusätzlich zu den Planetesimalen mit dem Mond kollidieren. Dafür führten die Autoren weitere numerische Simulationen durch, in welchen sie die Auswirkungen von Sonne, Venus, Erde, Mars, Jupiter und Saturn auf den aus 1.000 masselosen Teilchen modellierten Asteroidengürtel untersuchten. Die Migration der Gasriesen wurde dabei durch das Hinzufügen von geeigneten Termen zur Bewegungsgleichung künstlich erzwungen. Die großen Halbachsen der Asteroiden betragen dabei zwischen 2 AU und 3,5 AU und hatten Exzentrizitäten zwischen 0 und 0,3, sowie Inklinationen zwischen  $0^\circ$  und  $30^\circ$  – wobei das Perihel immer größer als 1,8 AU und das Aphel immer kleiner als 4 AU gewählt wurde. Diese Orbitalverteilung entspricht in etwa der heutigen, was gerechtfertigt ist, da die Entstehungsmodelle des Asteroidengürtels davon ausgehen, dass dieser schon vor dem LHB seine heutige Orbitalverteilung erhielt [Wetherill, 1992; Petit, 2001; Gomes et al., 2005]. Als Migrationsraten wurden in den Simulationen unterschiedliche Resultate der ursprünglichen Simulationen (siehe Kapitel 3.1) gewählt.



### 3.2 Late Heavy Bombardment



**Abbildung 3.6:** Durch Kometen und Asteroideneinschläge auf dem Mond eingebrachte Gesamtmasse in Abhängigkeit von der Zeit. Die Y-Achse wurde so verschoben, dass sie zum Zeitpunkt der Resonanz (gestrichelt) den Wert Null hat. So ist ersichtlich, dass unmittelbar nach dem Überschreiten der MMR innerhalb kurzer Zeit etwa  $9 \cdot 10^{21}$  g Masse durch Kometen eingetragen wird. Bild nach [Gomes et al., 2005].

[Gomes et al., 2005] unterscheiden zwei Wege, auf welchen ein Asteroid auf einen die Erdbahn kreuzendes Orbit kommen kann: 1. Entweder es kommt zu einer säkularen Resonanz zwischen der Periheldrehung des Körpers und der Periheldrehung Saturns, wodurch die Exzentrizitäten des Asteroiden steigen und er auf eine erdbahnkreuzende Bahn gelangt, oder 2. sie werden im Asteroidengürtel dynamisch angeregt und wandern dann langsam aus dem Asteroidengürtel heraus. Weg 1 ist schneller, so dass 50% der Einschläge dieser Art bereits in den ersten 10 Myr (90% in 30 Myr) stattfinden, während die Einschläge durch, auf letztere Art auf Kollisionskurs gebrachte, Asteroiden innerhalb von 50 Myr zu 50% stattfanden (90% in 150 Myr) [Gomes et al., 2005]. In den Simulationen von [Gomes et al., 2005] war der zweite Typ häufiger, wobei dies wenig aussagt, da die Häufigkeitsverteilung der beiden Wege vermutlich stark von den genauen Migrationsraten und dem genauen dynamischen Zustand des Asteroidengürtels abhängt. Die Masse an Asteroiden die den Mond gemäß diesen Simulationen trifft wurde auf  $(3-8) \cdot 10^{21}$  g bestimmt, also einen ähnlich hohen Wert wie für die Planetesimale – wobei die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Masse der Asteroiden zu groß ist, um ein Verhältnis zwischen den beiden Komponenten anzugeben. Auch ist noch nicht genau untersucht worden, inwieweit dieses Verhältnis eine Funktion von der Zeit und der Teilchengröße ist – so waren in diesen Simulationen die

### 3 Das Nizza-Modell

Planetesimale in den ersten 30 Millionen Jahren dominierend, während die Asteroiden länger auf den Mond einschlagen [Gomes et al., 2005].

Die Dauer des LHB beträgt in diesem Modell zusammenfassend also zwischen 10 und 150 Millionen Jahren – eine genauere Bestimmung ist nicht möglich. Dafür müsste man sowohl das Verhältnis zwischen den Anteilen der beiden Asteroiden streuenden Mechanismen, als auch das Verhältnis dieser zu dem Anteil an Planetesimalen kennen. Und da diese sehr sensibel von den genauen Anfangsparametern – insbesondere der genauen anfänglichen Struktur des Asteroidengürtels – abhängen, konnten sie nicht bestimmt werden [Gomes et al., 2005].

Vergleichen wir nun die Vorhersagen des Modells mit bekannten Messgrößen. Das Nizza-Modell kann den für andere Modelle problematischen späten Zeitpunkt des Bombardements erklären. Auch die Menge des dabei auf den Mond eingebrachten Materials passt größenordnungsmäßig gut: So wurde aus der Anzahl und Größe der Mondkrater eine ungefähre Masse von  $6 \cdot 10^{21}$  g bestimmt [Levison et al., 2001; Gomes et al., 2005], während die Simulationen  $(8,4 \pm 0,3) \cdot 10^{21}$  g an Planetesimalen und weitere  $(3-8) \cdot 10^{21}$  g an Asteroiden ergab. Das Modell sagt, wie schön in Bild 3.6 zu sehen, einen sehr plötzlichen Beginn des Bombardements voraus. Leider sind die bisherigen Beobachtungsdaten noch zu schlecht, um dies zu überprüfen. Das Nizza-Modell sagt voraus, dass sowohl Asteroiden als auch Planetesimale auf dem Mond eingeschlagen sind. Dies stimmt damit überein, dass kosmochemische Analysen davon ausgehen, dass einige der Mondkrater durch Einschläge von Asteroiden geformt wurden. Die Streuung von Asteroiden führt auch dazu, dass der Asteroidengürtel um einen Faktor von ungefähr 10 ausgedünnt wird. Dies passt zu bestehenden Modellen, welche die fortlaufende Entwicklung des Asteroidengürtels durch Kollisionen beschreiben und erklärt, warum es keine großen Asteroidenfamilien gibt, die zur Zeit des LHB entstanden sind [Davis et al., 1994; Bottke et al., 2005; Gomes et al., 2005]. Die Menge an Kometen, die während des LHB auf die Erde trafen, ergibt sich im Nizza-Modell zu  $\approx 1,8 \cdot 10^{23}$  g, was etwa 6% der heutigen Ozeanmasse beträgt und somit kompatibel zu der durch Isotopenhäufigkeit (D-zu-H-Verhältnis) bestimmten Obergrenze der durch Kometen eingebrachten Wassermenge ist [Morbidelli et al., 2000; Gomes et al., 2005].

Abschließend möchte ich noch darauf hinweisen, dass die Existenz des Late Heavy Bombardments nicht ganz unumstritten ist. Zuletzt hat insbesondere die geologische Un-

tersuchung von [Spudis et al., 2011] die Notwendigkeit der Existenz in Frage gestellt. Die Autoren des Nizza-Modells gehen darauf unter anderem in [Brasser et al., 2009] darauf ein. Sie führen auf, dass es vier verschiedene Gründe gibt, die für das LHB sprechen:

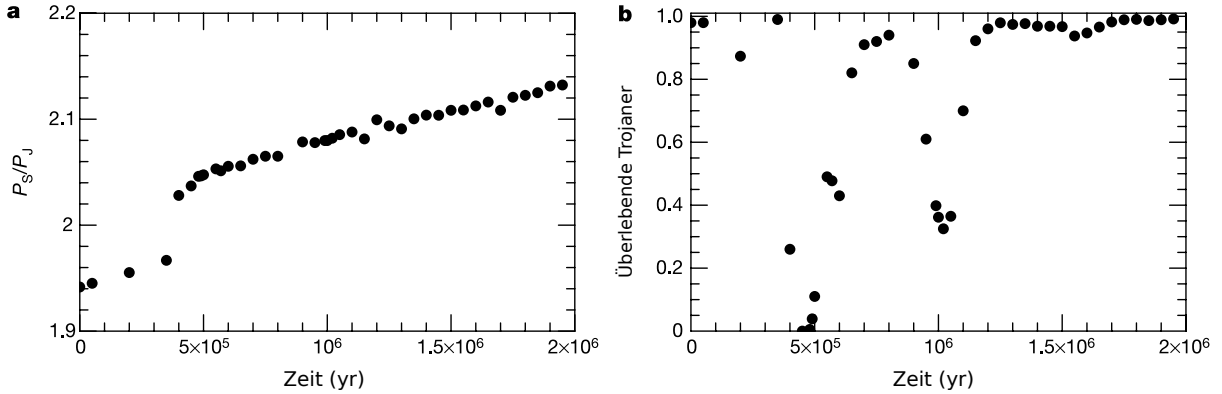
1. Die Existenz besonders großer Mare wie Imbrium und Orientale auf dem Mond ist nicht mit einer monoton abfallenden Einschlagsrate – wie von Modellen ohne Migration der Riesenplaneten vorhergesagt – erklärbar [Bottke et al., 2007].
2. Untersuchungen von Zirkonen deuten darauf hin, dass das Erdklima vor 4,3 bis 3,9 Milliarden Jahren vergleichsweise kalt und vor 3,8 Milliarden Jahren – vermutlich durch die Einschläge während des LHBs – deutlich erwärmt wurde [Mojzsis et al., 2001; Trail et al., 2007].
3. Die größten Mare des Mondes entstanden erst nach dem Zusammenbruch des Marsianischen Magnetfelds [Lillis et al., 2006, 2007].
4. Der Saturnmond Iapetus weist Einschlagskrater auf, die jünger als der der vor 200 bis 800 Millionen Jahren entstandene Äquatoriale Bergrücken sind [Castillo-Rogez et al., 2007].

## 3.3 Trojaner

Als Trojaner bezeichnet man Objekte, die auf dem selben Orbit wie ein Planet kreisen, jedoch um  $60^\circ$  vor- oder rückläufig, um die Lagrange-Punkte L4 und L5 des Planeten. Man kennt bereits über 6.000 Trojaner in den Lagrange-Punkten Jupiters, weiterhin kennt man auch 9 Trojaner von Neptun, 4 Mars- sowie je einen Uranus- und Erd-Trojaner [The IAU Minor Planet Center, 2014]. Da die terrestrischen Planeten beim Nizza-Modell weitgehend ignoriert werden, sind auch die Trojaner von Mars und Erde für diese Arbeit nicht von Belang.

Die Jupiter-Trojaner wurden in der Literatur häufig als Argument gegen das Auftreten der 1:2 MMR zwischen Jupiter und Saturn genannt. Das Überschreiten der Resonanz würde die Trojanerbahnen destabilisieren und die Trojanerpopulation vollständig auslöschen [Gomes, 1998; Michtchenko et al., 2001; Morbidelli et al., 2005]. Mit einer Simulation durch

### 3 Das Nizza-Modell



**Abbildung 3.7:** Stabilität der Trojaner während der Migrationsphase. **a** zeigt das aus den Simulationen entnommene Verhältnis der Umlaufdauer von  $P_J/P_S$ , der Sprung entspricht der Überquerung der 1:2 MMR. In **b** wurden anschließend für diese Messwerte ermittelt, wie viele Trojaner über  $2 \cdot 10^5$  Jahre überleben. Bild nach [Morbidelli et al., 2005].

[Morbidelli et al., 2005] zeigt sich dies ebenfalls: Kein einziger der Trojaner überlebte das Überschreiten der Resonanz.

Man ging bisher davon aus, dass die Trojaner sich in der Nähe von Jupiter gebildet haben und, als Jupiter wuchs, entweder durch Kollisionen oder durch Reibung mit Gas eingefangen wurden [Yoder, 1979; Shoemaker et al., 1989; Peale, 1993; Kary und Lissauer, 1995; Marzari und Scholl, 1998; Fleming und Hamilton, 2000; Kortenkamp und Hamilton, 2001; Morbidelli et al., 2005]. Diese Theorie hat jedoch das Problem, dass es unter anderem die große Inklinationsverteilung der Trojaner von bis zu  $40^\circ$  nicht erklären kann [Marzari et al., 2002; Morbidelli et al., 2005]. Da die Entwicklung von gravitativen Systemen zeitreversibel ist, können auf den selben Bahnen, auf welchen die Trojaner von ihren co-orbitalen Bahnen entkommen können, auch Objekte vorübergehend auf Trojanerbahnen gelangen. Somit ergibt sich im Rahmen des Nizza-Modells ein alternatives Entstehungsmodell der Trojanerpopulationen: Während der Instabilitätsphase direkt nach Überquerung der Resonanz sind die Co-Orbitalbahnen um die Lagrangepunkte dynamisch offen, sodass eventuell vorhandene Trojaner entweichen können – genauso können jedoch die zahlreichen Planetesimale, die im Nizza-Modell für die Migration verantwortlich sind, durch diese Gebiete wandern. Sobald sich die Jupiter- und Saturnbahnen weit genug von der Resonanz entfernt haben, wird die Region wieder stabil und die Objekte die zu diesem Zeitpunkt dort sind, sind von nun an dort gefangen und bilden die heute beobachtbaren Jupiter-Trojaner.

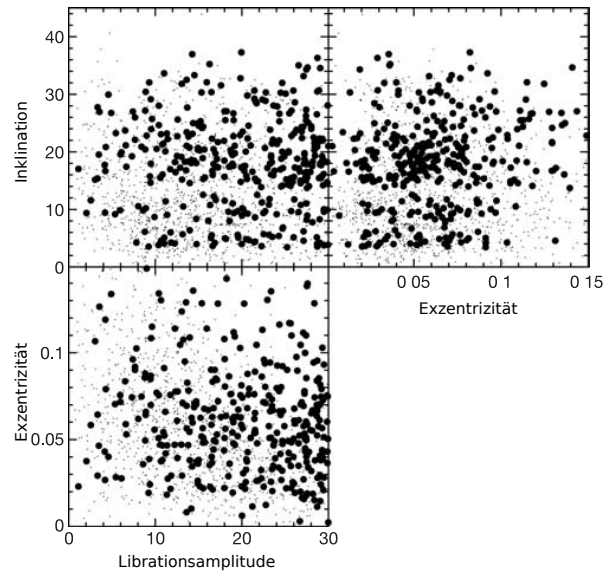
Um dieses Konzept zu prüfen, untersuchten [Morbidelli et al., 2005] zunächst, wann genau es zum Verlust der Trojaner kommt, also wann die Co-Orbitalregionen offen sind. Dazu führten sie eine zweistufige Simulation durch. Im ersten Stritt wählten sie eine der ursprünglichen Simulationen, wobei sie – aus Gründen, die später ersichtlich werden – eine Simulation mit relativ langsamer Migration wählten. In dieser Simulation maßen sie zu 40 Zeitpunkten das Verhältnis  $P_J/P_S$ . Nun simulierten sie für jeden dieser Werte das System, um zu messen wie viele der Trojaner verloren gehen. Diese Simulationen umfassten jeweils Sonne, Jupiter und Saturn (bei festem Verhältnis von  $P_J/P_S$ ) sowie eine große Anzahl an masselosen Testteilchen und liefen über  $2 \cdot 10^5$  yr. Abbildung 3.7 zeigt die Messwerte von  $P_J/P_S$  und den Anteil an Körpern, die den Simulationszeitraum überlebten. Man sieht zwei deutliche Minima, welche auch theoretisch erklärt werden können. Bei  $P_J/P_S \approx 2,05$  tritt eine sekundäre 3:1 Resonanz zwischen  $1/P_J - 2/P_S$  und der Oszillationsfrequenz mit der die Trojaner um den Lagrangepunkt kreisen auf. Diese führt zu einer vollständigen Destabilisierung des Gebietes und somit zum Verlust aller Trojaner. Ein zweites Minimum ergibt sich durch die 1:2 Resonanz selbiger Größen und führt zum Verlust von etwa 70 % der Trojaner. Gemäß dem Zeitreversibilitätsprinzip sind dies auch die Zeiten, bei welchen ein Einfang von Planetesimalen wahrscheinlich ist.

Um nun die Theorie zu testen, führten sie zwei Simulationen durch, wobei der als „langsame Simulation“ bezeichnete Durchlauf die Geschwindigkeit von oben verwendet, während die „schnelle Simulation“ eine dreimal schnellere Migration vorwies. Somit stellen diese die langsamsten und schnellsten Migrationsfälle des Nizza-Modells dar. Da dies für die Betrachtung der einzige wichtige Parameter ist, ist der Parameterraum damit abgedeckt. Für den Zeitraum zwischen dem Beginn der ersten sekundär-Resonanz und dem Ende der zweiten wurde ein konstanter Strom von Planetesimalen durch das System geschickt; zeitgleich wurden die Planeten durch Hinzufügen von geeigneten Krafttermen in die Bewegungsgleichungen zur Migration gezwungen. Die Testteilchen wurden dafür auf, die Saturnbahn kreuzende Orbits, mit Exzentrizitäten und Inklinationen wie in den ursprünglichen Simulationen beobachtet, gesetzt. Immer wenn ein Teilchen aus dem System verloren ging, wurde es wieder auf seinen ursprünglichen Orbit gesetzt, sodass die Teilchenanzahl immer konstant 1.163.000 betrug. Insgesamt wurden in der langsamen Simulation 5.466.000 Teilchen entfernt und wieder eingefügt; 98 Teilchen endeten nach  $1,2 \cdot 10^6$  Jahren – als sich die Co-Orbitalregionen

### 3 Das Nizza-Modell

stabilisiert haben – auf Trojanerbahnen. Diese wurden 19-mal kopiert und dann über weitere 10 Myr simuliert, um ihre langzeitliche Stabilität zu testen. Dabei wurden die Exzentrizitäten der Planeten durch Zusatzterme in den Bewegungsgleichungen, wie im Nizza-Modell beobachtet, gedämpft. Am Ende überlebten 266 Teilchen. Die gesamte Eingangseffizienz berechnet sich als  $266/20/5466000 \approx 2,4 \cdot 10^{-6}$ . Bei der schnellen Migration wurde die Migrationsgeschwindigkeit verdreifacht und die Simulationszeit entsprechend gedrittelt, ansonsten blieb sie unverändert. Bei dieser wurden insgesamt 2.773.000 Teilchen entfernt und wieder eingefügt und 174 Teilchen endeten auf Trojanerorbits. Sie wurden 9-mal geklont, 486 Teilchen überlebten am Ende. Die Effizienz beträgt somit  $486/10/2773000 \approx 1,8 \cdot 10^{-5}$ . In beiden Simulationen hatten etwa die Hälfte der der Trojaner Librationsamplituden  $D$  von weniger als  $30^\circ$  – wie etwa 87% der bekannten Trojaner. Da viele der Trojaner mit größeren Librationsamplituden auf sehr großen Zeitskalen instabil sind, passt dies mit der Beobachtung überein und für die weiteren Analysen wurden nur die Trojaner mit  $D < 30^\circ$  betrachtet. Um zu überprüfen, ob die Vernachlässigung von Uranus und Neptun gerechtfertigt war, wurden einige der Simulationen unter Berücksichtigung der Effekte dieser wiederholt. Dabei stellten [Morbidelli et al., 2005] fest, dass die Eisgiganten keinen Einfluss auf die Trojaner von Jupiter haben – es ist also möglich sie zu ignorieren um Rechenzeit zu sparen.

Aus den ursprünglichen Simulationen des Nizza-Modells wurde die Masse der Planetesimale, die während der Instabilitätsphase durch das Sonnensystem streifen, auf  $\sim 3,4 M_\oplus$  bestimmt. Die Masse der Trojaner mit Librationsamplitude von unter  $30^\circ$  berechnet sich als Produkt dieser Masse mit der Einfangeffizienz und einem Faktor 1/2, da nur die Hälfte eine Librationsamplitude von  $< 30^\circ$  haben. Sie beträgt für die langsame Simulation  $\sim 4 \cdot 10^{-6} M_\oplus$  und für die schnelle Simulation  $\sim 3 \cdot 10^{-5} M_\oplus$ . Als theoretische Begründung für das starke Anwachsen der Masse mit steigender Migrationsgeschwindigkeit nennen die Autoren eine Kombination von zwei Gründen: Zum einen ist durch die schnellere und somit kürzere Migration bei gleicher Gesamtteilchenzahl die Teilchenstromdichte während der Instabilitätsphase um den selben Faktor 3 höher, wodurch auch dreimal so viele Objekte eingefangen werden. Zum anderen führt eine schnellere Migration auch zu einem schnelleren Übergang vom instabilen zum stabilen Zustand, wodurch die Einfangquote steigt [Morbidelli et al., 2005]. Beim Vergleich mit dem Literaturwert von [Jewitt et al., 2000] stellen [Morbidelli



**Abbildung 3.8:** Vergleich der Orbits der Trojaner in der Simulation (dicke schwarze Punkte) mit den Messwerten (graue Punkte). Bild nach [Morbidelli et al., 2005].

et al., 2005] eine deutlich Differenz fest: der berechnete Wert ist um einen Faktor  $\sim 3$  bis 25 kleiner als der Literaturwert. Allerdings – so argumentieren die Autoren – beruhte die Berechnung von [Jewitt et al., 2000] auf inzwischen veralteten Messwerten zu den Trojanerpopulationen. Nach Korrektur dieser erhielt die Gruppe um Morbidelli eine Masse von  $1,3 \cdot 10^{-5} M_{\oplus}$  für die Trojaner. Nachdem 87% der Trojaner eine Librationsamplitude von unter  $30^{\circ}$  haben, ergibt sich für diese eine Masse von etwa  $1,1 \cdot 10^{-5} M_{\oplus}$ , was mit den Werten der Simulationen gut übereinstimmt [Morbidelli et al., 2005].

Als nächstes analysierte die Gruppe um Morbidelli die Orbits der eingefangenen Objekte. Dazu simulierten sie die Entwicklung der Trojaner bei abgeschlossener Migration nur unter Einfluss von Sonne und Jupiter für weitere  $10^5$  Jahre und filterten die kurzzeitigen Oszillationen der Orbits heraus. Die Verteilung der Orbitaleigenschaften der Trojaner wiesen zwischen den beiden Simulationen keine signifikanten Unterschiede auf, weshalb sie zur Verbesserung der Statistik gemeinsam betrachtet wurden. Grafik 3.8 zeigt die Bahneigenschaften der Simulationsergebnisse im Vergleich zu den gemessenen: wie man sieht, gibt es eine gute Übereinstimmung. Alle beobachteten Jupiter-Trojaner könnten also durch dieses Modell erklärt werden. Das gilt auch für Objekte mit  $D < 5^{\circ}$ , welche in früheren Modellen am schwersten erklärt werden konnten [Marzari et al., 2002; Morbidelli

### 3 Das Nizza-Modell

et al., 2005] und für den gesamten Bereich der Inklinationen welcher, wie oben schon erwähnt, bisher nicht erklärt werden konnte.

Ein weiterer positiver Aspekt an diesem Model ist, dass es erklärt, warum die Jupiter-Trojaner nur sehr wenig Wasser und organische Stoffe enthalten [Emery und Brown, 2004]: Bevor sie als Trojaner eingefangen wurden, durchgingen sie eine Phase mit sehr hohen Exzentrizitäten, in welcher sie der Sonne immer wieder sehr nahe kamen und dabei entgasen. Alle Trojaner der Simulation waren für mindestens 100 Jahre auf Orbits mit einem Perihel  $q \lesssim 3 \text{ AU}$ , 72% der Teilchen waren mit 10.000 Jahren lange genug auf derartigen Bahnen um vollständig zu entgasen [Levison und Duncan, 1997; Morbidelli et al., 2005].

In den ursprünglichen Simulationen von [Tsiganis et al., 2005] wurde auch der Einfang einiger Neptun-Trojaner beobachtet. Durchschnittlich wurden pro Simulation zwei semistabile (Lebenszeit  $> 80 \text{ Myr}$ ) Trojaner eingefangen, was einer hohen Einfangeffizienz entsprechen würde [Tsiganis et al., 2005]. Die Neptun-Trojaner wurden nach einiger Zeit wieder aus ihren Orbits geworfen. [Tsiganis et al., 2005] vermutete dies könnte nur ein Artefakt der Simulation sein, das dadurch entstand, dass die Planetesimalscheibe in den Simulationen zur Begrenzung der Rechenzeit aus nur 1.000 bis 5.000 Teilchen, dadurch ist die Migration der Neptun-Bahn sprunghaft, was eine destabilisierende Wirkung auf die Trojanerbahnen hat. [Nesvorný und Vokrouhlický, 2009] wiederholte die Simulationen mit einer realistischeren Teilchenzahl von etwa 27.000 Planetesimalen, dies führte zu einer glatteren Migration und tatsächlich auch zu einer großen Population von stabilen Neptun-Trojanern. Einige der Neptun-Tojaner in diesen Simulationen hatten Inklinationen von bis zu  $20^\circ$  – das Modell kann somit auch die ungewöhnlichen Neptun-Trojaner 2005 TN<sub>53</sub> and 2007 VL<sub>305</sub> erklären. Somit beschreibt das Nizza-Modell auch die Entstehung der Neptun-Trojaner und erklärt damit warum die Trojaner von Jupiter und Neptun sich ähneln [Nesvorný und Vokrouhlický, 2009].

## 3.4 Die Monde der Riesenplaneten

Eine weitere wichtige Frage bei der Beschäftigung mit dem Nizza-Modell ist, ob dieses Modell mit der Existenz der Monde der Gasriesen konsistent ist. Wie wir sehen werden, ist dies in weiten Bereichen der Fall; auf Grundlage des Nizza-Modells wurde insbesondere ein



neuer Entstehungsmechanismus für viele der Monde vorgeschlagen, welcher einige Vorteile gegenüber bisherigen Theorien hat. Zunächst will ich jedoch den Begriff der Hill-Sphäre einführen.

Als Hill-Sphäre bezeichnet man das in erster Näherung kugelförmige Gebiet um einen Körper (in der Regel ein Planet) der einen zweiten (hier die Sonne) umkreist, in welchem die Gravitationskräfte des Planeten überwiegen. Dabei entspricht der Radius der Hill-Sphäre der Entfernung bis zum ersten beziehungsweise zweiten Lagrange-Punkt und berechnet sich zu [Sheppard et al., 2005]:

$$r \approx a \sqrt[3]{\frac{m}{3M}} \quad (3.1)$$

Monde können nur in einer Stabilitätszone innerhalb der Hillsphäre existieren, deren Größe von der Umlaufrichtung des Trabanten abhängt. Für Monde auf prograden Bahnen, also solche, die dieselbe Umlaufrichtung haben, in der auch der Planet um die Sonne kreist, reicht die Stabilitätszone bis zu einer Entfernung von 53% des Hill-Radius. Für retrograde Trabanten reicht die Stabilitätszone hingegen bis 69% des Hill-Radius hinaus [Hamilton und Krivov, 1997].

Im folgenden wird zwischen zwei grundsätzlich verschiedenen Gruppen von Monden unterschieden. Reguläre Monde findet man sehr nahe um den Planeten (bis zu  $0,05 r_H$ ) auf Orbits mit sehr niedrigen Exzentrizitäten und Inklinationen und ausnahmslos immer auf prograden Bahnen [Sheppard et al., 2005]. Als irregulären Mond bezeichnet man hingegen einen natürlichen Satelliten auf Orbits die weit vom Planeten entfernt sind und eine starke Inklination haben [Nesvorný, 2007]. Häufig haben sie auch retrograde Umlaufbahnen und große Exzentrizitäten [Nesvorný, 2007].

#### 3.4.1 Reguläre Monde

Während der Instabilitätsphase kommen sich die Planeten Saturn, Uranus und Neptun immer wieder sehr nahe. Derartige Planetenbegegnungen könnten die Bahnen von Monden destabilisieren und sie aus ihrer Umlaufbahn um den Planeten werfen oder aber zumindest ihre Exzentrizitäten und Inklinationen soweit erhöhen, dass sie im Widerspruch zu den Beobachtungen liegen. Um dies für reguläre Monde zu testen, zeichneten [Tsiganis et al., 2005] bei acht ihrer Simulationen alle Begegnungen von Planeten auf, bei welchen sich die Planeten näher als ein Hill-Radius kamen. Anschließend simulierten sie die Mondsyste

### 3 *Das Nizza-Modell*

Planeten unter dem Einfluss der Begegnungen. Als Mondsystem verwendeten sie für Saturn dessen heute bekannten Monde und für die beiden Eisgiganten die heute bekannten Monde von Uranus [Tsiganis et al., 2005]. In der Hälfte der Simulationen überlebten nach allen Begegnungen alle Monde auf Bahnen mit  $\sin i, e < 0,05$ , weshalb die Gruppe um Tsiganis schloss, dass die Existenz der regulären Monde nicht im Widerspruch zum Nizza-Modell steht [Tsiganis et al., 2005]. Dies gilt jedoch nur für die regulären Monde – die irregulären Monde sind hingegen wesentlich schwächer gebunden und würden die Begegnungen deshalb nicht überleben.

#### 3.4.2 Irreguläre Monde

Inzwischen sind über hundert irreguläre Monde bei den Gasplaneten bekannt [Nicholson et al., 2008]. Die irregulären Monde bieten wichtige Hinweise zur Entstehungsgeschichte des Sonnensystems und das Verständnis ihrer Entstehung stellte eine Herausforderung dar. Während sich reguläre Satelliten nach dem heutigen Wissenstand durch Akkretion aus der planetaren Gasscheibe gebildet haben, ist die Herkunft von irregulären Monden noch ungeklärt. Sie müssen auf irgendeine Art von dem Planeten aus einem heliozentrischen Orbit eingefangen sein worden. Eine Entstehung aus der planetaren Gasscheibe durch Akkretion wie bei den regulären Monden ist aus mehreren Gründen nicht möglich: Sie sind von den regulären Trabanten räumlich zu stark getrennt um aus der selben Gasscheibe entstanden zu sein, per Akkretion können keine derartig großen Exzentrizitäten entstehen und vor allem können aus einer Gasscheibe keine retrograd umlaufenden Monde entstehen [Nesvorný, 2007].

Das System Sonne-Planet-einzufangender Körper reicht jedoch nicht aus, da das System zeitreversibel ist und somit jeder Weg des Körpers von der heliozentrischen Bahn zu einer Planetenumlaufbahn auch wieder ein möglicher Weg zurück ist [Nesvorný, 2007]. Es braucht also einen Mechanismus der beschreibt auf welche Weise ein Trabant dauerhaft eingefangen werden kann. Dazu wurde unter anderem vorgeschlagen, dass der Körper Energie durch Reibung an den Planeten umgebendes Gas verliert. Dieses Modell kann zwar einige der irregulären Monde von Jupiter erklären, nicht jedoch alle, da einige weiter entfernt sind als die Gasscheibe gereicht hat. Auch auf die irregulären Monde von Neptun und Uranus lässt sich dieses Modell vermutlich nicht anwenden, da deren Gasscheiben sich vermutlich nicht für

### 3.4 Die Monde der Riesenplaneten

diese Modell eignen [Pollack et al., 1991; Pollack, 1996; Nesvorný, 2007]. Migrationsmodelle wie das Nizza-Modell führen zu einem weiteren großen Problem für derartige „gas-drag“-Modelle. Kommt den so entstandenen irregulären Monden ein großer Planetesimal oder ein Planet zu nahe, werden sie äußerst effizient wieder aus dem System des Planeten gefegt [Nesvorný, 2007]. Da sich im Nizza-Modell die Planeten Saturn, Uranus und Neptun entsprechend nahe kommen, können die irregulären Monde die wir heute um diese Planeten sehen somit nicht aus der Zeit vor der Migration stammen [Tsiganis et al., 2005; Nesvorný, 2007], was für „gas-drag“-Modelle aber nötig wäre, da zum Zeitpunkt der Migration die Gasscheibe ja sich bereits aufgelöst hat<sup>4</sup>.

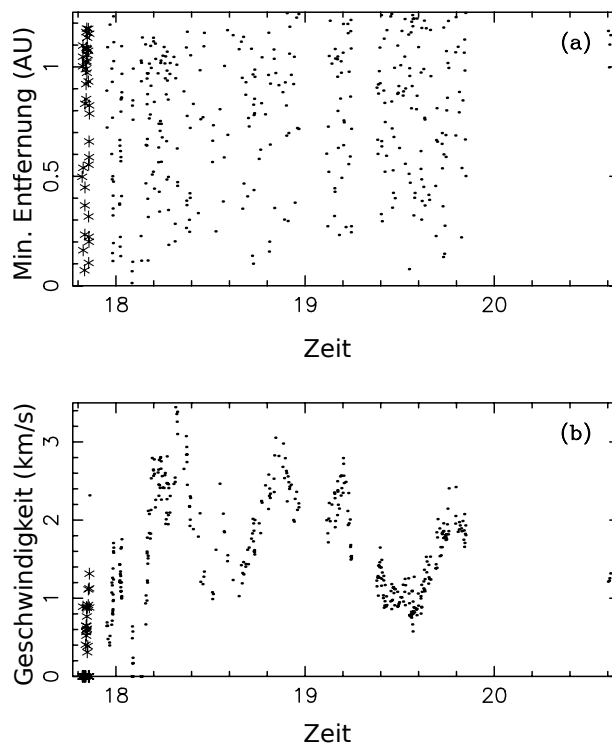
Eine weitere wichtige Eigenschaft der irregulären Monde sind ihre vielfältig variierten (von Grau zu starkem Rot) und keinem klaren Gradienten folgenden Farben. Würden die Monde aus der lokalen Umgebung der Planeten stammen, müssten alle Monde eines Planeten eine ähnliche Farbe haben und die Farben der Monde müssten vom Sonnenabstand des Planeten abhängen [Degewij et al., 1980; Cruikshank, 1980; Dumas et al., 1998; Sykes et al., 2000; Brown, 2000; Grav et al., 2003, 2004; Grav und Holman, 2004; Porco et al., 2005; Nesvorný, 2007]. Dass beides nicht der Fall ist, ist ein Zeichen dafür, dass es sich bei den irregulären Satelliten um ein Mix aus Objekten von ursprünglich unterschiedlichen Orten handelt.

Ein erster Ansatz um irreguläre Satelliten im Rahmen des Nizza-Modells zu erklären wurde 2006 von [Čuk und Gladman, 2006] vorgestellt. Dieser geht davon aus, dass irreguläre Monde auf relativ kleinen Bahnen durch „gas-drag“-Modelle entstehen und erst später ihre Bahnen durch die Instabilität des Systems anwächst. Dies konnte die oben angesprochenen Probleme der „gas-drag“-Modelle mit weit entfernten irregulären Monden zumindest bei Saturn – eingeschränkt auch bei Jupiter und Uranus – beheben [Čuk und Gladman, 2006]. Dieses Modell berücksichtigt jedoch nicht, dass es wie oben erwähnt, im Nizza-Modell zu Annäherungen zwischen Planeten kommt, welche derartige irreguläre Monde wieder aus ihrer Umlaufbahn werfen würden. Auch die anderen Erkenntnisse legen es nahe, dass die Monde erst während der Instabilitätsphase durch das Einfangen einiger der zahlreichen durch das Sonnensystem fliegenden Planetesimale entstanden.

---

<sup>4</sup>Es ist natürlich möglich, dass es früher andere „Generationen“ von irregulären Monden gab, welche auf diese Weise entstanden sind, heute aber nicht mehr existieren.

### 3 Das Nizza-Modell



**Abbildung 3.9:** Die minimalen Abstände und die Geschwindigkeiten von sich nahe kommenden Planeten für Klasse B-Simulation aus Abbildung 3.3b. Sterne zeigen Begegnungen zwischen Saturn und Neptun, Punkte stehen für Begegnungen zwischen Uranus und Neptun. Bild nach [Nesvorný, 2007].

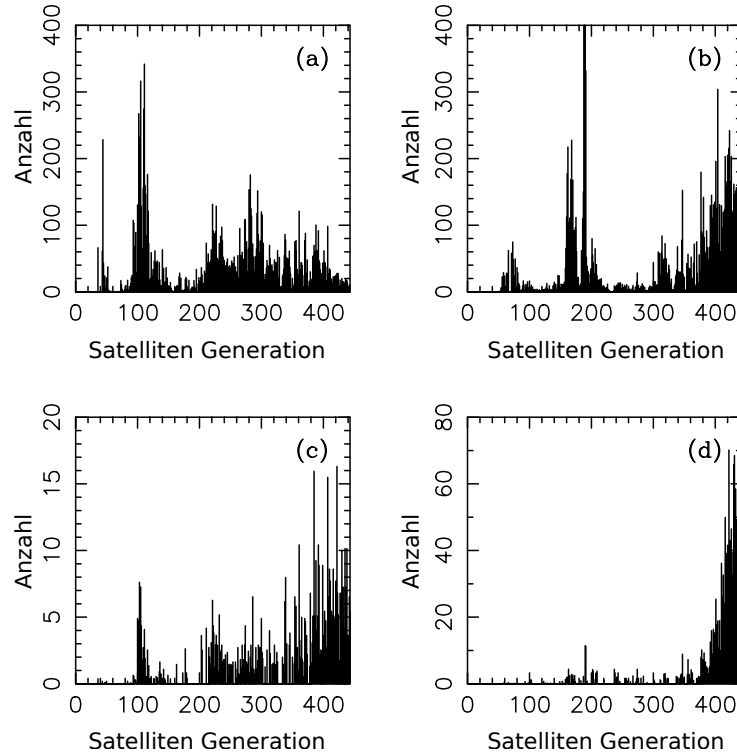
Als Einfangmechanismus dient hierbei ein dritter massiver Körper, welcher sich dem Planeten auf weniger als einen Hillradius nähert und Körper, welche zeitgleich ebenfalls durch den Hillradius fliegen, anregen, so dass einige von ihnen auf stabilen Orbits enden. Da sich die Gasplaneten nach dem Eintreten der Resonanz näher kommen, während gleichzeitig eine große Anzahl an Planetesimalen das Sonnensystem durchstreift, ergibt sich folgendes Bild: zwei Planeten kommen sich so nahe, dass sie gegenseitig in den Hillradius des anderen eindringen, einige der ebenfalls durch den Hillradius der Planeten fliegenden Planetesimale werden dadurch auf weit entfernten Bahnen um einen der Planeten eingefangen und kreisen nun als irreguläre Monde um den Planeten [Nesvorný, 2007]. In der Ausklingzeit des Nizza-Modells, als die Exzentrizitäten durch dynamische Reibung gedämpft werden und die Scheibe sich langsam leert, ist es möglich, dass die Bahnen der irregulären Monde durch vorbeifliegende besonders massive Planetesimale (vergleichbar mit den terrestrischen

Planeten) noch einmal geändert werden. Die Existenz derart großer Planetesimale ist durchaus realistisch, da es keinen Grund gibt, warum sich keine größeren Objekte gebildet haben sollen [Nesvorný, 2007]. Für eine realistische Überprüfung dieses Entstehungsmodells für die irregulären Satelliten muss dieser Effekt also berücksichtigt werden.

Wie oben beschrieben, modellierte die in Nizza ansässige Gruppe die Planetesimalscheibe als eine Scheibe von etwa 1000-5000 gleichschweren Körpern. Dies ist für die makroskopische Beschreibung des Verhaltens ausreichend, jedoch ist zu erwarten, dass die Scheibe aus wesentlich mehr Teilchen mit unterschiedlichen Massen bestand. Für die Analyse des hier beschriebenen Einfangprozesses der irregulären Monde, ist die Anzahl der Teilchen von zentraler Rolle, da die Wahrscheinlichkeit eines Einfangs offensichtlich mit der Anzahl der durch das Sonnensystem kreuzenden Planetesimalen steigt. Die bei den ursprünglichen Simulationen gewählte Anzahl der Planetesimale ist viel zu gering um genügend Einfangprozesse zu beobachten um daraus Rückschlüsse auf die Orbits der eingefangenen irregulären Satelliten und die Effektivität des Einfangprozesses zu machen. Auf der anderen Seite ist es – aufgrund der limitierten Rechenzeit – nicht möglich die Simulation mit der für die Analyse der Einfangprozesse notwendigen Genauigkeit zu berechnen, wenn die Teilchenzahl auch noch erhöht werden soll. Um dieses Problem zu lösen und die Effizienz dieses Einfangprozesses möglichst realistisch zu bestimmen, verwendeten [Nesvorný, 2007] ein mehrstufiges Verfahren:

Für den ersten Satz von Simulationen, verwendeten sie eine der ursprünglichen Simulationen von [Gomes et al., 2005] als Ausgangspunkt. Sie übernahmen die Positions- und Geschwindigkeitswerte aller Objekte zu einem Zeitpunkt kurz vor dem Eintreten der Resonanz und erhöhten dann die Teilchenanzahl der Planetesimalscheibe von einigen hundert auf 6868, ohne die Gesamtmasse oder dynamischen Eigenschaften dieser zu ändern. 50 dieser Systeme, die sich nur durch die genauen Startwerte der einzelnen Planetesimale unterschieden, wurden mit SyMBA über Zeitspannen von mindestens 130 Myr simuliert und dabei die Bahnen aufgezeichnet. Von den sehr unterschiedlich ausfallenden Simulationen wurden im weiteren nur die 14 berücksichtigt, welche ein System lieferten, das dem unsrigen halbwegs ähnlich war [Nesvorný, 2007]. Für diese Simulationen wurden alle Begegnungen von Planeten herausgesucht, bei welchen der Minimalabstand der Planeten kleiner als die Summe der Hillradien der Planeten war.

### 3 Das Nizza-Modell



**Abbildung 3.10:** Beitrag der verschiedenen Generationen zum Mondeinfang von Uranus (a, b) und Neptun (c, d). Während in a und b nur die Anzahl der eingefangenen Satelliten ohne Berücksichtigung von Wiederentfernungen von Objekten dargestellt ist, sind in c und d nur die Anzahl der am Ende noch vorhandenen Satelliten aufgetragen. Bild nach [Nesvorný, 2007].

Im nächsten Schritt wurden dann die Positionen aller Körper, von den Zeitpunkten der Begegnung  $t_{\text{enc}}$  aus, soweit in der Zeit zurückgerechnet, dass sie 5 AU weit von einander entfernt waren  $t_{\text{enc}} - \Delta t$  [Nesvorný, 2007]. Dafür verwendeten sie nicht SyMBA sondern Bulirsch-Stoer Integrationsalgorithmus, da dieser flexibler ist, wenn es um Simulationen mit großen Teilchenzahlen über nur relativ kurze Zeitspannen geht.

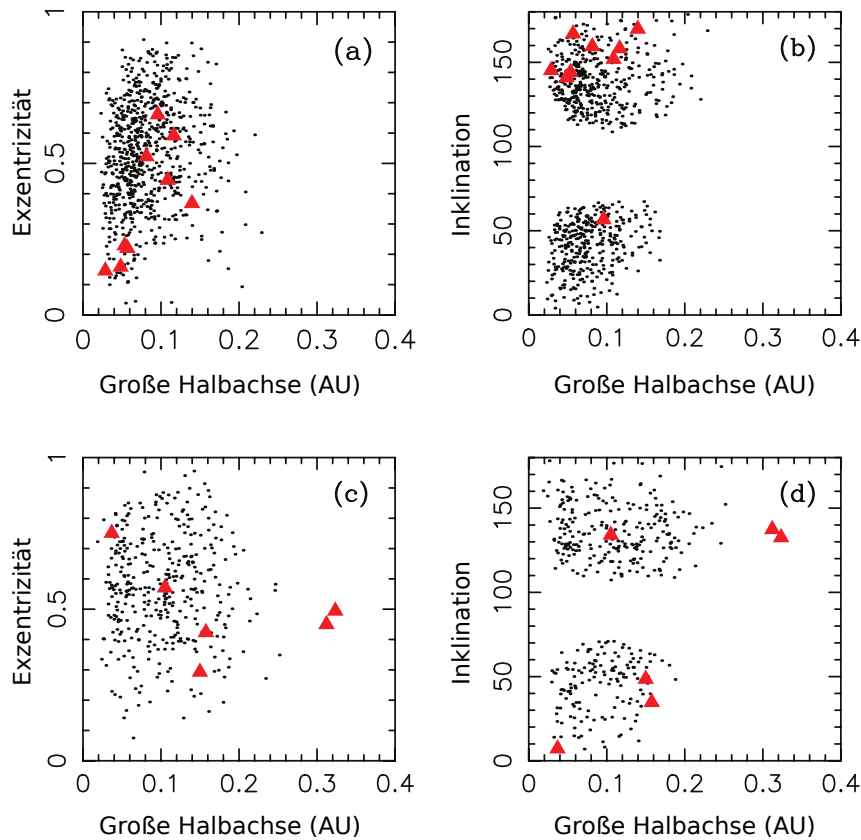
Im dritten Teil der Simulationen wurden nun die berechneten Werte der Großen Halbachsen, Exzentrizitäten und Inklinationen der Planetesimalen zum Zeitpunkt  $t_{\text{enc}} - \Delta t$  verwendet um die Anzahl der Planetesimalen erneut stark zu erhöhen. Sie generierten dafür  $3 \cdot 10^6$  Teilchen auf zufallsverteilen Orbits, die der Orbitalverteilung der ursprünglichen Planetesimalen folgten und so gewählt waren, dass sie sich zum Zeitpunkt der Begegnung  $t_{\text{enc}}$  in der Nähe der sich begegnenden Planeten sind. Nun wurde das erweiterte System über

### 3.4 Die Monde der Riesenplaneten

einen Zeitraum von  $2\Delta t$  integriert und die Bahnen anschließend darauf untersucht, welche der Planetesimale von einem Planeten eingefangen wurden. Eine weitere Integration erlaubte es zu testen, ob die eingefangenen Körper stabile Orbits haben oder den Planeten wieder verlassen, bevor es zu einer erneuten Begegnung mit einem Planeten kommt. Die Simulation der nächsten Planetenbegegnung erfolge identisch, nur dass hier für die Anfangsbedingung zusätzlich auch die Teilchen übernommen wurden die bei der vorherigen Begegnung auf stabilen Orbits um einen Planeten endeten. Somit wurde berücksichtigt, dass Monde, die derartig bei einer Drei-Körper-Begegnung eingefangen wurden, möglicherweise bei einer erneuten Begegnung von Planeten wieder befreit werden können, sowie, dass es möglich ist, dass ein ursprünglich von einem Planeten eingefangener Mond bei einer erneuten Begegnung zu einem anderen Planeten wechselt, oder seine Bahn verändert [Nesvorný, 2007]. Die Abbildung 3.10 zeigt beispielhaft anhand einer Simulation wie viele der endgültig von Uranus und Neptun gefangenen Körper, bei welcher Begegnung eingefangen wurden. Man erkennt, dass vor allem bei Uranus zahlreiche Generationen zur endgültigen Population beitragen, während bei Neptun nur einige Dutzend späte Generationen nennenswert dazu beitragen. Die Berücksichtigung dieser Effekte ist nicht nur für die korrekte Bestimmung der Einfangrate von Bedeutung, auch die Orbits der Monde unterschiedlicher Generationen unterscheiden sich, da die Planetesimalscheibe mit der Zeit immer stärker angeregt wird und die späteren Generationen somit aus einer stärker angeregten Scheibe stammen [Nesvorný, 2007].

Abschließend wurden alle nach der letzten Begegnung vorhandenen, gebundenen Teilchen mit einer Simulation über 1 Million Jahre auf ihre lang-zeitliche Stabilität getestet. Dazu verwendeten sie den oben beschriebenen Integrator von [Wisdom und Holman, 1991] in der Version vierter Ordnung. Dabei wurden zugleich die Durchschnittswerte von Großer Halbachse, Exzentrizität und Inklination der einzelnen Satelliten über die Zeit berechnet. Für die anschließende Analyse wurden nur die Monde betrachtet, die sich in dieser Simulation als stabil erwiesen hatten [Nesvorný, 2007]. Bei der Analyse wird auch hier wieder zwischen den beiden Klassen der Migrationsmodelle unterschieden (siehe Kapitel 3.1). Von den 14 erfolgreichen Simulationen fielen jeweils 6 auf die beiden Klassen und 2 weitere stellten Mischformen zwischen den beiden dar. Eine Besonderheit stellen die zu Simulationen Nummer 9 und 38 (Klasse B bzw. Mischform) dar, da es bei dieser anders als beim

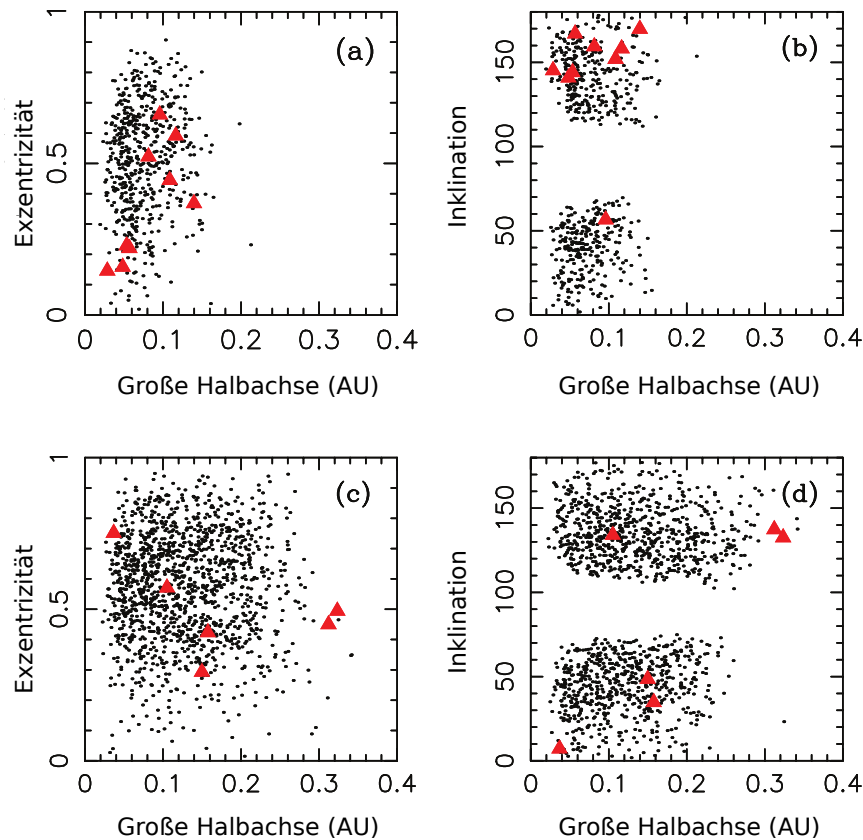
### 3 Das Nizza-Modell



**Abbildung 3.11:** Vergleich der Orbits der Monde einer Simulation der Klasse A mit den Messwerten. Die roten Dreiecke sind die Messwerte der bekannten irregulären Monde, die schwarzen Punkte stellen die in der Simulation gefundenen Monde dar. Abbildungen **a** und **b** stellen die Satelliten von Uranus, **c** und **d** die von Neptun dar. Bild nach [Nesvorný, 2007].

klassischem Nizza-Modell von [Tsiganis et al., 2005] auch zu Begegnungen mit Jupiter kam. Durchschnittlich kam es zu 383 Begegnungen von Planeten, wobei die Anzahl zwischen 55 und 1033 stark schwankte. Die Anzahl korreliert erwartungsgemäß mit der Gesamtdauer, die die Planeten auf sich kreuzenden Bahnen befinden und ist für die Klasse B höher (473 im Vergleich zu 169 bei Klasse A). Mit durchschnittlich 345 Begegnungen gab es zwischen Uranus und Neptun die meisten Begegnungen [Nesvorný, 2007]. Die Grafik 3.9 zeigt die Minimalabstände und Geschwindigkeiten der 37 Saturn-Neptun- und 406 Uranus-Neptun-Begegnungen bei einer exemplarischen Simulation. Das oszillierende Verhalten der Geschwindigkeiten erklären die Autoren nicht. Auffällig ist dabei auch, dass es nach einer Zeitspanne von fast 800 Tausend Jahren noch einmal 4 Begegnungen gibt [Nesvorný, 2007].

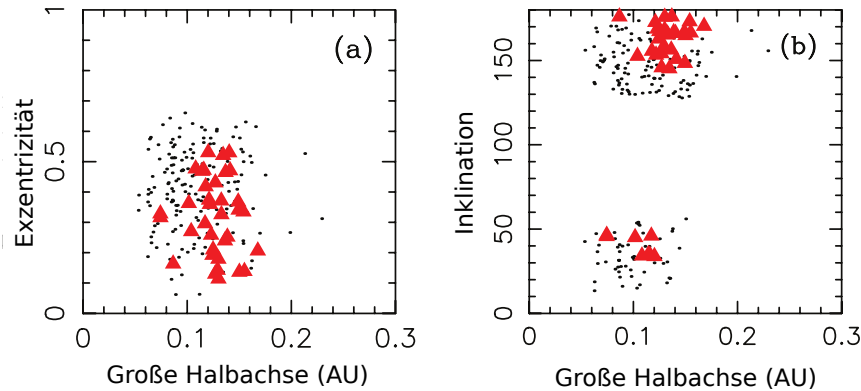




**Abbildung 3.12:** Vergleich der Orbits der Monde einer Simulation der Klasse B mit den Messwerten. Analog zu Abbildung 3.11. Bild nach [Nesvorný, 2007].

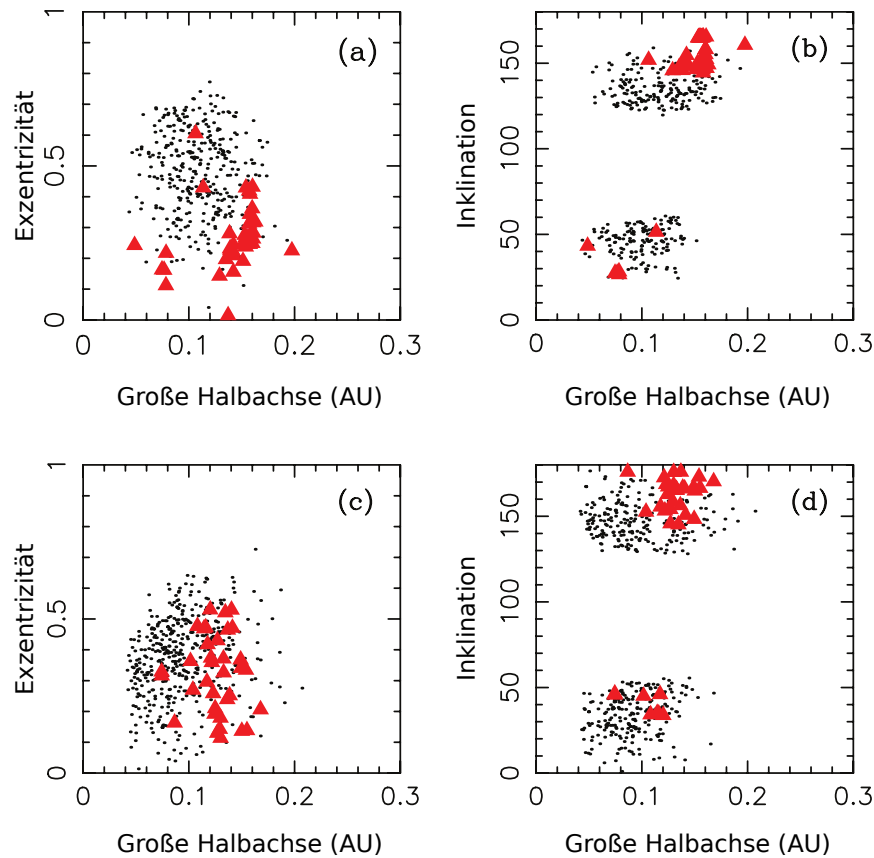
Bild 3.12 zeigt die Orbits der in einer der Simulationen von Klasse B erzeugten Uranus- und Neptun-Monde im Vergleich mit den heute real existierenden. Die Werte für Uranus (3.12a, 3.12b) stimmen bemerkenswert gut überein, wobei es auch hier zwei Abweichungen gibt. Zum einen ist die Verteilung der Inklinationen der retrograd laufenden Satelliten in Realität, wie in der Grafik zu sehen, dichter und etwas größer als in der Simulation, zum anderen – und das ist der größere Unterschied zwischen Modell und Realität – sind im Modell normal- und rückwärtslaufende Trabanten etwa gleich häufig, während in Realität acht der neun Monde eine retrograde Bahn haben [Nesvorný, 2007]. Die zu niedrige Inklination könnte durch die Verwendung einer dynamisch kälteren Planetesimalscheibe oder durch eine Veränderung des Modells zugunsten der stärkeren Bedeutung früherer Generationen eingefangener Satelliten korrigiert werden [Nesvorný, 2007]. Die Asymmetrie zwischen normal und rückwärtslaufenden irregulären Monden ließ sich durch Kollisionen zwischen

### 3 Das Nizza-Modell



**Abbildung 3.13:** Vergleich der Orbits der Saturnmonde einer Simulation der Klasse B mit den Messwerten. Bild nach [Nesvorný, 2007].

diesen beiden Gruppen erklären, welche in den Simulationen von [Nesvorný, 2007] nicht berücksichtigt wurden. So könnte Sycorax – der größte retrograde, irreguläre Mond von Uranus (Durchmesser von etwa 190 km) – mehrere kleinere prograde Monde zerstört haben [Nesvorný, 2007]. Für Neptun (3.12c, 3.12d) stimmen die Resultate ebenfalls sehr gut überein, jedoch nur für 4 der 6 Monde, die Monde Neso und Psamathe haben deutlich größere Entfernungen von Neptun als die anderen [Nesvorný, 2007]. Simulationen der Klasse A können diese gar nicht erklären (Abbildung 3.11), für Simulationen der Klasse B waren derartig große Entfernungen zwar ungewöhnlich, kamen jedoch vor. Der Unterschied zwischen den beiden Klassen bezüglich der maximal auftretenden großen Halbachsen liegt daran, dass die sogenannte „evection resonance“ – eine Resonanz zwischen der Apsidendrehung des Satelliten und der Bahnbewegung des Planeten – zu starken Instabilitäten für Bahnen mit  $a \gtrsim \frac{1}{2} R_H$  führt [Nesvorný et al., 2003; Nesvorný, 2007]. Der Hillradius eines Planeten wächst jedoch mit wachsender Entfernung von der Sonne und da bei der Klasse A Neptun zum Zeitpunkt der letzten Begegnung noch eine deutlich kleinere Bahn hat sind die großen Halbachsen seiner Monde auf  $a < 0,26$  AU beschränkt [Nesvorný, 2007]. Auch dies ist ein Vorteil von Klasse B, wobei es auch Möglichkeiten gäbe Neso und Psamathe durch Streuung – zum Beispiel durch den Einfang von Triton (vermutlich durch einen anderen Mechanismus) – auf ihre heutigen Bahnen zu bringen. Fünf der 14 Simulationen erzeugten keine oder nur einen Trabanten um Saturn, bei den restlichen stimmten die Orbitalverteilung der Satelliten mit der der realen Planeten sehr gut überein, siehe 3.13 [Nesvorný, 2007]. In der schon oben erwähnten Simulation Nr. 9 (Abbildung 3.14), in welcher es auch Planetenbegegnungen

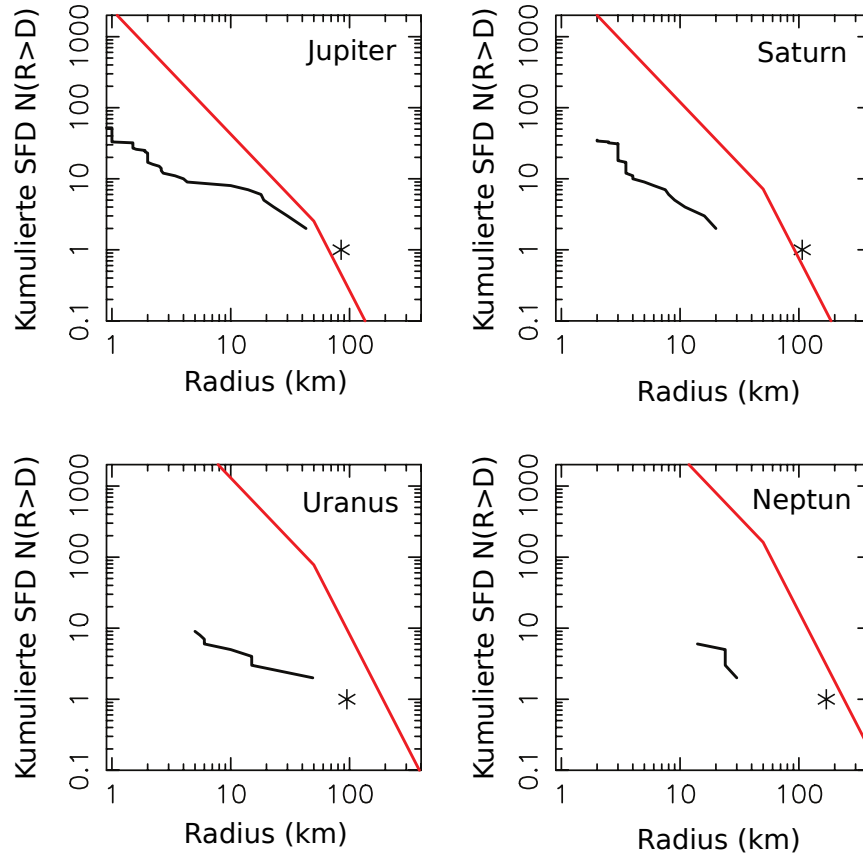


**Abbildung 3.14:** Vergleich der Orbits der Monde der Simulation 9 mit den Messwerten. Abbildungen **a** und **b** stellen die Satelliten von Jupiter, **c** und **d** die von Saturn dar. Bild nach [Nesvorný, 2007].

mit Jupiter gab, bekam auch dieser zahlreiche Trabanten (341 Stück), welche ebenfalls gut zu den beobachteten irregulären Monden passen. Dabei treten ähnliche Probleme wie bei Uranus auf, insbesondere was die zu kleinen Inklinationen der retrograden Monde angeht. Zu Jupiter sollte noch angemerkt werden, dass bekannt ist, dass die meisten Monde auf rückläufigen Bahnen Fragmente von Kollisionen einiger größeren Monde sind, was den Vergleich der Orbits erschwert [Nesvorný et al., 2004; Nesvorný, 2007].

Nachdem die Teilchenanzahl in den Simulationen möglichst hoch gewählt wurde um möglichst genaue Aussagen über die Orbits der Monde treffen zu können, soll nun mit realistischeren Werten überprüft werden, inwieweit die Anzahl der durch das Modell erzeugten irregulären Monde mit der beobachteten übereinstimmt. Dafür bestimmten [Nesvorný, 2007] die Einfangwahrscheinlichkeit für einen Planetesimal durch einen Planeten.

### 3 Das Nizza-Modell



**Abbildung 3.15:** Size-frequency distribution (SFD) wie im Modell berechnet (rote Linie) und gemessen (schwarzer Strich, beziehungsweise Sternchen für den jeweils größten Mond). Bild nach [Nesvorný, 2007].

Die Einfangquote eines Satelliten in einer Simulationen berechnet sich durch:

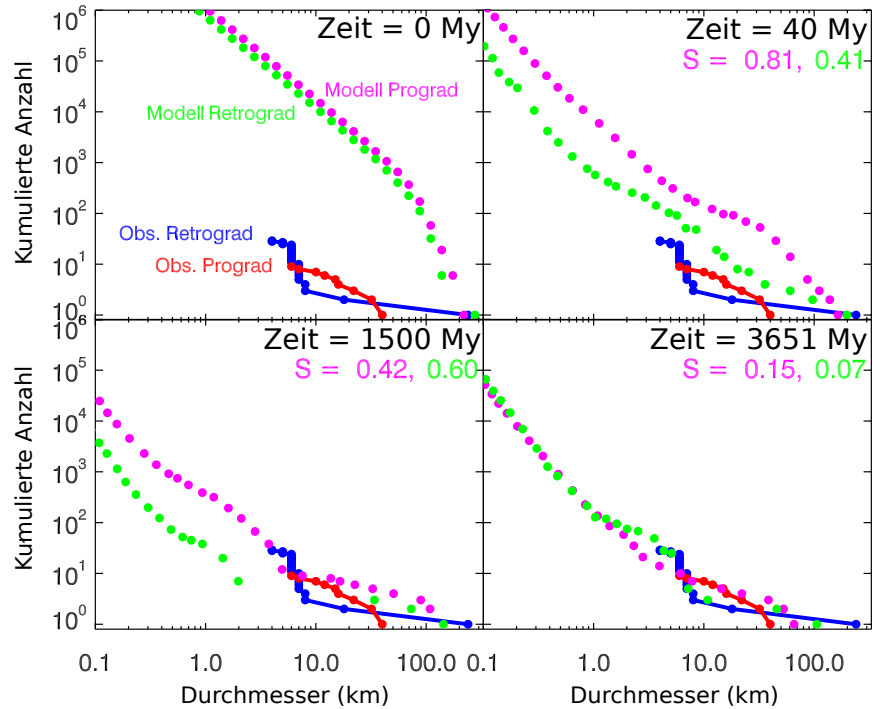
$$P_{\text{capture}} = \sum_{j=1}^{N_{\text{enc}}} \frac{N_{\text{sat};j}}{N_{\text{test}}} \cdot \frac{N_{\text{active};j}}{N_{\text{total}}} \quad (3.2)$$

dabei ist  $N_{\text{enc}}$  die Anzahl der Begegnungen mit anderen Planeten,  $N_{\text{sat};j}$  die Zahl der bei der  $j$ -ten Begegnung erzeugten Satelliten,  $N_{\text{test}} = 3 \cdot 10^6$  die Zahl der jeweils für die Begegnung injizierten Testteilchen,  $N_{\text{active};j}$  ist die Anzahl an Teilchen bei der Ausgangssimulation in der Nähe der sich nahe kommenden Planeten waren und als Klonvorlage für die injizierten Testteilchen dienten und  $N_{\text{total}} = 6868$  ist die Anzahl der in der ersten Simulation anfangs verwendeten Planetesimale [Nesvorný, 2007]. Die Durchschnittswerte der so berechneten Einfangwahrscheinlichkeit für Uranus und Neptun betragen  $2,6 \cdot 10^{-7}$  beziehungsweise  $5,4 \cdot 10^{-7}$ . Für Saturn und vor allem für Jupiter macht das Betrachten des Durchschnitts-

wertes aufgrund der großen Schwankungen wenig Sinn, hier verwendenden die Autoren die bei Simulation 9 auftretenden Maximalwerte von  $8,5 \cdot 10^{-9}$  beziehungsweise  $2,4 \cdot 10^{-8}$  [Nesvorný, 2007]. Die Werte für  $P_{\text{capture,Saturn}}$  sind für Simulationen der Klasse B meist höher [Nesvorný, 2007]. Nachdem wir aus den Simulationen von [Tsiganis et al., 2005] wissen, dass die Gesamtmasse der Planetesimalscheibe  $\approx 35 M_{\oplus}$  betragen muss (siehe Kapitel 3.1), brauchen wir zur Bestimmung der Anzahl und Größe der irregulären Monde noch die size-frequency distribution (SFD) der Planetesimalscheibe. Da das Nizza-Modell – wie wir in Kapitel 3.5 besprechen werden – davon ausgeht, dass die Überreste der Planetesimalscheibe den heutigen Kuipergürtel darstellt und es nach dem LHB nur relativ wenige Veränderungen der SFD durch Kollisionen im Kuipergürtel gab, gehen die Autoren davon aus, dass die SFD des Kuipergürtels der der Planetesimalscheibe entspricht [Nesvorný, 2007]. Die SFD des Kuipergürtels entspricht in erster Näherung zwei Potenzfunktionen, für kleine Durchmesser folgt der SFD einer Potenzfunktion mit Exponenten  $q_2 \approx 2-3$  während bei großen Durchmessern die SFD mit  $q_1 \approx 4-4,5$  abfällt, wobei der Übergang bei etwa  $D \approx 100$  Kilometern oder etwas darunter liegt [Gladman et al., 2001; Trujillo et al., 2001a; Bernstein et al., 2004; Petit et al., 2006; Nesvorný, 2007]. Wählt man  $q_2 = 2,75$ ,  $q_1 = 4,25$  und  $D = 100$  bei einer Planetesimalscheibenmasse von  $35 M_{\oplus}$  erhält man mit den Einfangswahrscheinlichkeiten die in Abbildung 3.15 rot gezeigten kumulierten SFDs für die eingefangenen Monde der vier Planeten.

Beim Vergleich mit den schwarz eingezeichneten SFD der gemessenen irregulären Monde, stellt man einige Abweichungen fest: Uranus und Neptun haben in Realität deutlich weniger irreguläre Monde als hier vorhergesagt, Jupiter und Saturn haben deutlich zu viele kleine Monde und die SFD des Modells ist allgemein für Mondradien von  $D \gtrsim 10$  km deutlich steiler als in Realität (Exponent von  $\approx 2$ ) [Nesvorný, 2007]. Dies stellten zwar große Diskrepanzen zwischen Modell und Realität, jedoch ist eine zu große Anzahl an Monden im Modell ein viel geringeres Problem als ein Modell, das zu wenige Monde vorhersagt; so schlug [Nesvorný, 2007] mehrere Mechanismen vor, welche die Diskrepanz erklären könnten. Besonders vielversprechend schien die Idee zu sein, dass ein großer Anteil der irregulären Monde durch Kollisionen zerstört worden sein könnte. Dies ist naheliegend, da es zwischen den irregulären Monden, aufgrund ihrer großen Zahl und chaotischen Orbits, im Gegensatz zu dem weit ausgedehnten Kuipergürtel zu zahlreichen Kollisionen kommen sollte. Diese

### 3 Das Nizza-Modell



**Abbildung 3.16:** Zeitliche Entwicklung der SFD der irregulären Monde von Saturn durch Kollisionen und Vergleich mit den Messwerten. Bild nach [Bottke et al., 2010].

These testeten [Bottke et al., 2010] erfolgreich. Sie verwendeten einen Algorithmus namens Boulder, um die Auswirkungen von Kollisionen auf die SFD der irregulären Monde zu simulieren. Im Gegensatz zu [Nesvorný, 2007] verwendeten [Bottke et al., 2010] die SFD der Jupiter-Trojaner, anstatt des Kuipergürtels. Dies ist möglich, da im Rahmen des Nizza-Modells auch diese durch die Planetesimale entstanden sind. Die SFD der Jupiter-Trojaner und des Kuipergürtels unterscheiden sich nur geringfügig – die Trojaner haben den Vorteil, dass es bei ihnen nur eine minimale Anzahl an Kollisionen gab. In den Simulationen von [Bottke et al., 2010] zeigte sich, dass innerhalb von einigen hundert Millionen Jahren die SFD deutlich abgeflacht wurde und die Population der irregulären Monde etwa 99% ihrer Masse verloren (siehe Abbildung 3.16). Damit stimmt die Gesamtanzahl und die SFD gut mit den Messwerten überein. Dieses Modell hat noch einen weiteren positiven Nebeneffekt. Die Zerstörung der irregulären Monde erzeugt eine große Menge Staub, der in der Zusammensetzung kohligen Chondriten ähnelt. Ein Teil dieses Staubes driftet durch nicht-gravitative Kräfte auf den Planeten zu und bedeckt die Oberfläche regulärer Monde.

Somit könnte dieses Modell auch eine Erklärung für die dunkle, nicht-eisige Oberfläche der äußeren regulären Monde von Jupiter, Saturn und Uranus erklären [Bottke et al., 2010].

Nachdem diese Probleme beseitigt werden konnten, bleibt die Frage der Interpretation der irregulären Monde von Saturn und vor allem von Jupiter. In beiden Fällen sind selbst die maximalen Einfangeffizienzen kleiner als die durchschnittlichen Effizienzen bei Uranus und Neptun, auch die Berücksichtigung von Kollisionen durch [Bottke et al., 2010] änderte daran nichts Wesentliches, die Eingangseffizienz der Eisriesen blieb 3 bis 10 mal höher als bei den Gasriesen. In Wirklichkeit beobachtet man hingegen bei allen Planeten ähnlich große Populationen von irregulären Monden<sup>5</sup> [Nesvorný, 2007]. Jupiter begegnet im ursprünglichen Nizza-Modell den anderen Planeten gar nicht – Simulation Nummer 9 hat jedoch gezeigt, dass dem nicht notwendigerweise so ist und es durchaus möglich wäre, dass auch Jupiter seine irregulären Monde derart eingefangen haben könnte. Allerdings war diese Simulation eine seltene Ausnahme – in nur 2 der 14 erfolgreichen Simulationen kam es zu Planetenbegegnungen mit Jupiter und nur in dieser einen wurden auch Planetesimale eingefangen. Eine Modifikation der Anfangsbedingung des Nizza-Modells könnte die Zahl der Planetenbegegnungen mit Beteiligung von Jupiter oder Saturn erhöhen – wie wir in Kapitel 4.2 sehen werden, gibt es inzwischen eine modifizierte Version des Nizza-Modells welche dies erfüllt und auch aus anderen Gründen Vorteile bringt. Alternativ könnte man die These aufstellen, dass die irregulären Monde von Jupiter und Saturn – zumindest teilweise – auf andere Weise entstanden. Da diese Planeten je nach Simulationstyp nicht, beziehungsweise seltener, anderen Planeten nahe kommen, fällt für sie das Argument weg, sie könnten nicht vor dem LHB entstanden sein, da sie sonst bei Planetenbegegnungen verloren gegangen seien. Ein Argument dafür ist, dass es im Gegensatz zu den irregulären Monden von Uranus und Neptun, zwischen einigen der Monde von Jupiter und Saturn Resonanzen gibt, die darauf hindeuten, dass diese Monde schon viel älter als das LHB sind [Beaugé und Nesvorný, 2007; Nesvorný, 2007]. Allerdings ließen sich damit die oben angesprochenen Ähnlichkeiten der Populationen aller vier Planeten nicht erklären.

---

<sup>5</sup>Bei Jupiter und Saturn sind sogar wesentlich mehr irreguläre Monde bekannt, dies ist aber ein Effekt durch die verzerrte Beobachtbarkeit.

## 3.5 Kuipergürtel

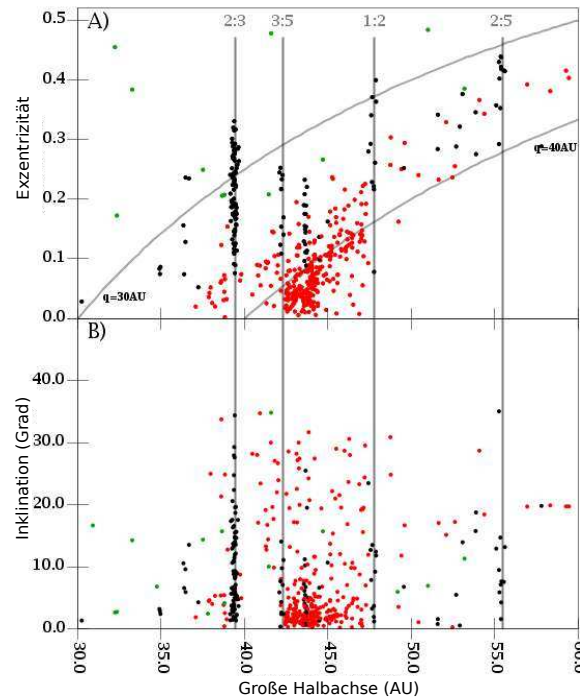
Als Transneptunische Objekte (TNO) bezeichnet man alle Himmelskörper, die außerhalb der Neptunbahn um die Sonne kreisen. Die meisten dieser Objekte sind Teil des bekannten Kuipergürtels, zuweilen werden auch alle Transneptunischen Objekte zusammen als Kuiperbelt Objects (KBOs) bezeichnet. Die wichtigsten Untergruppen der TNOs sind:

- Resonante KBOs: Objekte die sich in einer MMR zu Neptun befinden. Die bekanntesten Gruppen dieser sind die auf der 2:3 MMR liegenden Plutinos<sup>6</sup> – zu denen das Pluto-Charon-System gehört – sowie die Twotinos mit einer 1:2 Resonanz zu Neptun. Daneben gibt es jedoch noch zahlreiche weitere (3:5, 4:7, 2:5), welche in einem Plot der Exzentrizität über die große Halbachse wie in Bild 3.17 deutlich auffallen [Levison et al., 2008]. Die Schätzungen darüber, wie viele der Objekte in einer Resonanz zu Neptun stehen, gehen deutlich auseinander, so schätzen sie [Trujillo et al., 2001b; Levison et al., 2008] auf etwa 10%, während [Kavelaars et al., 2008; Levison et al., 2008] alleine den Anteil der Plutinos auf etwa 20% schätzen.
- Klassische KBOs (CKBO) oder Cubewanos: Als den Klassischen Kuipergürtel, bezeichnet man die nicht resonanten Objekte, die sich auf stabilen, nahezu kreisförmigen Bahnen mit Großen Halbachsen kleiner als 48 AU befinden.
- Gestreute KBOs (SKBO, Scattered Disk Objects, SDO) haben noch deutlich größere große Halbachsen und sehr hohe Exzentrizitäten und Inklinationen. Ihren Namen haben sie daher, dass sie durch Streuung auf ihre Bahnen gekommen sein müssen.
- Detached Objects oder Extended Scattered Disc Objects (ESDO): Dabei handelt es sich um noch weiter entfernte Objekte – ihr Perihelion ist so weit vom gravitativen Einfluss von Neptun entfernt, dass sie durch diesen und die anderen Planeten nicht beeinflusst werden. Als bekanntes Mitglied der Detached Disk gilt meist Sedna, die Gruppe um Levison hingegen geht jedoch davon aus, dass Sedna Prototyp einer weiteren neuen Klasse von Objekten ist [Morbidelli und Levison, 2004; Kenyon und Bromley, 2004; Brasser et al., 2006; Levison et al., 2008].

---

<sup>6</sup>Nicht zu verwechseln mit Plutoiden, womit alle transneptunischen Zwergplaneten bezeichnet werden.





**Abbildung 3.17:** Darstellung der Transneptunischen Objekte. Man erkennt neben dem Klassischen Kuipergürtel die Resonanten KBOs – insbesondere die Plutinos – und die gestreuten KBOs. Nicht mehr im Bild sind die Detached Objects und die Oortsche Wolke. Bild nach [Levison et al., 2008].

- Objekte der Oortschen Wolke. Die von Jan Oort und Ersnt Öpik 1950 postulierte Wolke in einer Entfernung von mehreren Tausend AU ist der Ursprung der Kometen. Sie wird in eine innere Oortsche Wolke (2.000–20.000 AU) und einer äußeren Oortsche Wolke (20.000–50.000 AU oder noch weiter) geteilt. Sedna wird manchmal als Teil der inneren Oortschen Wolke betrachtet – [Brasser, 2008] verwendet den Begriff innerste Oortsche Wolke als Bezeichnung für die hypothetische Population zu welcher Sedna gehört. Da dies mit der im letzten Punkt genannten Einschätzung Levisons deckt, werde ich dies im folgenden übernehmen.

Bei den Transneptunischen Objekten handelt es sich – unabhängig vom Nizza-Modell – um ein Relikt aus der Zeit der Planetenentstehung. Die Entwicklung des Sonnensystems schlug sich in den Eigenschaften der TNO nieder, so dass sie eine wichtige Informationsquelle für die Geschichte des Sonnensystems und ein Testobjekt für neue Modelle darstellen. So

### 3 Das Nizza-Modell

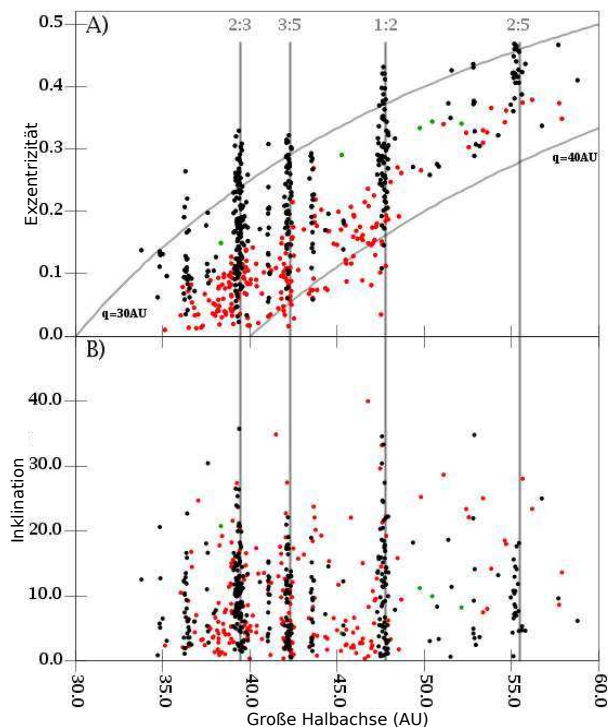
weisen die Transneptunischen Objekte einige interessante Eigenarten auf, die ein Modell der planetaren Evolution erklären können sollte:

1. Die Existenz und der große Anteil der Resonanten KBOs: Einige der Resonanten KBOs weisen eine Libration auf. Die Librationsamplitude ist neben Exzentrizität und Inklination dann eine weitere wichtige Bahneigenschaft, deren Verteilung von einem Modell erklärt werden muss. Dies gilt insbesondere für die sogenannten 2:5-Libratoren [Levison et al., 2008].
2. Die Klassischen Kuipergürtel-Objekte haben eine mittlere Exzentrizität von etwa 0,07, was zwar klein, jedoch trotzdem um eine Größenordnung größer als zur Zeit der Entstehung ist. Da die Obergrenze der Exzentrizität der CKBOs durch Bahnstabilitätsgründe vorgegeben ist, ist sogar anzunehmen, dass es früher Objekte mit noch deutlich höherer Exzentrizität gab.
3. Transneptunische Objekte mit fast kreisförmiger Bahn gibt es nur für große Halbachsen bis zu etwa 44 AU, danach steigt die Exzentrizität mit der Entfernung an (siehe Bild 3.17) [Levison et al., 2008]. Dieses Resultat scheint kein Effekt mangelnder Beobachtungsdaten für höhere Entfernungen sondern eine reale Eigenschaft der TNO zu sein [Levison et al., 2008].
4. Der klassische Kuipergürtel endet genau am Ort der 1:2 MMR mit Neptun [Levison et al., 2008]. Auch dies kann nicht durch Verzerrungen durch mangelnde Beobachtungsfähigkeiten für weit entfernte Objekte erklärt werden.
5. In a-i-Diagramm in Bild 3.17 erkennt man, dass es zahlreiche Objekte mit sehr kleiner Inklination ( $i \lesssim 4^\circ$ ), jedoch auch etliche mit größeren Inklinationen (bis zu  $\sim 30^\circ$ ) gibt. Berücksichtigt man hier die Verzerrung durch die Beobachtbarkeit – welche etwa zu  $1/\sin(i)$  proportional ist – so stellt man fest, dass sich die Objekte in zwei Cluster einteilen lassen und die Inklinationsverteilung durch zwei überlagerte Gaussverteilungsfunktionen gefittet werden kann [Brown, 2001; Levison et al., 2008]. Man nennt die Population mit den geringen Inklinationen die „kalte Population“ und die mit den großen Inklinationen die „heiße Population“. Obwohl wir von der kalten Population wesentlich mehr Objekte kennen, ist die heiße Population in Wirklichkeit die größere [Levison et al., 2008].

6. Es fällt auf, dass es Zusammenhänge zwischen den Orbitaleigenschaften und physikalischen Eigenschaften der Objekte gibt. So sind helle Objekte in der kalten Population deutlich unterrepräsentiert [Levison und Stern, 2001]. Gleichzeitig konnte gezeigt werden, dass die Objekte der kalten Population größere Albedos haben, somit sind die Objekte der heißen Population deutlich größer als die der kalten [Grundy et al., 2005]. Darüber hinaus zeigten mehre verschiedene Arbeiten [Tegler und Romanishin, 2000; Doressoundiram, 2001; Trujillo und Brown, 2002; Doressoundiram et al., 2005; Elliot et al., 2005; Levison et al., 2008], dass die heiße Population ein breites Farbspektrum von rot bis grau haben, während die kalte Population fast nur aus roten Objekten besteht. Auch Objekte mit sehr großer Apoheldistanz sind einheitlich rot, unabhängig von ihrer großen Halbachse. Allgemein scheint es eine Beziehung zwischen der Farbe und der Periheldistanz zu geben: graue Objekte werden für kleinere  $q$  häufiger.
7. Die Objekte der detached disk können nicht durch die Planeten auf ihren heutigen Orbits auf ihren heutigen Bahnen auf ihre Orbits gelangt sein, da sie außerhalb des Einflussbereichs dieser sind [Levison et al., 2008].
8. Ein besonders großes Problem ist das Massendefizit des Kuipergrütels. Die Masse des Kuipergürtels wird auf  $0,01 M_{\oplus}$  bis  $0,1 M_{\oplus}$  geschätzt [Gladman et al., 2001; Bernstein et al., 2004; Levison et al., 2008]. Damit sich aus dem Material jedoch innerhalb einer vernünftigen Zeitspanne von  $10^7 - 10^8$  Millionen Jahren die Objekte mit der heutigen Größe zusammenklumpen konnten, musste es 10 bis  $30 M_{\oplus}$  festes Material in der dynamisch Kalten Scheibe geben [Stern, 1996; Stern und Colwell, 1997a,b; Kenyon und Luu, 1998, 1999a,b; Kenyon und Bromley, 2004].

Im Rahmen des Nizza-Modells werden die TNO als die Überbleibsel der Planetesimalenscheibe betrachtet. Um dies zu überprüfen, führten [Levison et al., 2008] weitere, dafür optimierte Simulationen durch. Als Integratoren dienten hier die Kombination von zwei Varianten des Swift-Codes, einmal mit dem oben diskutierten Mapping von [Wisdom und Holman, 1991] und einmal mit dem nicht symplektischen Algorithmus RMVS von [Levison und Duncan, 1994]. Auch hier wurde, wie bei den Simulationen zur Untersuchung des LHBs, die Migration der Planeten durch Hinzufügung geeigneter Kräfte auf das System erzwungen und die Planetesimale wurden nur als Testteilchen behandelt [Levison et al.,

### 3 Das Nizza-Modell



**Abbildung 3.18:** Darstellung der Transneptunischen Objekte, in einer der Simulationen von [Levison et al., 2008]. Die Übereinstimmung mit Abbildung 3.17 ist deutlich sichtbar. Bild nach [Levison et al., 2008].

2008]. Die Simulationen beinhalteten 60.000 Planetesimale und erstreckten sich jeweils über einen Zeitraum von einer Milliarde Jahren [Levison et al., 2008]. Die Gruppe um Levison führte fünf derartige Simulationen durch, wofür sie insgesamt 2 CPU-Jahre Rechenzeit brauchten – eine vollständige Untersuchung des Parameterraums ist deshalb nicht möglich gewesen [Levison et al., 2008]. Mit diesen Simulationen ergibt sich folgendes Bild: Wenn Neptun migriert, steifen die Positionen seiner MMRs durch die Planetesimalenscheibe. Da die MMRs von Neptun „klebrig“ sind [Levison et al., 2008], werden Objekte über welche die MMRs streifen eingefangen und bilden seitdem die Resonanten Kuipergürtel Objekte. Auch Pluto kam so auf seine heutige Bahn. Zur Zeit als Neptuns Exzentrizität größer als  $\sim 0,15$  war, überlappten sich laut numerischen Berechnungen die MMRs, so dass der Bereich zwischen Neptuns Orbit und seiner 1:2 MMR ein Gebiet ergibt, in welchem sich Teilchen frei bewegen können, sie können jedoch nicht über die 1:2 MMR hinaus wandern [Levison et al., 2008]. Dies erklärt, warum der Kuipergürtel durch diese Resonanz begrenzt ist. Die

kalte und die heiße Population des Kuipergürtels wurden dabei durch zwei unterschiedliche Mechanismen auf ihre heutigen Orbits gebracht und stammen deshalb aus unterschiedlichen Bereichen der Planetesimalenscheibe. Die kalte Population stammt aus Objekten mit einer größeren Sonnendistanz, was zumindest erklären würde, warum es weniger graue Objekte gibt. Um zu erklären, dass es praktisch gar keine grauen Objekte in der kalten Population gibt, vermuten die Autoren, dass nicht nur der Entstehungsort sondern auch seine spätere Entwicklung die Farbe prägt [Levison et al., 2008]. Einige der Objekte werden durch Interaktionen mit verschiedenen Resonanzen Neptuns weiter hinaus gestreut und bilden so die Scattered Disk [Levison et al., 2008]. Der Massendefizit erklärt sich qualitativ trivial dadurch, dass nur ein kleiner Anteil der Planetesimale auf stabilen Bahnen im Kuipergürtel enden. Quantitativ ergaben sich in den Simulationen von [Levison et al., 2008] eine Masse des klassischen Kuipergürtels von zwischen  $\sim 0,05 M_{\oplus}$  und  $\sim 0,14 M_{\oplus}$ , was gut mit den Messwerten übereinstimmt. Die Ergebnisse einer ihrer Simulationen sind in Abbildung 3.18 dargestellt, die Übereinstimmung mit Abbildung 3.17 ist deutlich.

Insgesamt konnten [Levison et al., 2008] mit ihren Simulationen zeigen, dass das Nizza-Modell alle obengenannten Punkte bis auf einen erklärt: Die Durchschnittsexzentrizität des klassischen Kuipergürtels in den Simulationen betrug 0,10 bis 0,13, während sie in Realität 0,07 beträgt. Die Autoren weisen darauf hin, dass dies aufgrund der geringen Zahl der Simulationen eine statistische Schwankung sein könnte, oder auf den nicht ganz abgedeckten Parameterraum zurückzuführen sein könnte. Auch wäre es möglich, dass in der Simulation nicht berücksichtigte physikalische Effekte wie die durch Kollisionen verursachte Dämpfung der Exzentrizität diese Diskrepanz verursachen [Levison et al., 2008]. Nur durch eine deutliche Vergrößerung der Rechenleistung oder aber effizientere Simulationen wird man dies überprüfen können.

Auf ein weiteres Problem wiesen [Parker und Kavelaars, 2010] hin: Etwa 30 Prozent der Objekte der Kalten Population des Klassischen Kuipergürtels sind Doppelsysteme wie das Pluto-Charon-System. Viele von ihnen sind nur sehr lose aneinander gebunden und würden deshalb die Interaktionen mit Neptuns Resonanzen nicht überleben.

Trotz dieser Probleme, ist der Grad an Übereinstimmung der beobachteten Kuipergürtel-eigenschaften mit den Ergebnissen des Nizza-Modells beeindruckend und bisher von keinem anderem Modell erreicht. Ein weiterer positiver Aspekt ist, dass das Nizza-Modell auch

### 3 Das Nizza-Modell

erklärt, warum die Jupiter- und Neptun-Trojaner den Objekten des Kuipergürtels im optischen sehr ähnlich sehen, schließlich haben nach diesem Modell alle denselben Ursprung [Morbidelli et al., 2005].

Während die durch Sedna repräsentierte innerste Oortsche Wolke bereits in den Anfangszeiten des Sonnensystems entstanden sein kann, ist die Erklärung der restlichen Oortschen Wolke mit bisherigen Modellen schwerer – die bisherigen Modelle versuchten diese durch die Wechselwirkung von am Sonnensystem vorbei fliegenden Sternen zu erklären, ergaben jedoch zu geringe Massen – daher untersuchte [Brasser, 2008] ob die zerstreute Planetesimalenscheibe im Nizza-Modell nicht auch Ursprung der Oortschen Wolke sein kann. Er schlägt daher ein zweistufiges Verfahren vor, in welchem die innerste Oortsche Wolke mit einem der bereits vorgeschlagenen Modelle ([Brasser et al., 2006, 2007] oder [Kaib und Quinn, 2008]) entstand, während die innere und äußere Oortsche Wolke ein Gyr später – zeitgleich zum LHB – durch einen von [Dones et al., 2004] bereits 2004 vorgeschlagenen Mechanismus aus den selben Planetesimalen, die auch das LHB auslösten, entstanden [Brasser, 2008]. Er bestimmte die Masse der dadurch gebildeten äußeren Oortschen Wolke auf etwa  $0,5 M_{\oplus}$ , was etwas weniger als die  $0,6 - 1,4 M_{\oplus}$  sind, auf die die Messwerte schließen lassen [Brasser, 2008]. Diese Differenz erklärt er damit, dass zusätzlich aus der innersten Oortschen Wolke durch die Wechselwirkung von vorbeifliegenden Sternen Material in die äußere Oortsche Wolke gelangte [Brasser, 2008]. Dies kann bis zu weiteren  $0,5 M_{\oplus}$  beitragen, die wahrscheinlichste Gesamtmasse ergibt sich in guter Übereinstimmung mit den Messwerten auf  $0,9 M_{\oplus}$  [Brasser, 2008].

## 4 Ausblick

Bereits vor dem Nizza-Modell gab es einige Modelle, die sich daran machten, zu erklären wie die Planeten von ihren ursprünglichen kompakten Orbitalen auf ihre heutigen sonnenfernen Bahnen kamen. Als Vorgängermodelle sind insbesondere [Thommes et al., 1999, 2003; Levison et al., 2004; Gomes et al., 2004] zu nennen. Das Nizza-Modell kann, wie wir gesehen haben, eine Vielzahl an Eigenschaften unseres Sonnensystems erfolgreich erklären und ist daher äußerst erfolgreich. Natürlich ist die Forschung in den bald zehn Jahren seit den Veröffentlichungen von [Tsiganis et al., 2005; Morbidelli et al., 2005; Gomes et al., 2005] nicht stehen geblieben und so wurden zahlreiche Varianten und Erweiterungen des Nizza-Modells vorgeschlagen, welche weitere Probleme lösen. So wird das Nizza-Modell, in der Form wie es hier im Detail vorgestellt wurde, in Abgrenzung zu modifizierten Nizza-Modellen, heute auch als das original Nizza-Modell (engl. „original Nice modell“, kurz ONM) bezeichnet. Im folgenden seien noch einige der wichtigsten modifizierten Nizza-Modelle kurz vorstellt.

### 4.1 Weitere Resonanzen & ein neuer Trigger

Auf ein Problem des original Nizza-Modells weisen [Morbidelli und Crida, 2007] hin: während die kompakten Planeten Orbits und die Existenz der Planetesimalscheibe wie wir gesehen haben sehr plausible Anfangszustände sind, waren die Details der Anfangsbedingungen – die genauen Orbits der Planeten und die genaue Position der Planetesimalscheibe – mangels besseren Wissens darüber weitestgehend geraten.

So zeigen hydrodynamische Simulationen unter anderem von [Morbidelli und Crida, 2007], das die Riesenplaneten in der Gasscheibe nach innen migrieren, bis es zwischen Jupiter und Saturn zu einer 2:3 Mean-Motion-Resonanz kommt, welche bei Vorhandensein der Gasscheibe eine äußerst stabile Konfiguration ist, die Migration der Planeten zur Sonne stoppt und somit verhindert, dass die Planeten als „Hot Jupiters“ zu nahe an der Sonne

#### 4 Ausblick

enden [Morbidelli und Crida, 2007]. Zu dem Zeitpunkt als sich die Gasscheibe aufgelöst hat – also dem Startzeitpunkt des Nizza-Modells – wären die Planeten also in oder sehr naher der 2:3 MMR und nicht in der im Nizza-Modell betrachteten 1:2 Resonanz. Man stellt darüber hinaus in der Tat fest, dass zu dieser Zeit alle Planeten zueinander in Mean-Motion-Resonanzen sein sollten.

Nun gibt es zwei mögliche Variationen des Nizza-Modells: entweder man argumentiert damit, dass die 2:3 MMR nach Auflösung der Gasscheibe nicht mehr stabil ist und entwickelt ein Modell, wie sich dadurch das System in einen Zustand ähnlich dem Anfangszustand des Nizza-Modells migriert, oder man modifiziert das Modell so, dass es mit der 2:3 MMR anstatt der 1:2 MMR arbeitet.

Während [Morbidelli und Crida, 2007] noch schnelles Wachstum der Saturnmasse oder eine Erhöhung der Viskosität der Gasscheibe, jeweils kurz vor dem Auflösen der Gasscheibe, vorschlug um einen Übergang zu den Anfangsbedingungen des original Nizza-Modells zu finden, sind diese mittlerweile nicht mehr plausibel [Pierens und Nelson, 2008; Zhang und Zhou, 2010; Levison et al., 2011].

Eine erste Variante des Nizza-Modells das mit diesen Multi-resonanten Anfangsbedingungen startet, schlug [Morbidelli et al., 2007] vor: Dabei wurde wie im original Nizza-Modell eine Planetesimalscheibe kurz hinter dem zweiten Eisriesen betrachtet – durch Interaktion mit dieser migrieren die Planeten, was zu einer Erhöhung der Verhältnisse der Umlaufzeiten und somit zum Verlassen der Resonanzen führt. Da das System sehr kompakt ist, kommt es bald zum Auftreten weiterer Resonanzen, welche die Exzentrizitäten erhöhen und somit ganz analog zum ONM zu einer Instabilitätsphase führen. Die Modelle unterscheiden sich also nur in den Anfangsbedingungen fundamental, nicht jedoch im späteren Verlauf. Ein ähnliches Modell wurde auch von [Batygin und Brown, 2010] vorgeschlagen.

Bei diesen Modellen gibt es jedoch ein Problem mit dem „Feedback-Mechanismus“, der beim ONM eine kritische Rolle spielte. Wie in Kapitel 3.1 beschrieben werden zunächst nur einige wenige Planetesimale aus der Scheibe gestreut, durch diese migrieren die Eisriesen nach außen und streuen dadurch noch mehr Planetesimale. Dieser selbstverstärkende Mechanismus kann im modifizierten Fall nicht in dieser Art auftreten: Werden einzelne Teilchen gestreut, so führt dies zwar zu einem Sinken der Exzentrizitäten, die Resonanzen halten jedoch die großen Halbachsen der Planeten fest [Levison et al., 2011]. Die Auswirkung



#### 4.1 Weitere Resonanzen & ein neuer Trigger

der wenigen gestreuten Planetesimale ist nicht stark genug um die klebrige Wirkung der Resonanzen zu überwinden, somit kann der multi-resonante Zustand nicht, wie oben beschrieben, verlassen werden und die Instabilitätsphase würde nicht auftreten. Man braucht für diese Modell also einen anderen Trigger-Mechanismus. Diesen fanden [Levison et al., 2011] – sie ignorierten die Streuung der wenigen Planetesimale und zeigten, dass wenn man – im Gegensatz zu den bisherigen Simulationen – die gravitative Wechselwirkung der Planetesimale untereinander nicht ignoriert es auch ohne diese zur Energieübertragung zwischen Planet und Scheibe und somit zur Migration der Planeten kommt. Dies bringt zwei weitere große Vorteile: Zum einen war die Nichtbeachtung der Interaktion der Planetesimale eine ergebnisverfälschende Vernachlässigung, welche ursprünglich notwendig war um die Berechnungen möglich zu machen. Viel wichtiger ist jedoch, dass damit ein weiteres Problem des ONM gelöst wird. Während der Zeitpunkt des Auftretens der Instabilitätsphase von der genauen Position der inneren Grenze der Planetesimalscheibe abhängt, ist in der Version von [Morbidelli et al., 2007; Levison et al., 2011] diese davon unabhängig. So musste beim Nizza-Modell in der oben beschriebenen Version die Innengrenze der Scheibe zwischen  $\approx 14,5$  AU und  $\approx 15,5$  AU gewählt werden, damit das Auftreten der Instabilitätsphase im Bereich zwischen 200 Millionen und 1 Milliarde nach Auflösung der Gasscheibe liegt [Gomes et al., 2005; Levison et al., 2011]. Bereits für eine so grobe zeitliche Anpassung an das Late Heavy Bombardment ist also ein empfindliches Finetuning notwendig.

Bei dem sich damit ergebenden modifizierten Nizza-Modell löst also nicht länger das Streuen von einzelnen Planetesimalen die Instabilität aus, vielmehr kommt es dazu, dass die gravitative Fernwirkung der Planeten und der Gravitation der Planetesimale zu einem ähnlichen Effekt, wie bei der Dynamischen Reibung führen. Wenn nun – wie die hydrodynamischen Simulationen von [Morbidelli et al., 2007] ergeben haben – der innere Eisriesen als einziger Planet eine nicht vernachlässigbare Exzentrizität hat, so verliert er durch diesen Effekt Energie. Die Resonanzen zwingen den Eisriesen dabei auf eine stärker exzentrische Bahn, wodurch wiederum der Energieübertrag wächst. Somit haben wir wieder einen sich selbst verstärkenden Effekt, der nach einiger Zeit das System destabilisiert. Die Verzögerung betrug dabei in den Simulationen von [Levison et al., 2011] in einem viertel der Fälle zwischen 300 Millionen und 1 Milliarde Jahren, wobei diese Verzögerung weitestgehend unabhängig von der genauen Wahl der Scheibenmasse und -Position ist. Diese modifizierte

Version erklärt das Timing des großen Bombardements noch natürlicher und startet dabei von realistischen Anfangsbedingungen.

### 4.2 Jumping Jupiter

Eine weitere neue Version des Nizza-Modells wurde durch die Arbeiten [Morbidelli et al., 2009; Brasser et al., 2009; Morbidelli et al., 2010] begründet. Die größte Neuerung hierbei ist das „Jumping Jupiter-Szenario“. Dabei handelt es sich um den Fall, dass ein Eisriese zunächst bei einer Begegnung mit Saturn von diesem nach innen geschleudert wird und anschließend von Jupiter wieder nach außen geschleudert wird. Dies führt zu einem sehr rasanten Anstieg des Abstands zwischen Jupiter und Saturn, da Saturn nach außen und Jupiter nach innen geschleudert wird, was mehrere Probleme des original Nizza-Modells löst.

Für eine rapide Migration von Jupiter spricht, dass ansonsten seine Migration die Bahnen der terrestrischen Planeten beeinflusst hätte [Brasser et al., 2009]. Während der Migration käme es zeitweise mit Jupiter zu säkularen Resonanzen  $g_5 = g_k$  (mit  $k$  gleich 1 bis 4) wobei  $g_k$  die Fundamentalfrequenz der Länge des aufsteigenden Knotens des  $k$ -ten Planeten ist. Diese würden die Exzentrizitäten der terrestrischen Planeten deutlich steigern – was bei Merkur und Venus im Widerspruch zu den beobachteten Bahnen steht. Im Fall eines Jumping Jupiters treten diese Resonanzen jedoch nicht oder nur sehr kurz auf, weil die entsprechende Phase mit  $P_S/P_J \approx 2,1 - 2,3$ , während welcher die Resonanzen auftreten praktisch „übersprungen“ wird [Brasser et al., 2009]. Der Vollständigkeit sei noch darauf hingewiesen, das [Brasser et al., 2009] noch eine alternative Lösung für dieses Problem vorschlägt, so könnte durch eine spezielle Ausgangssituation der Orbits durch die  $g_5 = g_2$  Resonanz die Exzentrizität gedämpft worden sein.

Eine Begegnung eines Eisriesen mit Saturn ist einerseits laut [Morbidelli et al., 2009] nötig um eine gewisse Mode der Präzession von Jupiter auf ihren heutigen Wert anzuregen. Vor allem ist ein Jumping Jupiter-Szenario jedoch notwendig um die Orbitalverteilung des Asteroidengürtels zu erklären [Morbidelli et al., 2010]. Die Bahnen der Asteroiden im Asteroidengürtel würden ebenfalls durch säkulare Resonanzen – diesmal jedoch die Resonanzen mit Saturn  $g_{\text{Asteroid}} = g_6$  und  $s_{\text{Asteroid}} = s_6$  – verändert. Im Falle einer langsamen

Migration nur durch Interaktion mit den Planetesimalen würden diese die Asteroidenbahnen auf eine mit den Beobachtungen widersprüchliche Weise verändern. Im Falle eines Jumping Jupiters stimmen die Simulationsergebnisse von [Morbidelli et al., 2010] gut mit den beobachteten Daten überein.

Ein Jumping Jupiter tritt beim modifizierten Nizza-Modell wie im letzten Abschnitt beschreiben in etwa 5% der Fälle auf [Brasser et al., 2009].

## 4.3 Verlorengegangene Planeten

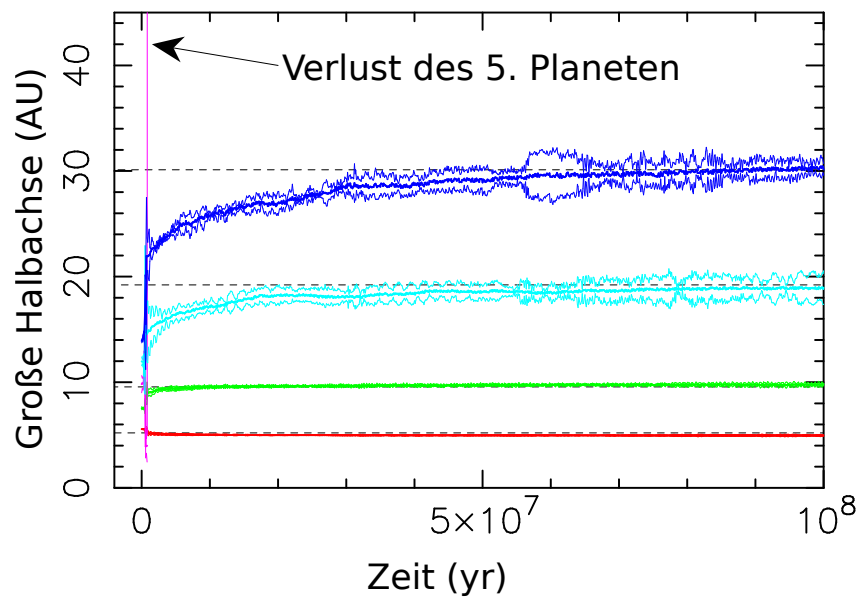
Eine weitere mögliche Erweiterung des Nizza-Modells wurde von [Nesvorný, 2011] vorgeschlagen und später noch weiter vorangetrieben [Nesvorný und Morbidelli, 2012]. Die Idee von Nesvorný war, dass es im Sonnensystem früher womöglich noch mehr Riesenplaneten gegeben hat, diese jedoch während der Instabilitätsphase aus dem Sonnensystem geschleudert wurden (siehe Bild 4.1).

[Nesvorný, 2011] betrachtet multiresonante Ausgangssituationen sowohl mit 1:2 MMR wie im original Nizza-Modell, vor allem aber mit 2:3 MMR zwischen den Gasriesen wie in obigem modifiziertem Nizza-Modell. Zusätzlich zu Saturn, Jupiter, Uranus und Neptun fügte man bei einigen der Simulationen einen fünften Planeten zwischen Saturn und den Eisriesen ein. Die Masse dieses Planeten entsprach dabei zwischen  $3 \cdot 10^{25}$  und  $3 \cdot 10^{26} \text{ kg}^1$ , also zwischen einem Drittel und der dreifachen Masse der Eisriesen. Mit hydrodynamischen Simulationen wurden in einem ersten Schritt die wahrscheinlichen Orbits der Planeten bestimmt, anschließend wurde das System mit dem Integrator SyMBA simuliert. Während die Position des äußeren Rands der Planetesimalscheibe mit 30 AU bei der heutigen Position Neptuns gewählt wurde, wurde der innere Rand der Planetesimalscheibe variabel gewählt. Die Gesamtmasse der Planetesimalscheibe wurde in den Simulationen zwischen 10 und  $100 M_{\oplus}$  gewählt. Insgesamt wurden 6000 Simulationen des Systems mit unterschiedlichen Parametern durchgeführt, auf Basis der Ergebnisse erstellte [Nesvorný, 2011] dann Statistiken, darüber wie erfolgreich die Simulationen für bestimmte Parameter, insbesondere die Anzahl der Planeten sind. In der Nachfolgearbeit [Nesvorný und Morbidelli, 2012] wurde der Parameterraum sowie auch die Anzahl der Simulationen noch einmal erhöht. So wurden dabei auch die Anzahl der

---

<sup>1</sup>Im Paper [Nesvorný, 2011] scheint sich ein Tippfehler eingeschlichen zu haben, dort steht g statt kg.

#### 4 Ausblick



**Abbildung 4.1:** Zeitliche Entwicklung des Systems, analog zu Abbildung 3.1 im Fall mit ursprünglich fünf Riesenplaneten. Man sieht wie einer der Planeten während der Resonanzphase aus dem System geschleudert wird. Bild nach [Nesvorný, 2011].

Planetesimale variiert und auch Fälle mit ursprünglich 6 Riesenplaneten betrachtet. Für jede Anfangsbedingung wurden mindestens 30 bei interessanten Fällen sogar 100 Simulationen durchgeführt, insgesamt wurden fast  $10^4$  Simulationen berechnet. Die hohe Anzahl der Berechnungen wurde unter anderem dadurch ermöglicht, dass man die Anfangszustände der Simulationen so wählte, dass es bereits nach sehr kurzer Zeit zur Instabilitätsphase kam.

Für die Bewertung des Erfolgs der Simulationen definierte Nesvorný 4 Kriterien. Kriterium A war, dass das System am Ende genau fünf Riesenplaneten haben muss. Kriterium B beschreibt, dass die großen Halbachsen der Planeten bis auf höchstens 20% mit den gemessenen Werten übereinstimmen und die Exzentrizitäten und Inklinationen kleiner als  $0,11^\circ$  beziehungsweise  $2^\circ$  sind, also nicht höchstens doppelt so groß wie die gemessenen Werte von Saturn beziehungsweise Uranus. Als drittes Kriterium C wurde überprüft, ob Jupiters Orbit so war, dass es zu Begegnungen zwischen ihm und Saturn und einem anderen Planeten kommt, die dazu führen können, dass es zum Einfang von irregulären Satelliten kommt. Kriterium D betrachtet schließlich ob es zu den in Kapitel 4.2 beschriebenen Störungen der Bahnen der Terrestrischen Planeten und des Asteroidengürtels kommt.

Leider hat [Nesvorný und Morbidelli, 2012] die Erkenntnisse von [Levison et al., 2011], dass die Berücksichtigung der Wechselwirkungen der Planetesimale untereinander zu einem alternativen Triggermechanismus führt noch nicht berücksichtigt. Auch wurde leider nicht überprüft, ob die Simulationen in Übereinstimmung mit den Eigenschaften des Kuipergürtels sind.

[Nesvorný und Morbidelli, 2012] fanden, dass sich die besten Resultate ergeben, für Systeme mit 5 Riesenplaneten, Planetesimalenscheibenmassen von unter  $50 M_{\oplus}$  und einem Jumping Jupiter<sup>2</sup>. Als statistisch vielversprechendstes Szenario haben [Nesvorný und Morbidelli, 2012] folgendes gefunden: Ein fünfter Riesenplanet mit einer Masse vergleichbar mit der der anderen Eisriesen befand sich Anfangs auf einem Orbit direkt außerhalb der Saturnbahn. Uranus und Neptun migrieren in die Planetesimalscheibe und zerstreuen diese, dadurch kommt es zur Migration von Jupiter, Saturn und dem fünften Planeten und es kommt zur Instabilität. Der fünfte Planet wird dabei von Jupiter und Saturn gestreut (Jumping Jupiter), kommt aber auch den anderen Planeten nahe. Schließlich wird der fünfte Planet dadurch aus dem System geschleudert. Somit sind die in Kapitel 4.2 beschriebenen Probleme gelöst und es kann bei allen Riesenplaneten zum Einfang von irregulären Monden gekommen sein. Somit löst es das Problem das wir im Kapitel siehe Kapitel 3.4 hatten, dass das original Nizza-Modell nur die irregulären Mode der Eisriesen vollständig erklären konnte. Es sei noch erwähnt, dass die Simulationen mit ursprünglich sechs Riesenplaneten zwar weniger erfolgreich waren, als die mit fünf, jedoch immer noch erfolgreicher als die mit nur vier ursprünglichen Riesenplaneten.

Die Erfolgsquote war dabei jedoch relativ gering. Selbst die besten Anfangsbedingungen führten nur in etwa 5% der Fälle zur Erfüllung aller Kriterien [Nesvorný und Morbidelli, 2012]. Dies ist zwar relativ gering und zeigt, dass – wenn diesen Modell zutreffen sollte – unser Sonnensystem kein sehr typisches System ist, man muss jedoch beachten, dass bisher kein anderes Modell diese Eigenschaften überhaupt hat erklären können. Auch muss man beachten, dass viele der Simulationen zu Ergebnissen führen die mit Leben auf der Erde nicht vereinbar sind. Die Tatsache, dass wir existieren und uns über solche Modelle Gedanken machen können setzt die Habitabilität der Erde voraus, ein Modell auszuschließen

---

<sup>2</sup>wobei hier auch der 5 Planet der sein kann, der von Jupiter und Saturn gestreut wird

#### 4 Ausblick

weil es im Großteil der Fälle zu einer unbewohnbaren Erde führt ist zumindest fragwürdig [Brasser et al., 2009].

Ein weiterer Vorteil dieser Verallgemeinerungen des Nizza-Modells ist, dass sie eher auf andere Planetensysteme übertragen werden können. So kann man mit den hier gewonnenen Erkenntnissen auch erklären warum sich die Planeten in Exoplanetensystemen häufig in Resonanz befinden und oft auch hohe Exzentrizitäten haben [Weidenschilling und Marzari, 1996; Rasio und Ford, 1996; Marcy et al., 2001; Nesvorný und Morbidelli, 2012]. Darüber hinaus passt die Überlegung, ob das Sonnensystem in der Vergangenheit möglicherweise einen oder mehr Planeten verloren hat, dazu, dass man inzwischen vermutet, dass es eine sehr große Anzahl an sogenannten free-floating Planeten – Planeten die keinen Stern umkreisen sondern lose durch den interstellaren Raum fliegen – gibt. Beobachtungen des Mikrolinseneffektes führten dazu, dass [Sumi et al., 2011] hochrechneten, dass es möglicherweise fast zweimal so viele freifliegende Planeten in unserem Sonnensystem gibt, als Hauptreihen-Sterne. Somit ist es naheliegend davon auszugehen, dass es eher die Regel als die Ausnahme ist, dass in einem Planetensystem ein oder mehrere Planeten aus dem System geschleudert werden. Es ist also nicht abwegig zu vermuten, dass dies auch im Sonnensystem passiert sein könnte. Man muss jedoch darauf hinweisen, dass wie [Veras und Raymond, 2012] gezeigt haben, diese große Anzahl an freifliegenden Planeten nicht allein auf diese Weise entstanden sein können.

## 5 Zusammenfassende Bewertung

Das Nizza-Modell stellt das bisher beste Modell zu Erklärung des Sonnensystems dar und kann, wie ich in dieser Arbeit dargelegt habe, zahlreiche Eigenschaften unseres Sonnensystems erklären: Es erklärt nicht nur die Orbits der Riesenplaneten, sondern auch das Late Heavy Bombardment, die Jupiter- und eventuell auch die Neptun-Trojaner, die irregulären Satelliten und fast alle Eigenschaften des Kuipergürtels. Kein anderes Modell auf diesem Gebiet hat derartiges erreicht. Es gibt natürlich aber auch Probleme des Nizza-Modells, sie sind jedoch im Vergleich zu den Erfolgen eher als klein einzustufen und die meisten können – zumindest potentiell – durch kleinere Modifikationen des Nizza-Modells behoben werden. Der besonderer Reiz des Nizza-Modells besteht darin, dass es mit wenigen, plausiblen und klar definierten Anfangsannahmen sehr viele der Eigenschaften des heutigen Sonnensystems erklären kann. Die neueren Versionen des Modells, können zwar die Erfolge des Nizza-Modells weiter ausbauen und Probleme reduzieren, zahlen dafür jedoch zum einen den Preis eines aufgeweichten und vergrößerten Anfangsparameterraums zum anderen mit niedrigen Erfolgswahrscheinlichkeiten, folglich werden die Resultate zunehmend zu Aussagen statistischer Natur. Dabei zeichnen die Zahlen zumindest auf den ersten Blick ein ernüchterndes Bild, selbst bei den besten Anfangsbedingungen liegen die Erfolgsquoten bestenfalls im einstelligen Prozentbereich.

Hier ist eine vorsichtige und differenzierte Betrachtung der Ergebnisse notwendig. Zum einen dürfen statistische Aussagen nicht überschätzt werden und müssen immer im Kontext gesehen werden. Führen zum Beispiel gewisse Anfangsbedingungen häufiger zum Erfolg, als andere, so heißt das nicht notwendigerweise, dass erstere Anfangsbedingungen realistischer sind, schließlich werden immer nur ausgewählte Erfolgsbewertungskriterien betrachtet. Dazu kommt die schon oben erwähnte Verzerrung durch Negativresultate, die zu einer lebensfeindlichen Erde führen.

## 5 Zusammenfassende Bewertung

Die Absolutwerte der Erfolgswahrscheinlichkeiten hängen von der Stringenz der Erfolgskriterien ab. Da man beim Nizza-Modell das  $n$ -Körperproblem mit hoher Anzahl an Körpern, und dementsprechend vielen Möglichkeiten für die exakten Anfangsbedingungen, über sehr lange Zeiträume hinweg betrachtet, ist es nicht verwunderlich, dass die Erfolgsquoten für immer strenge Erfolgskriterien gegen Null gehen. Es gibt keinen Grund dafür, dass unser System einen Normalfall darstellt gegen das besonders viele Anfangsbedingungen streben. Folglich ist es nicht entscheidend mit wie hoher Wahrscheinlichkeit die von uns ausgewählten Erfolgskriterien eintreten, sondern viel mehr die Frage ob das Modell durch Wahl geeigneter Anfangsbedingungen alle wählbaren Kriterien simultan erfüllen **kann**. Und genau hier ist das Nizza-Modell und seine Nachfolger äußerst erfolgreich, erfüllt es doch weit mehr Kriterien als alle vorherigen und alternativen Modelle.

Das Nizza-Modell wurde generell erst durch die wachsende Rechenleistung, sowie durch die wesentlich schnelleren symplektischen Simulationsalgorithmen, basierend auf dem besprochenen Algorithmus von [Wisdom und Holman, 1991], ermöglicht. Dennoch benötigte die Betrachtung der verschiedenen Aspekte des Modells meist speziell optimierte, oft mehrstufige und auf das zu Betrachtende fokussierte Simulationen. Vielfach wurden dabei auch Vereinfachungen getroffen, von denen sich manche später als problematisch herausgestellt haben; als Beispiel sei hier die Vernachlässigung der Wechselwirkungen zwischen den Planetesimalen genannt. Häufig wurden Vernachlässigungen von Effekten auch als mögliche Erklärung für Diskrepanzen zwischen Modellergebnissen und Realität angeführt. Dies betrifft insbesondere die Berücksichtigung von Kollisionen, daher glaube ich, dass für die weitere Untersuchung des Nizza-Modells die Entwicklung von Simulationsalgorithmen, die Kollisionen und andere nicht-gravitativ Effekte berücksichtigen, von großer Bedeutung ist. Auch [Morbidelli, 2002] prognostiziert für die Zukunft eine Entwicklung von reinen numerischen Integratoren zu numerischen Simulatoren, welche nicht nur Newtons Bewegungsgleichungen, sondern eine breite Auswahl an dynamischen und physikalischen Effekten mit berücksichtigt. Während die Entwicklung des Nizza-Modells in seiner 2005 erschienen Fassung noch wenige Jahre zuvor noch mangels Rechenleistung kaum möglich gewesen wäre, wären auch die neueren Simulationen – Beispielsweise die von [Nesvorný und Morbidelli, 2012] – im Jahr 2005 noch lediglich mit sehr großem Aufwand möglich gewesen. Es ist



davon auszugehen, dass durch die weiter exponentiell wachsende Rechenleistung bereits in wenigen Jahren weitere Durchbrüche ermöglicht werden. Weiter beschleunigt könnte dies durch neue, noch schnellere Simulationsalgorithmen werden.

Es bleibt die Frage nach dem Wahrheitsgehalt des Modells, denn auch, wenn in den Naturwissenschaften Theorien nicht bewiesen sondern nur falsifiziert werden können, so ist man es doch gewohnt Theorien als bestätigt zu betrachten, wenn sie Falsifikationsversuche – durch Überprüfung von Vorhersagen des Modells – überstanden haben. Dabei hat die Astronomie im allgemeinen das Problem, dass Modelle nicht im Labor aktiv geprüft werden können, sondern man sich auf die vorhandenen beobachtbaren Systeme beschränken muss. Im Fall des Nizza-Modells verstärkt sich das Problem, das es sich explizit auf unser Sonnensystem bezieht und es somit nur ein einziges System gibt, das man analysieren kann. Man muss sich also darauf beschränken immer weitere Eigenschaften unseres Sonnensystems auf Verträglichkeit mit dem Nizza-Modell zu prüfen. Dies ist jedoch alles andere als trivial, schließlich können oft schon kleine Veränderungen, am Modell oder den Parametern, einen zuvor bestehenden Widerspruch auflösen – ein Test auf Kompatibilität mit Beobachtungsdaten gibt also entweder einen Hinweis auf Übereinstimmung oder aber die Aussage, dass entweder das Modell falsch ist oder aber nur noch nicht die richtigen Anfangsbedingungen gefunden wurde. Somit ist das Modell auch nur schwer echt zu falsifizieren. Was bleibt ist die Aussage, dass das Nizza-Modell das erfolgreichste Modell zur Erklärung der Entwicklung unseres Sonnensystems ist, das bis jetzt bekannt ist.

Das Nizza-Modell stellt einen großen wissenschaftlichen Durchbruch dar, denn es ist damit erstmals möglich, zahlreiche Eigenschaften des Sonnensystems simultan und mit natürlichen Anfangsbedingungen zu erklären. Es ergänzt sich gut mit dem Grad-Track-Modell [Walsh et al., 2011], welches die Entwicklung des inneren Sonnensystems in der Zeit vor dem Auflösen der Gasscheibe beschreibt. Zusammen bilden sie das „Standardmodell“ der planetaren Evolution des Sonnensystems und sind wissenschaftlich weithin akzeptiert.



# Literaturverzeichnis

- [Batygin und Brown 2010] BATYGIN, Konstantin ; BROWN, Michael E.: Early dynamical evolution of the solar system: pinning down the initial conditions of the nice model. In: *The Astrophysical Journal* 716 (2010), S. 1323–1331. – ISSN 0004-637X
- [Beaugé und Nesvorný 2007] BEAUGÉ, Cristian ; NESVORNÝ, David: Proper Elements and Secular Resonances for Irregular Satellites. In: *The Astronomical Journal* 133 (2007), S. 2537–2558. – ISSN 0004-6256
- [Bernstein et al. 2004] BERNSTEIN, G. M. ; TRILLING, D. E. ; ALLEN, R. L. ; BROWN, Michael E. ; HOLMAN, Matthew J. ; MALHOTRA, Renu: The Size Distribution of Trans-Neptunian Bodies. In: *The Astronomical Journal* 128 (2004), S. 1364–1390. – ISSN 0004-6256
- [Binney und Tremaine 2008] BINNEY, James ; TREMAINE, Scott: *Galactic dynamics*. 2. Princeton : Princeton University Press, 2008. – ISBN 987-0-691-13027-9
- [Bottke et al. 2005] BOTTKKE, William F. ; DURDA, Daniel D. ; NESVORNÝ, David ; JEDICKE, Robert ; MORBIDELLI, Alessandro ; VOKROUHLICKÝ, David ; LEVISON, Hal: *The fossilized size distribution of the main asteroid belt*. 2005
- [Bottke et al. 2007] BOTTKKE, William F. ; LEVISON, Harold F. ; NESVORNÝ, David ; DONES, Luke: Can planetesimals left over from terrestrial planet formation produce the lunar Late Heavy Bombardment? In: *Icarus* 190 (2007), S. 203–223. – ISSN 00191035
- [Bottke et al. 2010] BOTTKKE, William F. ; NESVORNÝ, David ; VOKROUHLICKÝ, David ; MORBIDELLI, Alessandro: the Irregular Satellites: the Most Collisionally Evolved Populations in the Solar System. In: *The Astronomical Journal* 139 (2010), S. 994–1014. – ISSN 0004-6256

## Literaturverzeichnis

- [Bottke et al. 2012] BOTTKE, William F. ; VOKROUHLICKÝ, David ; MINTON, David ; NESVORNÝ, David ; MORBIDELLI, Alessandro ; BRASSER, Ramon ; SIMONSON, Bruce ; LEVISON, Harold F.: An Archaean heavy bombardment from a destabilized extension of the asteroid belt. In: *Nature* 485 (2012), S. 78–81. – ISSN 1476-4687
- [Brasser 2008] BRASSER, Ramon: A two-stage formation process for the Oort comet cloud and its implications. In: *Astronomy and Astrophysics* 492 (2008), S. 251–255. – ISSN 0004-6361
- [Brasser et al. 2006] BRASSER, Ramon ; DUNCAN, Martin J. ; LEVISON, Harold F.: Embedded star clusters and the formation of the Oort Cloud. In: *Icarus* 184 (2006), S. 59–82. – ISSN 00191035
- [Brasser et al. 2007] BRASSER, Ramon ; DUNCAN, Martin J. ; LEVISON, Harold F.: Embedded star clusters and the formation of the Oort cloud. In: *Icarus* 191 (2007), S. 413–433. – ISSN 00191035
- [Brasser et al. 2009] BRASSER, Ramon ; MORBIDELLI, Alessandro ; GOMES, Rodney ; TSIGANIS, Kleomenis ; LEVISON, Harold F.: Constructing the secular architecture of the solar system II: The terrestrial planets. In: *Astronomy and Astrophysics* 507 (2009), S. 1053–1065
- [Brown 2000] BROWN, M. E.: Near-Infrared Spectroscopy of Centaurs and Irregular Satellites. In: *The Astronomical Journal* 119 (2000), Februar, S. 977–983
- [Brown 2001] BROWN, Michael E.: The Inclination Distribution of the Kuiper Belt. In: *The Astronomical Journal* 121 (2001), S. 2804–2814. – ISSN 00046256
- [Castillo-Rogez et al. 2007] CASTILLO-ROGEZ, J.C. ; MATSON, D.L. ; SOTIN, C. ; JOHNSON, T.V. ; LUNINE, J.I. ; THOMAS, P.C.: Iapetus' geophysics: Rotation rate, shape, and equatorial ridge. In: *Icarus* 190 (2007), S. 179–202. – ISSN 00191035
- [Chambers 1999] CHAMBERS, J.: A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 304 (1999), S. 793–799

- [Chambers und Lissauer 2002] CHAMBERS, J. E. ; LISSAUER, J. J.: A New Dynamical Model for the Lunar Late Heavy Bombardment. In: *Lunar and Planetary Science Conference* Bd. 33, März 2002, S. 1093
- [Cruikshank 1980] CRUIKSHANK, D. P.: Near-infrared studies of the satellites of Saturn and Uranus. In: *Icarus* 41 (1980), Februar, S. 246–258
- [Ćuk und Gladman 2006] ĆUK, Matija ; GLADMAN, Brett J.: Irregular satellite capture during planetary resonance passage. In: *Icarus* 183 (2006), S. 362–372. – ISSN 00191035
- [Davis et al. 1994] DAVIS, Donald R. ; RYAN, Eileen V. ; FARINELLA, Paolo: Asteroid collisional evolution: results from current scaling algorithms. In: *Planetary and Space Science* 42 (1994), S. 599–610. – ISSN 00320633
- [Degewij et al. 1980] DEGEWIJ, J. ; CRUIKSHANK, D. P. ; HARTMANN, W. K.: Near-infrared colorimetry of J6 Himalia and S9 Phoebe - A summary of 0.3- to 2.2-micron reflectances. In: *Icarus* 44 (1980), November, S. 541–547
- [Dones et al. 2004] DONES, L. ; WEISSMAN, P. R. ; LEVISON, Harold F. ; DUNCAN, Martin J.: Oort Cloud Formation and Dynamics. In: *Star Formation in the Interstellar Medium: In Honor of David Hollenbach* 323 (2004)
- [Doressoundiram 2001] DORESSOUIDIRAM, A.: Multicolor Photometry of Trans-neptunian Objects. In: *Icarus* 154 (2001), S. 277–286. – ISSN 00191035
- [Doressoundiram et al. 2005] DORESSOUIDIRAM, A. ; BARUCCI, M.A. ; TOZZI, G.P. ; POULET, F. ; BOEHNHARDT, H. ; BERGH, C. de ; PEIXINHO, N.: *Spectral characteristics and modeling of the trans-neptunian object (55565) 2002 AW197 and the Centaurs (55576) 2002 GB10 and (83982) 2002 GO9: ESO Large Program on TNOs and Centaurs*. 2005
- [Dumas et al. 1998] DUMAS, C. ; OWEN, T. ; BARUCCI, M. A.: Near-Infrared Spectroscopy of Low-Albedo Surfaces of the Solar System: Search for the Spectral Signature of Dark Material. In: *Icarus* 133 (1998), Juni, S. 221–232
- [Duncan et al. 1998] DUNCAN, Martin J. ; LEVISON, Harold F. ; LEE, MH: A multiple time step symplectic algorithm for integrating close encounters. In: *The Astronomical Journal* 166 (1998), S. 2067–2077

## Literaturverzeichnis

- [Dvorak et al. 2005] DVORAK, Rudolf (Hrsg.) ; FREISTETTER, Florian (Hrsg.) ; KURTHS, Jürgen (Hrsg.): *Chaos and stability in planetary systems*. Berlin Heidelberg : Springer, 2005. – ISBN 978-3-540-28208-2
- [Elliot et al. 2005] ELLIOT, J. L. ; KERN, S. D. ; CLANCY, K. B. ; GULBIS, A. A. S. ; MILLIS, R. L. ; BUIE, M. W. ; WASSERMAN, L. H. ; CHIANG, E. I. ; JORDAN, A. B. ; TRILLING, D. E. ; MEECH, K. J.: *The Deep Ecliptic Survey: A Search for Kuiper Belt Objects and Centaurs. II. Dynamical Classification, the Kuiper Belt Plane, and the Core Population*. 2005
- [Emery und Brown 2004] EMERY, J.P. ; BROWN, R.H.: The surface composition of Trojan asteroids: constraints set by scattering theory. In: *Icarus* 170 (2004), S. 131–152. – ISSN 00191035
- [Fleming und Hamilton 2000] FLEMING, H. J. ; HAMILTON, D. P.: On the Origin of the Trojan Asteroids: Effects of Jupiter’s Mass Accretion and Radial Migration. In: *Icarus* 148 (2000), Dezember, S. 479–493
- [Gladman et al. 2001] GLADMAN, Brett J. ; KAVELAARS, J. J. ; PETIT, Jean-Marc ; MORBIDELLI, Alessandro ; HOLMAN, Matthew J. ; LOREDO, T.: The Structure of the Kuiper Belt: Size Distribution and Radial Extent. In: *The Astronomical Journal* 122 (2001), S. 1051–1066. – ISSN 00046256
- [Goldreich und Tremaine 1979] GOLDREICH, P. ; TREMAINE, S.: The excitation of density waves at the Lindblad and corotation resonances by an external potential. In: *The Astrophysical Journal* 233 (1979), S. 857. – ISSN 0004-637X
- [Goldreich und Tremaine 1980] GOLDREICH, P. ; TREMAINE, S.: Disk-satellite interactions. In: *The Astrophysical Journal* 241 (1980), S. 425. – ISSN 0004-637X
- [Gomes 1998] GOMES, Rodney: *Dynamical Effects of Planetary Migration on Primordial Trojan-Type Asteroids*. 1998
- [Gomes et al. 2005] GOMES, Rodney ; LEVISON, Harold F. ; TSIGANIS, Kleomenis ; MORBIDELLI, Alessandro: Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets. In: *Nature* 435 (2005), S. 466–9. – ISSN 1476-4687

- [Gomes et al. 2004] GOMES, Rodney ; MORBIDELLI, Alessandro ; LEVISON, Harold F.: Planetary migration in a planetesimal disk: why did Neptune stop at 30 AU? In: *Icarus* 170 (2004), S. 492–507. – ISSN 00191035
- [Grav und Holman 2004] GRAV, T. ; HOLMAN, M. J.: Near-Infrared Photometry of the Irregular Satellites of Jupiter and Saturn. In: *The Astrophysical Journal Letters* 605 (2004), April, S. L141–L144
- [Grav et al. 2004] GRAV, T. ; HOLMAN, M. J. ; FRASER, W. C.: Photometry of Irregular Satellites of Uranus and Neptune. In: *The Astrophysical Journal Letters* 613 (2004), September, S. L77–L80
- [Grav et al. 2003] GRAV, T. ; HOLMAN, M. J. ; GLADMAN, B. J. ; AKSNES, K.: Photometric survey of the irregular satellites. In: *Icarus* 166 (2003), November, S. 33–45
- [Grundy et al. 2005] GRUNDY, W. M. ; NOLL, K. S. ; STEPHENS, D. C.: Diverse albedos of small trans-neptunian objects. In: *Icarus* 176 (2005), S. 184–191. – ISSN 00191035
- [Hahn und Malhotra 1999a] HAHN, Joseph M. ; MALHOTRA, Renu: Orbital Evolution of Planets Embedded in a Planetesimal Disk. In: *The Astronomical Journal* 117 (1999), S. 3041–3053. – ISSN 00046256
- [Hahn und Malhotra 1999b] HAHN, Joseph M. ; MALHOTRA, Renu: Orbital Evolution of Planets Embedded in a Planetesimal Disk. In: *The Astronomical Journal* 117 (1999), S. 3041–3053. – ISSN 00046256
- [Haisch, Jr. et al. 2001] HAISCH, JR., Karl E. ; LADA, Elizabeth A. ; LADA, Charles J.: Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters. In: *The Astrophysical Journal* 553 (2001), S. L153–L156. – ISSN 0004637X
- [Hamilton und Krivov 1997] HAMILTON, Douglas P. ; KRIVOV, Alexander V.: Dynamics of Distant Moons of Asteroids. In: *Icarus* 249 (1997), S. 241–249
- [Hanslmeier 2014] HANSLMEIER, A: *Einführung in Astronomie und Astrophysik*. 3. Heidelberg : Springer Spektrum, 2014. – ISBN 978-3-642-37699-3

## Literaturverzeichnis

- [Hartmann et al. 2000] HARTMANN, W. K. ; RYDER, G. ; DONES, L. ; GRINSPOON, D.: The Time-Dependent Intense Bombardment of the Primordial Earth/Moon System. In: *Origin of the Earth and Moon* -1 (2000), S. 493–512
- [Jewitt et al. 2000] JEWITT, David C. ; TRUJILLO, Chadwick A. ; LUU, Jane X.: Population and Size Distribution of Small Jovian Trojan Asteroids. In: *The Astronomical Journal* 120 (2000), S. 1140–1147. – ISSN 00046256
- [Kaib und Quinn 2008] KAIB, N ; QUINN, T: The formation of the Oort cloud in open cluster environments. In: *Icarus* 197 (2008), S. 221–238. – ISSN 00191035
- [Kary und Lissauer 1995] KARY, D. M. ; LISSAUER, J. J.: Nebular gas drag and planetary accretion. II. Planet on an eccentric orbit. In: *Icarus* 117 (1995), September, S. 1–24
- [Kavelaars et al. 2008] KAVELAARS, J. J. ; JONES, L ; GLADMAN, B J. ; PARKER, J W. ; PETIT, Jean-Marc: The Orbital and Spatial Distribution of the Kuiper Belt. In: *The Solar System Beyond Neptune* (2008), S. 59–69
- [Kenyon und Luu 1998] KENYON, S. J. ; LUU, J. X.: Accretion in the Early Kuiper Belt. I. Coagulation and Velocity Evolution. In: *The Astronomical Journal* 115 (1998), S. 2136–2160
- [Kenyon und Luu 1999a] KENYON, S. J. ; LUU, J. X.: Accretion in the Early Kuiper Belt. II. Fragmentation. In: *The Astronomical Journal* 118 (1999), S. 1101–1119
- [Kenyon und Luu 1999b] KENYON, S. J. ; LUU, J. X.: Accretion in the Early Outer Solar System. In: *The Astrophysical Journal* 526 (1999), S. 465–470
- [Kenyon und Bromley 2004] KENYON, Scott J. ; BROMLEY, Benjamin C.: Stellar encounters as the origin of distant Solar System objects in highly eccentric orbits. In: *Nature* 432 (2004), S. 598–602. – ISSN 0028-0836
- [Kley 2000] KLEY, W.: On the migration of a system of protoplanets. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 313 (2000), S. L47–L51. – ISSN 00358711



- [Kortenkamp und Hamilton 2001] KORTENKAMP, S. J. ; HAMILTON, D. P.: Capture of Trojan Asteroids in the Early Solar Nebula. In: *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #33* Bd. 33, November 2001, S. 1086
- [Levison et al. 2001] LEVISON, H. F. ; DONES, L. ; CHAPMAN, C. R. ; STERN, S. A. ; DUNCAN, M. J. ; ZAHNLE, K.: Could the Lunar “Late Heavy Bombardment” Have Been Triggered by the Formation of Uranus and Neptune? In: *Icarus* 151 (2001), Juni, S. 286–306
- [Levison et al. 2004] LEVISON, H. F. ; THOMMES, E. ; DUNCAN, M. J. ; DONES, L.: A Fairy Tale about the Formation of Uranus and Neptune and the Lunar Late Heavy Bombardment. In: CAROFF, L. (Hrsg.) ; MOON, L. J. (Hrsg.) ; BACKMAN, D. (Hrsg.) ; PRATON, E. (Hrsg.): *Debris Disks and the Formation of Planets* Bd. 324, Dezember 2004, S. 152
- [Levison und Duncan 1994] LEVISON, Harold F. ; DUNCAN, Martin J.: The long-term dynamical behavior of short-period comets. In: *Icarus* 108 (1994), S. 18–36. – ISBN 0019-1035
- [Levison und Duncan 1997] LEVISON, Harold F. ; DUNCAN, Martin J.: From the Kuiper Belt to Jupiter-Family Comets: The Spatial Distribution of Ecliptic Comets. In: *Icarus* 127 (1997), S. 13–32. – ISSN 00191035
- [Levison et al. 2011] LEVISON, Harold F. ; MORBIDELLI, Alessandro ; TSIGANIS, Kleomenis ; NESVORNÝ, David ; GOMES, Rodney: Late orbital instabilities in the outer planets induced by interaction with a self-gravitating planetesimal disk. In: *The Astronomical Journal* 142 (2011), S. 152. – ISSN 0004-6256
- [Levison et al. 2008] LEVISON, Harold F. ; MORBIDELLI, Alessandro ; VAN LAERHOVEN, Christa ; GOMES, Rodney ; TSIGANIS, Kleomenis: Origin of the Structure of the Kuiper Belt during a Dynamical Instability in the Orbits of Uranus and Neptune. In: *Icarus* 196 (2008), S. 258–273. – ISSN 00191035
- [Levison und Stern 2001] LEVISON, Harold F. ; STERN, S. A.: On the Size Dependence of the Inclination Distribution of the Main Kuiper Belt. In: *The Astronomical Journal* 121 (2001), S. 1730–1735. – ISSN 00046256

Literaturverzeichnis

- [Levison et al. 2004] LEVISON, Harold F. ; THOMMES, E.W. ; DUNCAN, Martin J. ; DONES, L.: A Fairy Tale about the Formation of Uranus and Neptune and the Lunar Late Heavy Bombardment. In: *Debris Disks and the Formation of Planets: A Symposium in Memory of Fred Gillett* 324 (2004)
- [Levison et al. 2001] LEVISON, H.F. ; DONES, L. ; CHAPMAN, Clark R. ; STERN, A. ; DUNCAN, M. ; ZAHNLE, K: Could the Lunar “Late Heavy Bombardment” Have Been Triggered by the Formation of Uranus and Neptune? In: *Icarus* 151 (2001), S. 286–306. – ISBN 0019-1035
- [Lillis et al. 2006] LILLIS, R. J. ; FREY, H. V. ; MANGA, M. ; MITCHELL, D. L. ; LIN, R. P. ; ACUÑA, M. H.: Bracketing the End of the Martian Dynamo: The Ages and Magnetic Signatures of Hellas and Ladon Basins. In: *37th Annual Lunar and Planetary Science Conference* 37 (2006), S. 2183
- [Lillis et al. 2007] LILLIS, R. J. ; FREY, H. V. ; MANGA, M. ; MITCHELL, D. L. ; LIN, R. P. ; ACUÑA, M. H.: Magnetic Signatures and Crater Retention Ages of Giant Buried Basins on Mars: New Constraints on the Timing of the Ancient Dynamo. In: *LPI Contributions* 1353 (2007), S. 3090. – ISSN 0161-5297
- [Malhotra 1996] MALHOTRA, Renu: *The Phase Space Structure Near Neptune Resonances in the Kuiper Belt*. 1996
- [Marcy et al. 2001] MARCY, Geoffrey W. ; BUTLER, R. P. ; FISCHER, Debra ; VOGT, Steven S. ; LISSAUER, Jack J. ; RIVERA, Eugenio J.: A Pair of Resonant Planets Orbiting GJ 876. In: *The Astrophysical Journal* 556 (2001), S. 296–301. – ISSN 0004-637X
- [Marzari und Scholl 1998] MARZARI, F. ; SCHOLL, H.: Capture of Trojans by a Growing Proto-Jupiter. In: *Icarus* 131 (1998), Januar, S. 41–51
- [Marzari et al. 2002] MARZARI, F. ; SCHOLL, H. ; MURRAY, C. ; LAGERKVIST, C.: Origin and Evolution of Trojan Asteroids. In: *Asteroids III* (2002)
- [Masset und Snellgrove 2001] MASSET, F. ; SNELLGROVE, M.: Reversing type II migration: resonance trapping of a lighter giant protoplanet. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 320 (2001), S. L55–L59. – ISSN 0035-8711

- [Masset 2008] MASSET, F. S.: Planet–Disk Interactions. In: *EAS Publications Series* 29 (2008), S. 165–244
- [Michtchenko et al. 2001] MICHTCHENKO, T. A. ; BEAUGÉ, Cristian ; ROIG, F.: Planetary Migration and the Effects of Mean Motion Resonances on Jupiter’s Trojan Asteroids. In: *The Astronomical Journal* 122 (2001), S. 3485–3491. – ISSN 00046256
- [Mikkola 1997] MIKKOLA, Seppo: Practical Symplectic Methods with Time Transformation for the Few-Body Problem. In: *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* 67 (1997), S. 145–165. – ISSN 1572-9478
- [Mojzsis et al. 2001] MOJZSIS, Stephen J. ; HARRISON, T. M. ; PIDGEON, Robert T.: Oxygen-isotope evidence from ancient zircons for liquid water at the Earth’s surface 4,300Myr ago. In: *Nature* 409 (2001), S. 178–181
- [Morbidelli 2002] MORBIDELLI, Alessandro: Modern integrations of solar system dynamics. In: *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 30 (2002), S. 89–112. ISBN 3349200303
- [Morbidelli et al. 2010] MORBIDELLI, Alessandro ; BRASSER, Ramon ; GOMES, Rodney ; LEVISON, Harold F. ; TSIGANIS, Kleomenis: Evidence From the Asteroid Belt for a Violent Past Evolution of Jupiter’S Orbit. In: *The Astronomical Journal* 140 (2010), S. 1391–1401. – ISSN 0004-6256
- [Morbidelli et al. 2009] MORBIDELLI, Alessandro ; BRASSER, Ramon ; TSIGANIS, Kleomenis ; GOMES, Rodney ; LEVISON, Harold F.: Constructing the secular architecture of the solar system I: The giant planets. In: *Astronomy and Astrophysics* 507 (2009), S. 1041–1052
- [Morbidelli et al. 2000] MORBIDELLI, Alessandro ; CHAMBERS, J ; LUNINE, J. I. ; PETIT, Jean-Marc ; ROBERT, F. ; VALSECCHI, G. B. ; CYR, K. E.: Source regions and timescales for the delivery of water to the Earth. In: *Meteoritics & Planetary Science* 35 (2000), S. 1309–1320. – ISSN 10869379
- [Morbidelli und Crida 2007] MORBIDELLI, Alessandro ; CRIDA, Aurélien: The dynamics of Jupiter and Saturn in the gaseous protoplanetary disk. In: *Icarus* 191 (2007), S. 158–171. – ISSN 00191035

## Literaturverzeichnis

- [Morbidelli und Levison 2004] MORBIDELLI, Alessandro ; LEVISON, Harold F.: Scenarios for the Origin of the Orbits of the Trans-Neptunian Objects 2000 CR 105 and 2003 VB 12 (Sedna). In: *The Astronomical Journal* 128 (2004), S. 2564–2576. – ISSN 0004-6256
- [Morbidelli et al. 2005] MORBIDELLI, Alessandro ; LEVISON, Harold F. ; TSIGANIS, Kleomenis ; GOMES, Rodney: Chaotic capture of Jupiter’s Trojan asteroids in the early Solar System. In: *Nature* 435 (2005), S. 462–465
- [Morbidelli et al. 2007] MORBIDELLI, Alessandro ; TSIGANIS, Kleomenis ; CRIDA, Aurélien ; LEVISON, Harold F. ; GOMES, Rodney: Dynamics of the Giant Planets of the Solar System in the Gaseous Protoplanetary Disk and Their Relationship to the Current Orbital Architecture. In: *The Astronomical Journal* 134 (2007), S. 1790–1798. – ISSN 0004-6256
- [Murray und Dermott 1999] MURRAY, CD ; DERMOTT, SF: *Solar system dynamics*. Cambridge University Press, 1999. – 608 S. – ISBN 0521575974
- [Nesvorný 2007] NESVORNÝ, David: Capture of irregular satellites during planetary encounters. In: *The Astronomical Journal* 133 (2007), S. 1962–1976
- [Nesvorný 2011] NESVORNÝ, David: Young Solar System’s Fifth Giant Planet? In: *Earth* (2011), S. 1–14
- [Nesvorný et al. 2003] NESVORNÝ, David ; ALVARELLOS, Jose L. A. ; DONES, Luke ; LEVISON, Harold F.: *Orbital and Collisional Evolution of the Irregular Satellites*. 2003
- [Nesvorný et al. 2004] NESVORNÝ, David ; BEAUGÉ, Cristian ; DONES, Luke: Collisional Origin of Families of Irregular Satellites. In: *The Astronomical Journal* 127 (2004), S. 1768–1783. – ISSN 0004-6256
- [Nesvorný und Morbidelli 2012] NESVORNÝ, David ; MORBIDELLI, Alessandro: Statistical study of the early solar system’s instability with four, five, and six giant planets. In: *The Astronomical Journal* 144 (2012), S. 117. – ISSN 0004-6256
- [Nesvorný und Vokrouhlický 2009] NESVORNÝ, David ; VOKROUHLICKÝ, David: CHAOTIC CAPTURE OF NEPTUNE TROJANS. In: *The Astronomical Journal* 137 (2009), S. 5003–5011. – ISSN 0004-6256

- [Nicholson et al. 2008] NICHOLSON, P. D. ; CUK, M. ; SHEPPARD, S. S. ; NESVORNÝ, D. ; JOHNSON, T. V.: Irregular Satellites of the Giant Planets. In: *The Solar System Beyond Neptune* (2008), S. 411–424
- [Parker und Kavelaars 2010] PARKER, Alex H. ; KAVELAARS, J. J.: Destruction of binary minor planets during Neptune scattering. In: *The Astrophysical Journal Letters* 722 (2010), S. L204–L208
- [Peale 1993] PEALE, S. J.: The effect of the nebula on the Trojan precursors. In: *Icarus* 106 (1993), November, S. 308
- [Petit 2001] PETIT, J.: The Primordial Excitation and Clearing of the Asteroid Belt. In: *Icarus* 153 (2001), S. 338–347. – ISSN 00191035
- [Petit et al. 2006] 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. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 365 (2006), S. 429–438. – ISSN 0035-8711
- [Pierens und Nelson 2008] PIERENS, A. ; NELSON, R. P.: Constraints on resonant-trapping for two planets embedded in a protoplanetary disc. In: *Astronomy and Astrophysics* 482 (2008), S. 333–340. – ISSN 0004-6361
- [Pollack 1996] POLLACK, J.: Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. In: *Icarus* 124 (1996), S. 62–85. – ISSN 00191035
- [Pollack et al. 1991] POLLACK, J. B. ; HABERLE, R. M. ; SCHAEFFER, J. ; LEE, H.: Simulations of the Seasonal Pressure Changes on Mars with a General Circulation Model. In: *Bulletin of the American Astronomical Society* 23 (1991)
- [Porco et al. 2005] PORCO, C. C. ; BAKER, E. ; BARBARA, J. ; BEURLE, K. ; BRAHIC, A. ; BURNS, J. A. ; CHARNOZ, S. ; COOPER, N. ; DAWSON, D. D. ; DEL GENIO, A. D. ; DENK, T. ; DONES, L. ; DYUDINA, U. ; EVANS, M. W. ; GIESE, B. ; GRAZIER, K. ; HELFENSTEIN, P. ; INGERSOLL, A. P. ; JACOBSON, R. A. ; JOHNSON, T. V. ; MCEWEN, A. ; MURRAY, C. D. ; NEUKUM, G. ; OWEN, W. M. ; PERRY, J. ; ROATSCH, T. ; SPITALE, J. ; SQUYRES, S. ; THOMAS, P. C. ; TISCARENO, M. ; TURTLE, E. ; VASAVADA, A. R. ;

## Literaturverzeichnis

- VEVERKA, J. ; WAGNER, R. ; WEST, R.: Cassini Imaging Science: Initial Results on Phoebe and Iapetus. In: *Science* 307 (2005), Februar, S. 1237–1242
- [Rasio und Ford 1996] RASIO, F. A. ; FORD, E. B.: Dynamical Instabilities and the Formation of Extrasolar Planetary Systems. In: *Science* 274 (1996), S. 954–956. – ISSN 0036-8075
- [Ryder 2002] RYDER, Graham: Mass flux in the ancient Earth-Moon system and benign implications for the origin of life on Earth. In: *Journal of Geophysical Research* 107 (2002), S. 5022. – ISSN 0148-0227
- [Saha und Tremaine 1992] SAHA, Prasenjit ; TREMAINE, Scott: Symplectic integrators for solar system dynamics. In: *The Astronomical Journal* 104 (1992), S. 1633. – ISSN 00046256
- [Saha und Tremaine 1994] SAHA, Prasenjit ; TREMAINE, Scott: Long-term planetary integration with individual time steps. In: *The Astronomical Journal* 108 (1994), S. 1962. – ISSN 00046256
- [Sheppard et al. 2005] SHEPPARD, Scott S. ; JEWITT, David C. ; KLEYNA, Jan: An Ultradeep Survey for Irregular Satellites of Uranus: Limits to Completeness. In: *The Astronomical Journal* 129 (2005), S. 518–525. – ISSN 0004-6256
- [Shoemaker et al. 1989] SHOEMAKER, E. M. ; SHOEMAKER, C. S. ; WOLFE, R. F.: Trojan asteroids - Populations, dynamical structure and origin of the L4 and L5 swarms. In: BINZEL, R. P. (Hrsg.) ; GEHRELS, T. (Hrsg.) ; MATTHEWS, M. S. (Hrsg.): *Asteroids II*, 1989, S. 487–523
- [Spudis et al. 2011] SPUDIS, Paul D. ; WILHELMS, Don E. ; ROBINSON, Mark S.: The Sculptured Hills of the Taurus Highlands: Implications for the relative age of Serenitatis, basin chronologies and the cratering history of the Moon. In: *Journal of Geophysical Research* 116 (2011), S. E00H03. – ISSN 0148-0227
- [Stern 1996] STERN, S. A.: On the Collisional Environment, Accretion Time Scales, and Architecture of the Massive, Primordial Kuiper Belt. In: *The Astronomical Journal* 112 (1996), S. 1203

- [Stern und Colwell 1997a] STERN, S. A. ; COLWELL, J. E.: Accretion in the Edgeworth-Kuiper Belt: Forming 100-1000 KM Radius Bodies at 30 AU and Beyond. In: *The Astronomical Journal* 114 (1997), S. 841
- [Stern und Colwell 1997b] STERN, S. A. ; COLWELL, J. E.: Collisional Erosion in the Primordial Edgeworth-Kuiper Belt and the Generation of the 30-50 AU Kuiper Gap. In: *The Astrophysical Journal* 490 (1997), S. 879
- [Stern 1991] STERN, S. Alan: On the number of planets in the outer solar system: Evidence of a substantial population of 1000-km bodies. In: *Icarus* 90 (1991), S. 271–281. – ISSN 00191035
- [Sumi et al. 2011] SUMI, T. ; KAMIYA, K. ; UDALSKI, A. ; BENNETT, D. P. ; BOND, I. A. ; ABE, F. ; BOTZLER, C. S. ; FUKUI, A. ; FURUSAWA, K. ; HEARNshaw, J. B. ; ITOW, Y. ; KILMARTIN, P. M. ; KORPELA, A. ; LIN, W. ; LING, C. H. ; MASUDA, K. ; MATSUBARA, Y. ; MIYAKE, N. ; MOTOMURA, M. ; MURAKI, Y. ; NAGAYA, M. ; NAKAMURA, S. ; OHNISHI, K. ; OKUMURA, T. ; PERROTT, Y. C. ; RATTENBURY, N. ; SAITO, To. ; SAKO, T. ; SULLIVAN, D. J. ; SWEATMAN, W. L. ; TRISTRAM, P. J. ; YOCK, P. C. M. ; SZYMANSKI, M. K. ; KUBIAK, M. ; PIETRZYNSKI, G. ; POLESKI, R. ; SOSZYNSKI, I. ; WYRZYKOWSKI, L. ; ULACZYK, K.: Unbound or Distant Planetary Mass Population Detected by Gravitational Microlensing. In: *Nature* 473 (2011), S. 349–352
- [Sykes et al. 2000] SYKES, M. V. ; NELSON, B. ; CUTRI, R. M. ; KIRKPATRICK, D. J. ; HURT, R. ; SKRUTSKIE, M. F.: Near-Infrared Observations of the Outer Jovian Satellites. In: *Icarus* 143 (2000), Februar, S. 371–375
- [Tegler und Romanishin 2000] TEGLER, S C. ; ROMANISHIN, W: Extremely red Kuiperbelt objects in near-circular orbits beyond 40 AU. In: *Nature* 407 (2000), S. 979–981. – ISSN 0028-0836
- [Tera et al. 1974] TERA, Fouad ; PAPANASTASSIOU, D.A. ; WASSERBURG, G.J.: Isotopic evidence for a terminal lunar cataclysm. In: *Earth and Planetary Science Letters* 22 (1974), S. 1–21
- [The IAU Minor Planet Center 2014] THE IAU MINOR PLANET CENTER: *Trojan Minor Planets*. 2014. – URL <http://www.minorplanetcenter.net/iau/lists/MPLists.html>

## Literaturverzeichnis

- [Thommes et al. 1999] THOMMES, E.W. ; DUNCAN, Martin J. ; LEVISON, Harold F.: The formation of Uranus and Neptune in the Jupiter-Saturn region of the Solar System. In: *Nature* 402 (1999), S. 635–8. – ISSN 0028-0836
- [Thommes et al. 2003] THOMMES, E.W. ; DUNCAN, Martin J. ; LEVISON, Harold F.: Oligarchic growth of giant planets. In: *Icarus* 161 (2003), S. 431–455. – ISSN 00191035
- [Trail et al. 2007] TRAIL, Dustin ; MOJZSIS, Stephen J. ; HARRISON, T. M.: Thermal events documented in Hadean zircons by ion microprobe depth profiles. In: *Geochimica et Cosmochimica Acta* 71 (2007), S. 4044–4065. – ISSN 00167037
- [Trujillo und Brown 2002] TRUJILLO, Chadwick A. ; BROWN, Michael E.: A Correlation between Inclination and Color in the Classical Kuiper Belt. In: *The Astrophysical Journal* 566 (2002), S. L125–L128. – ISSN 0004637X
- [Trujillo et al. 2001a] TRUJILLO, Chadwick A. ; JEWITT, David C. ; LUU, Jane X.: Properties of the Trans-Neptunian Belt: Statistics from the Canada-France-Hawaii Telescope Survey. In: *The Astronomical Journal* 122 (2001), S. 457–473. – ISSN 00046256
- [Trujillo et al. 2001b] TRUJILLO, Chadwick A. ; JEWITT, David C. ; LUU, Jane X.: Properties of the Trans-Neptunian Belt: Statistics from the Canada-France-Hawaii Telescope Survey. In: *The Astronomical Journal* 122 (2001), S. 457–473. – ISSN 00046256
- [Tsiganis et al. 2005] TSIGANIS, Kleomenis ; GOMES, Rodney ; MORBIDELLI, Alessandro ; LEVISON, Harold F.: Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System. In: *Nature* 435 (2005), S. 459–61. – ISSN 1476-4687
- [Veras und Raymond 2012] VERAS, Dimitri ; RAYMOND, Sean N.: Planet-Planet Scattering Alone Cannot Explain the Free-Floating Planet Population. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 421 (2012), S. L117—L121
- [Walsh et al. 2011] WALSH, Kevin J. ; MORBIDELLI, Alessandro ; RAYMOND, Sean N. ; O'BRIEN, David P. ; MANDELL, Avi M.: A low mass for Mars from Jupiter's early gas-driven migration. In: *Nature* 475 (2011), S. 12. – ISSN 1476-4687



- [Weidenschilling und Marzari 1996] WEIDENSCHILLING, S J. ; MARZARI, F.: Gravitational scattering as a possible origin for giant planets at small stellar distances. In: *Nature* 384 (1996), S. 619–21. – ISSN 0028-0836
- [Wetherill 1992] WETHERILL, George W.: An alternative model for the formation of the asteroids. In: *Icarus* 100 (1992), S. 307–325. – ISSN 00191035
- [Wisdom und Holman 1991] WISDOM, Jack ; HOLMAN, Matthew J.: Symplectic maps for the n-body problem. In: *The Astronomical Journal* 102 (1991), S. 1528–1538
- [Wisdom et al. 1996] WISDOM, Jack ; HOLMAN, Matthew J. ; TOUMA, J.: Symplectic Correctors. In: *Fields Institute Communications* 10 (1996)
- [Yoder 1979] YODER, C. F.: Notes on the origin of the Trojan asteroids. In: *Icarus* 40 (1979), Dezember, S. 341–344
- [Zappalà et al. 1998] ZAPPALÀ, V. ; CELLINO, A. ; GLADMAN, B. J. ; MANLEY, S. ; MIGLIORINI, F.: NOTE: Asteroid Showers on Earth after Family Breakup Events. In: *Icarus* 134 (1998), Juli, S. 176–179
- [Zhang und Zhou 2010] ZHANG, Hui ; ZHOU, Ji-Lin: On the orbital evolution of a giant planet pair embedded in a gaseous disk. I. Jupiter-Saturn configuration. In: *The Astrophysical Journal* 714 (2010), S. 532–548. – ISSN 0004-637X



Hiermit versichere ich, dass die am heutigen Tag an der Fakultät für Physik eingereichte Bachelorarbeit zum Thema „Die Evolution des Sonnensystems im Rahmen des Nizza-Modell“ selbstständig verfasst wurde und, dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Datum, Unterschrift: \_\_\_\_\_