

Autoreferat

1. Imię i nazwisko: **Cezary Migaszewski**

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/artystyczne – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej:

- Tytuł zawodowy magistra astronomii, nadany przez Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Toruń, 2007.
- Stopień naukowy doktora nauk fizycznych w zakresie astronomii, nadany uchwałą Rady Naukowej Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Toruń, 2010. Tytuł rozprawy doktorskiej "Dynamika wiekowa układów planetarnych i gwiazdowych".

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/artystycznych:

- 01.10.2009 – 30.09.2012: asystent, Centrum Astronomii, Uniwersytet Mikołaja Kopernika.
- 01.10.2012 – 30.09.2016: adiunkt, Centrum Astronomii, Uniwersytet Mikołaja Kopernika.
- 01.02.2014 – 31.01.2017: staż podoktorski, Instytut Fizyki, Uniwersytet Szczeciński.
- od 02.02.2017: adiunkt, Centrum Astronomii, Uniwersytet Mikołaja Kopernika.

4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311):

a) Tytuł osiągnięcia naukowego/artystycznego:

Migracja, orbity okresowe i powstawanie rezonansów ruchów średnich w układach dwóch i więcej planet

b) Lista artykułów naukowych wchodzących w skład osiągnięcia (autor/autorzy, tytuł/tytuły publikacji, rok wydania, nazwa wydawnictwa, recenzenci wydawniczy):

- H1 K. Goździewski, **C. Migaszewski**, „Multiple mean motion resonances in the HR 8799 planetary system”, 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 440:3140–3171.
- H2 **C. Migaszewski**, „On the migration of two planets in a disc and the formation of mean motion resonances”, 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 453:1632–1643.
- H3 **C. Migaszewski**, „On the migration of three planets in a protoplanetary disc and the formation of chains of mean motion resonances”, 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 458:2051–2060.
- H4 **C. Migaszewski**, „On the migration-induced formation of the 9:7 mean motion resonance”, 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 469:1131–1146.
- H5 **C. Migaszewski**, K. Goździewski, „A periodic configuration of the Kepler-25 planetary system”, 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 480:1767–1777.

c) Omówienie celu naukowego/artystycznego ww. pracy/prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

Wprowadzenie

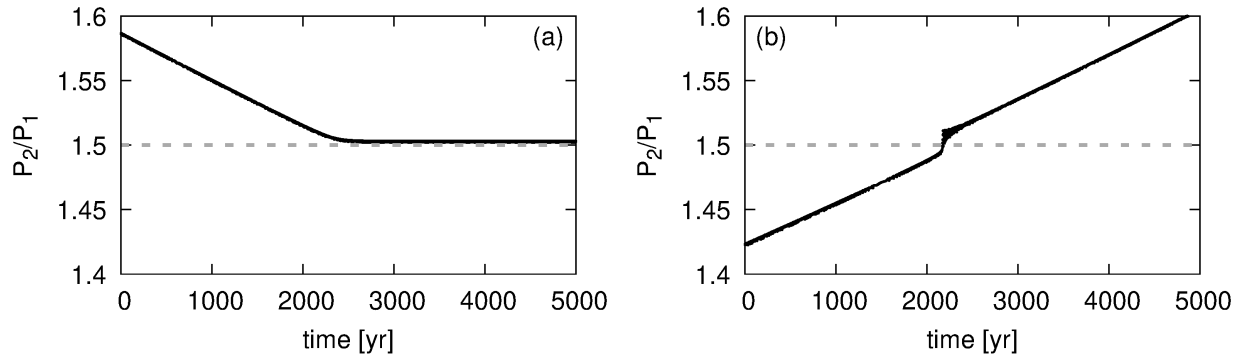
Powstawanie układów planetarnych jest istotnym zagadnieniem współczesnej astronomii. Teorie opisujące ten proces skupiają się zarówno na powstawaniu samych planet w dyskach protoplanetarnych, jak i na kształtowaniu się ich orbit oraz, w przypadku więcej niż jednej planety w danym systemie, także na formowaniu się konfiguracji orbitalnych. W procesie tym kluczową rolę odgrywają rezonanse ruchów średnich (w szczególności konfiguracje okresowe) oraz migracja planet w dyskach protoplanetarnych. Pojęcia te, znajdujące się w tytule osiągnięcia naukowego, zostaną w niniejszym wprowadzeniu wyjaśnione.

Oddziaływanie pomiędzy planetą i dyskiem skutkuje wymianą energii mechanicznej oraz momentu pędu pomiędzy nimi, co oznacza zmianę rozmiaru orbity (jej półosi wielkiej a) oraz jej stopnia spłaszczenia (czyli mimośrod e). Charakter tych zmian zależy od parametrów dysku oraz masy i orbity planety, jednak w typowych sytuacjach mamy do czynienia ze zmniejszaniem się zarówno rozmiaru orbity (mówimy wtedy o migracji planety w kierunku gwiazdy) jak i jej mimośrodu (mamy do czynienia z ukoławianiem orbity). Oddziaływanie planet z dyskiem jest przedmiotem wielu badań (np. Goldreich i Tremaine, 1979, 1980; Tanaka i in., 2002; Tanaka i Ward, 2004; Paardekooper i in., 2010, 2011). Jednym z ich celów jest określenie charakterystycznych skal czasowych migracji τ_a oraz ukoławiania τ_e , gdy parametry dysku oraz planety są zadane (często zamiast pary τ_a, τ_e używa się wielkości τ_a , oznaczając ją prościej przez τ , oraz $\kappa \equiv \tau_a/\tau_e$). Istotnym przedmiotem badań jest również ewolucja samego dysku (np. Shakura i Sunyaev, 1973; Pringle, 1981; D'Alessio i in., 1998). W ogólności mówimy więc o migracji planety w ewoluującym dysku, tj. tempo migracji oraz ukoławiania orbity jest funkcją położenia w dysku oraz czasu (etapu ewolucji dysku).

Jeśli w danym dysku znajduje się więcej planet o półosiach wielkich a_i oraz odpowiadających im okresach P_i (gdzie i numeruje planety w taki sposób, że $a_i < a_{i+1}$), to migracja danej pary planet może być zbieżna lub rozbieżna. Migracja zbieżna planet i oraz j ($i < j$) oznacza, że planeta j migruje szybciej niż planeta i , zatem stosunek półosi wielkich a_j/a_i (jak również okresów orbitalnych P_j/P_i) maleje w czasie. W przypadku migracji rozbieżnej, to planeta i migruje szybciej, zatem a_j/a_i (oraz P_j/P_i) rośnie w czasie.

Znanym wynikiem migracji zbieżnej jest powstawanie rezonansów ruchów średnich (np. Snellgrove i in., 2001; Lee i Peale, 2002), tj. współmierności częstości fundamentalnych związanych z ruchem orbitalnym: $n_i/n_j = P_j/P_i \approx (p+q)/p$, gdzie $j > i$, natomiast p i q są małymi liczbami naturalnymi, a q określa rząd rezonansu; przez $n_k \equiv 2\pi/P_k$ oznaczamy ruch średni planety $k = i, j$. Zjawisko rezonansu związane jest z synchronizacją ruchów planet na orbitach, jak również zmian samych orbit wynikających ze wzajemnych zaburzeń planeta-planeta, tj. półosi wielkich, mimośródów, długości perycentrów, w szczególności ich różnicy $\Delta\omega \equiv \omega_i - \omega_j$ oraz tzw. kątów rezonansowych $\phi \equiv p\lambda_i - (p+q)\lambda_j + (q-r)\omega_i + r\omega_j$, gdzie λ_k to długość średnia k -tej planety, a r jest liczbą naturalną z przedziału od 0 do q . Wskaźnikiem istnienia takiej synchronizacji jest sposób, w jaki zmieniają się kąty $\Delta\omega$, ϕ , które, w przypadku układu rezonansowego, powinny oscylować wokół ustalonych wartości. Powoduje to, że konfiguracja ewoluuje regularnie i jest stabilna. Jest to istotne z powodu występowania chaosu w obszarze separatrysy rezonansu. Obszar chaosu jest tym większy, im większe są masy planet. W szczególności, brak synchronizacji ruchów systemu, którego $P_j/P_i \approx (p+q)/p$ może oznaczać ewolucję chaotyczną, co z kolei prowadzić może do destabilizacji układu.

Rysunek 1 przedstawia przykładową ewolucję stosunku okresów orbitalnych w przypadku migracji zbieżnej oraz rozbieżnej w systemie dwóch planet $i = 1, j = 2$. W symulacji użyto tzw. parametrycznego modelu migracji (Papaloizou i Larwood, 2000; Beaugé i in., 2006; Moore i in., 2013), w którym



Rysunek 1: Zmiana stosunku okresów układu dwóch planet o masach $m_1 = m_2 = 10 M_\oplus$ obiegających gwiazdę o masie $m_0 = 1 M_\odot$ w przypadku migracji zbieżnej (panel a) oraz rozbieżnej (panel b) w pobliżu rezonansu 3:2. Początkowe parametry orbitalne $a_1 = 0.2$ AU, $e_1 = 0.01$, $e_2 = 0$, $\omega_1 = 0$, $\omega_2 = \pi$, $M_1 = 0$, $M_2 = 0$ (dla obu symulacji) oraz $a_2 = 0.272$ AU (panel a) i $a_2 = 0.253$ AU (panel b). Parametry migracji: $\kappa = 300$ (dla obu symulacji) oraz $\tau_1 = 1 \times 10^4$ lat, $\tau_2 = 4 \times 10^3$ lat (panel a); $\tau_1 = 4 \times 10^3$ lat, $\tau_2 = 1 \times 10^4$ lat (panel b). W symulacji użyto modelu parametrycznego migracji, wzór 1.

do N-ciałowych równań ruchu dodaje się następujące wyrazy imitujące oddziaływanie dysk-planeta:

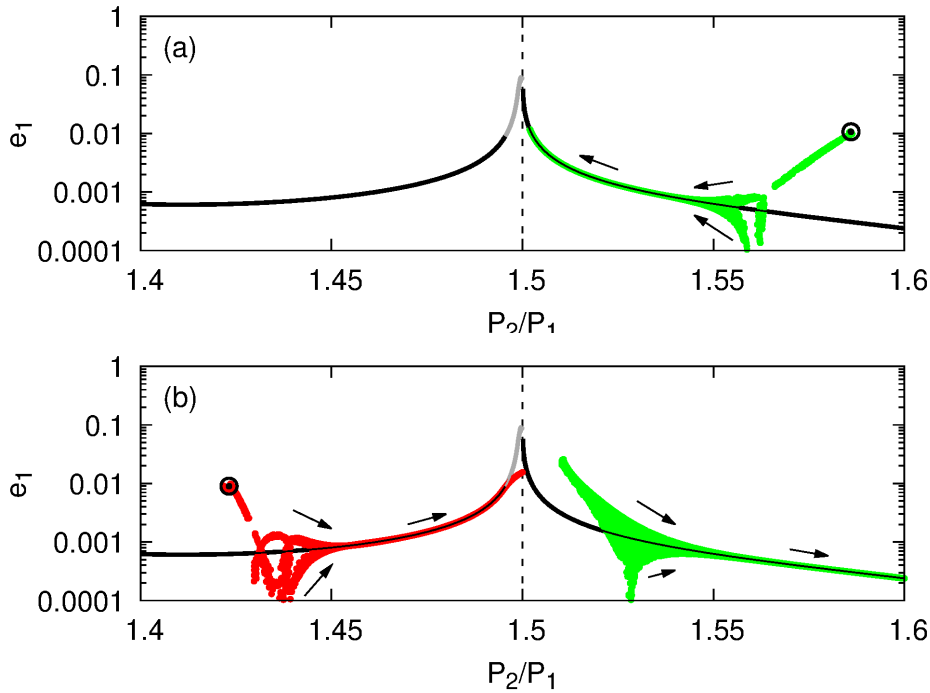
$$\mathbf{f}_i = -\frac{\mathbf{v}_i}{2\tau_i} - \frac{\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_{c,i}}{\tau_i \kappa_i^{-1}}, \quad (1)$$

gdzie $\mathbf{v}_i$ jest prędkością astrocentryczną i -tej planety, $\mathbf{v}_{c,i}$ jest prędkością keplerowską planety na kołowej orbicie o promieniu równym odległości planety od gwiazdy. Skala czasowa migracji i -tej planety oznaczona jest przez τ_i , natomiast skala czasowa ukoławiania τ_e orbity i -tej planety dana jest przez τ_i podzielone przez stały czynnik $\kappa_i > 1$. Powyższy model prowadzi, przy braku oddziaływania pomiędzy planetami, do następującej ewolucji półosi wielkiej oraz mimośrodów orbity i -tej planety (dla $e_i \ll 1$): $a_i(t) \approx a_i(0) \exp(-t/\tau_i)$ oraz $e_i(t) \approx e_i(0) \exp(-\kappa_i t/\tau_i)$.

W przypadku przedstawionym na lewym panelu Rys. 1 stosunek okresów orbitalnych, początkowo większy od wartości nominalnej, maleje do momentu, w którym $P_2/P_1 \approx (p+q)/p$ (tutaj $p = 2, q = 1$, co odpowiada rezonansowi 3:2), po czym zaczyna oscylować w pobliżu wartości nominalnej rezonansu. W przypadku migracji rozbieżnej (prawy panel Rys. 1) sytuacja wygląda inaczej. Stosunek okresów, początkowo < 1.5 , cały czas rośnie, osiągając wartości > 1.5 . Oscylacje P_2/P_1 wokół wartości nominalnej nie występują.

Aby zrozumieć ten efekt, należy spojrzeć na rezonans w kontekście konfiguracji okresowych. Hadjidemetriou (1976) pokazał, że w problemie planetarnym (dla niezerowych mas planet), w układzie współrotującym z jedną z planet, istnieją rodziny orbit (konfiguracji) okresowych związane z rezonansami ruchów średnich. Układ, który ewoluuje okresowo charakteryzuje się tym, że startując z danego punktu w przestrzeni fazowej (np. przestrzeni położenia i prędkości planet lub też elementów orbitalnych), po pewnym czasie T (tj. okresie ewolucji) powraca do tego samego punktu. Inaczej mówiąc, trajektoria fazowa takiego układu jest krzywą zamkniętą. Istnieją całe rodziny (gałęzie) takich konfiguracji, parametryzowane np. przez jedną ze współrzędnych lub, jeśli stan układu dany jest przez elementy orbitalne, przez stosunek okresów (taka parametryzacja używana będzie w niniejszym autoreferacie). Przez konfigurację okresową rozumiemy dowolnie wybrany punkt tej krzywej.

Konfiguracje okresowe mogą być stabilne lub niestabilne. W pierwszym przypadku, jeśli układ (przez układ rozumiemy tutaj reprezentujący jego stan punkt w przestrzeni fazowej) początkowo znajduje się blisko trajektorii zamkniętej, podczas ewolucji zawsze będzie się znajdował w niedużej od niej odległości. W drugiej sytuacji, system będzie znajdował się w pobliżu trajektorii zamkniętej jedynie przez pewien skończony czas.



Rysunek 2: Ewolucja na diagramie $(P_2/P_1, e_1)$ układu dwóch planet w przypadku migracji zbieżnej (panel a) oraz rozbieżnej (panel b). Rodziny konfiguracji okresowych stabilnych oraz niestabilnych zaznaczone są, odpowiednio, przez czarne oraz szare krzywe. Gałęzie dla $P_2/P_1 < 1.5$ odpowiadają anomalii średnim $\mathcal{M}_1 = 0$ i $\mathcal{M}_2 = 0$, podczas gdy $\mathcal{M}_1 = 0$ i $\mathcal{M}_2 = \pi$ dla $P_2/P_1 > 1.5$. W obu przypadkach $\Delta\omega = \pi$. Kolorem czerwonym oznaczono położenie układu na diagramie dla $\mathcal{M}_1 \approx 0$ oraz $\mathcal{M}_2 \approx 0$, kolorem zielonym: $\mathcal{M}_1 \approx 0$ oraz $\mathcal{M}_2 \approx \pi$. Strzałki wskazują kierunek ewolucji. Początek ewolucji dla danej symulacji oznaczony jest dużym czarnym punktem. Panele (a) i (b) odpowiadają układom, których ewolucja przedstawiona została na panelach (a) i (b) Rys. 1.

Jeśli migracja planet jest odpowiednio powolna oraz oddziaływanie dysk-planeta powoduje, że mimośrodory orbit maleją (czyli w sytuacji, którą nazwiemy typową), system dwóch planet ewoluuje w przestrzeni fazowej wzdłuż rodziny konfiguracji okresowych (np. Ferraz-Mello i in., 2003; Beaugé i in., 2006; Hadjidemetriou i Voyatzis, 2010). Orbits okresowe stanowią więc w przestrzeni fazowej atraktor dla układu z migrującymi planetami. Ewolucja systemów zilustrowana na Rys. 1 może być przedstawiona również na diagramie $(P_2/P_1, e_1)$ na tle rodzin orbit okresowych (Rys. 2).

Rysunek 2a odpowiada migracji zbieżnej. Stosunek okresów jest początkowo większy od wartości nominalnej 1.5, tj. $P_2/P_1 \approx 1.586$, natomiast mimośród $e_1 = 0.01$ jest znacząco różny od wartości odpowiadającej konfiguracji okresowej. Migracja jest zbieżna, tj. P_2/P_1 maleje, jednocześnie e_1 maleje w taki sposób, że układ (punkt w przestrzeni fazowej opisujący jego stan) zbliża się do rodziny orbit okresowych. Dla $P_2/P_1 \approx 1.55$ badana konfiguracja znajduje się na gałęzi orbit okresowych i dalej ewoluuje wzdłuż niej, do momentu gdy P_2/P_1 osiąga wartość bliską 1.5, natomiast $e_1 \approx 0.01$. Dalsze zmniejszanie się P_2/P_1 skutkowałoby dalszym wzrostem e_1 , a im większy jest mimośród, tym silniej ukoławiana jest orbita (ponieważ $\dot{e} = -e/\tau_e$). Osiągana wartość ≈ 0.01 odpowiada równowadze pomiędzy wzbudzeniem mimośrodory, wynikającym ze zmniejszania się P_2/P_1 przy ewolucji wzdłuż gałęzi orbit okresowych, oraz ukoławianiem orbity, na skutek oddziaływania planety z dyskiem. Jest to typowy scenariusz dla gładkiej (tj. bez dodatkowych zaburzeń) migracji zbieżnej.

W drugim przypadku, przedstawionym na Rys. 2b, startowe $P_2/P_1 \approx 1.423$ oraz migracja jest rozbieżna. Pierwsza część ewolucji układu na diagramie $(P_2/P_1, e_1)$ oznaczona jest na czerwono. Na tym

etapie system zbliża się do rodziny orbit okresowych. Dla stosunku okresów ≈ 1.45 konfiguracja znajduje się już na gałęzi orbit okresowych i dalej ewoluuje wzdłuż niej, do momentu gdy orbity okresowe przestają być stabilne (krzywa czarna przechodzi w szarą). Dalsza ewolucja systemu (przedstawiona na zielono) nie następuje już wzdłuż gałęzi konfiguracji okresowych, natomiast stosunek okresów rośnie do wartości > 1.5 .

Przejście pomiędzy dwiema gałęziami orbit okresowych nie jest ciągłe (np. Hadjidemetriou, 1976). Dla $P_2/P_1 < 1.5$ argument krytyczny rezonansu $\phi_1 \equiv 2\lambda_1 - 3\lambda_2 + \varpi_1 = \pi$, podczas gdy dla $P_2/P_1 > 1.5$ kąt $\phi_1 = 0$. Nieciągłość pomiędzy dwiema gałęziami powoduje czasowe odejście systemu od konfiguracji okresowej. Poza tym ewolucja układu przebiega wtedy z pominięciem punktów $(0, 0)$ oraz $(0, \pi)$ na płaszczyźnie anomalii średnich (brak zielonych punktów reprezentujących stan systemu dla $P_2/P_1 \lesssim 1.51$). Po pewnym czasie system znów ewoluuje wzdłuż gałęzi orbit okresowych. Taka sytuacja jest typowa w przypadku migracji rozbieżnej. W przeciwieństwie do migracji zbieżnej, nie występuje tutaj konfiguracja równowagowa, a zatem jeśli skale czasowe $\tau_1 < \tau_2$, to stosunek okresów będzie stale rość.

W dalszej części autoreferatu przedstawione zostaną wyniki opisane w artykułach H1–H5, stanowiących osiągnięcie naukowe. W każdym z problemów rozpatrywanych w tych pracach migracja odgrywa kluczową rolę, jako proces prowadzący do powstawania rezonansów ruchów średnich, w szczególności orbit okresowych. W dwóch z tych prac, H1 i H5, zrozumienie mechanizmu migracji pozwoliło na właściwą interpretację danych obserwacyjnych, odpowiednio układów HR 8799 i Kepler-25, i wyznaczenie konfiguracji orbitalnych tych dwóch bardzo różnych (w sensie mas i rozmiarów liniowych) od siebie systemów. Prace te stanowią klamrę cyklu składającego się na osiągnięcie naukowe. Trzy pozostałe prace, H2–H4, poświęcone są analizie samego procesu powstawania rezonansów na drodze migracji i nie odnoszą się do konkretnych znanych układów planetarnych, choć praca H4 poświęcona powstawaniu rezonansu 9:7 zainspirowana była wcześniejszym artykułem na temat systemu Kepler-29 (Migaszewski i in., 2017).

Migracja planet a problem znalezienia stabilnych konfiguracji obserwowanych układów wieloplanetarnych – przykład HR 8799 (praca H1)

Jak wspomniano w powyższym wprowadzeniu, proces migracji prowadzi w typowych sytuacjach do powstania stabilnych konfiguracji rezonansowych. Fakt ten został wykorzystany do znalezienia parametrów orbitalnych układu wokół gwiazdy HR 8799, które odpowiadają stabilnej ewolucji orbitalnej oraz są jednocześnie zgodne z obserwacjami.

System planetarny wokół gwiazdy HR 8799 został odkryty metodą bezpośredniego obrazowania dziesięć lat temu. Początkowo odkryto trzy planety o masach ~ 10 mas Jowisza (M_{Jup}) każda, na orbitach o okresach od ~ 100 do ~ 450 lat (Marois i in., 2008). Dwa lata później dokonano detekcji czwartej równie masywnej planety na orbicie o okresie ~ 50 lat (Marois i in., 2010). Układ od razu stał się obiektem wielu badań, celem których było m. in. wyznaczenie konfiguracji orbitalnej tego złożonego systemu.

Zadanie to nie jest łatwe z dwóch powodów. Po pierwsze, dane astrometryczne obejmowały w momencie odkrycia zaledwie ~ 10 lat (dla planety najbardziej wewnętrznej, HR 8799e, nawet mniej), co sprawiało, że wyznaczenie elementów orbitalnych było niepewne. Obecnie, pomimo dodatkowych kilku lat obserwacji, sytuacja wygląda podobnie. Inaczej mówiąc, obszar w przestrzeni parametrów, odpowiadający konfiguracjom zgodnym z danymi jest bardzo duży – a jest to przestrzeń 18-to wymiarowa, przy założeniu, że układ jest płaski oraz, że masy planet są znane. Po drugie, silne oddziaływania grawitacyjne pomiędzy masywnymi planetami oraz zwartość dynamiczna układu (okresy orbitalne kolejnych par planet, jakkolwiek znane z dużą niepewnością, są w stosunkach rzędu 2) powoduje, że przestrzeń parametrów systemu zdominowana jest przez silne ruchy chaotyczne. Przez zawar-

tość dynamiczną rozumiemy tutaj małe stosunki rozmiarów orbit/okresów orbitalnych, tj. a_{i+1}/a_i lub P_{i+1}/P_i , a nie małe wartości a_i lub P_i . Z uwagi na skalowalność liniową zagadnienia N ciał, zmiana rozmiarów orbit przekłada się jedynie na zmianę skali czasowej ewolucji, natomiast nie pociąga za sobą zmian w dynamice.

Problemy ze znalezieniem stabilnych konfiguracji zgodnych z obserwacjami zostały zgłoszone krótko po odkryciu pierwszych trzech planet układu (Fabrycky i Murray-Clay, 2010; Goździewski i Migaszewski, 2009). Po odkryciu czwartej, sytuacja jeszcze się pogorszyła. Dla kompletności obrazu należy jednak nadmienić, że przyjmowany zwykle za konieczny warunek stabilności orbitalnej układu słonecznego (wiek gwiazdy, choć słabo określony, mieści się najprawdopodobniej w przedziale od ~ 30 do ~ 90 milionów lat; Baines i in., 2012) był zarzucany na rzecz hipotezy mówiącej, że układ może się rozpaść w ciągu najbliższych kilkudziesięciu milionów lat (Goździewski i Migaszewski, 2009). Jakkolwiek taka hipoteza nie może być z góry wykluczona, szukanie alternatywnych modeli wynikało bardziej z niemożności znalezienia stabilnych konfiguracji, niż z istotnych przesłanek astrofizycznych.

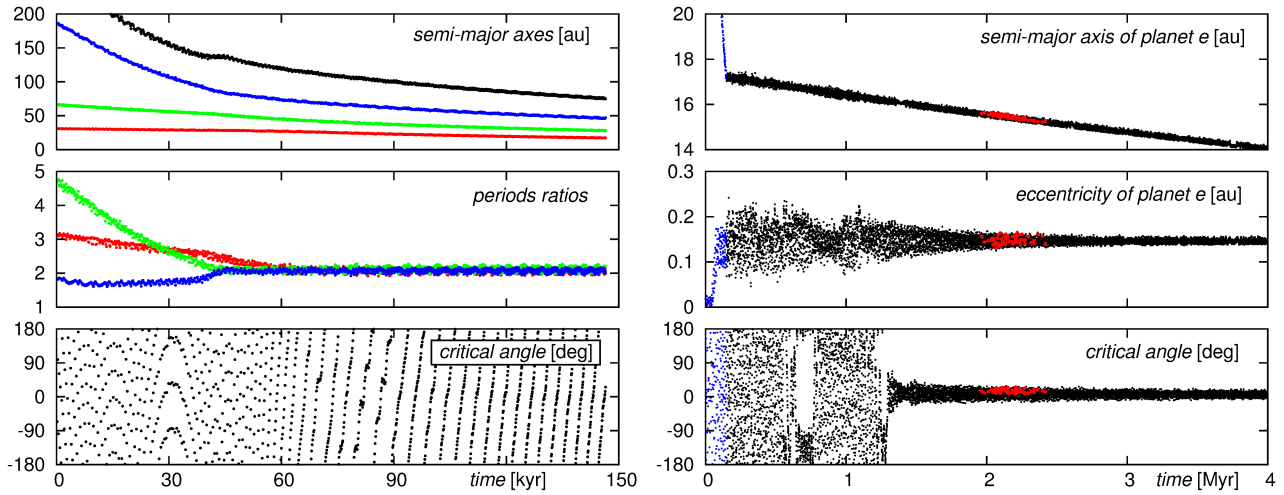
W celu znalezienia stabilnych konfiguracji zgodnych z obserwacjami postępuje się zwykle w następujący sposób. W pierwszym kroku stosuje się algorytm globalnego przeszukiwania przestrzeni parametrów w celu znalezienia systemów odpowiednio dobrze pasujących do danych obserwacyjnych, np. w sensie odpowiednio małej wartości funkcji χ^2 , uzyskując zazwyczaj bardzo dużą liczbę konfiguracji. W drugim kroku służą one za warunki początkowe w całkowaniach N-ciałowych, mających na celu określenie, czy dana konfiguracja jest stabilna czy nie. Często używa się tutaj tzw. szybkich indykatorów chaosu, dzięki czemu proces ten można znacząco przyspieszyć (np. Panichi i in., 2017).

W przypadku układu HR 8799 strategia ta jednak nie jest skuteczna. Jak zostało wspomniane powyżej, z uwagi na duże masy, zwartość dynamiczną systemu oraz krótki ciąg obserwacyjny, prawdopodobieństwo znalezienia stabilnej konfiguracji zgodnej z obserwacjami jest bardzo małe, rzędu ϵ^{18} . Wielkość ϵ określa średnią po parametrach ze stosunku zakresu wartości danego parametru odpowiadających stabilnej ewolucji do jego zakresu dopuszczanego przez więzy obserwacyjne. Już przy $\epsilon \sim 0.1$, prawdopodobieństwo losowego znalezienia takiej konfiguracji jest rzędu 10^{-18} , natomiast efektywnie można przebadать pod kątem stabilności liczbę warunków początkowych $\sim 10^9$.

Szanse znalezienia stabilnego systemu pasującego do obserwacji można zwiększyć stosując inne algorytmy przeszukiwania przestrzeni parametrów. W metodzie znanej w literaturze pod nazwą GAMP (Goździewski i in., 2008), stabilność konfiguracji badana jest w trakcie procesu dopasowywania orbit do danych obserwacyjnych. Jednak i tutaj, przy braku znaczącego ograniczenia warunków początkowych, wielość parametrów oraz bardzo mały obszar stabilnego ruchu powodują, że postawiony cel nie mógł zostać osiągnięty.

W obu opisanych powyżej podejściach większość (jeśli nie cały) czas obliczeniowy przeznaczony jest na testowanie zgodności z obserwacjami oraz z założeniem stabilności konfiguracji, które i tak okazują się być niestabilne. Podejście zaproponowane w pracy H1 polega na tym, że sprawdzane są pod kątem zgodności z obserwacjami jedynie konfiguracje, o których wiemy z góry, że są stabilne. Stabilność jest zapewniona właśnie przez proces migracji. Takie podejście pociąga za sobą jednak założenie odnośnie konkretnego typu konfiguracji orbitalnej, tj. rezonansowej, które w rzeczywistości nie musi być spełnione (np. Göteborg i in., 2016).

Zaproponowana metoda została opisana w pracy H1, poniżej zostanie przedstawiona jedynie w zarysie. W astrofizycznym modelu oddziaływania dysk-planeta skale czasowe migracji oraz ukoławiania zależą w złożony sposób od parametrów dysku oraz masy planety. W zaprezentowanym w H1 podejściu użyto parametrycznego modelu migracji (wzór 1), w którym τ_i oraz κ_i są wolnymi parametrami.

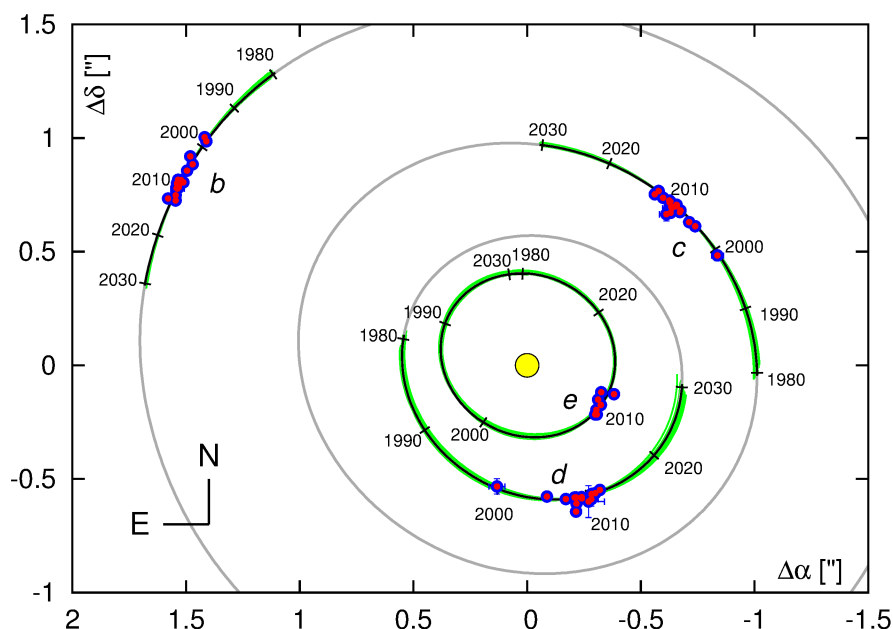


Rysunek 3: Ewolucja przykładowej konfiguracji z migrującymi planetami o masach jak w układzie HR 8799 przedstawiona jako zmiana w czasie parametrów układu, tutaj: półosi wielkich, stosunków okresów, wartości kąta krytycznego łańcucha rezonansów 8:4:2:1 ($\theta = \lambda_1 - 2\lambda_2 - \lambda_3 + 2\lambda_4$) oraz mimośrodu planety wewnętrznej. Panele po prawej stronie odpowiadają spowolnionej migracji (patrz tekst). Na czerwono zaznaczono konfiguracje, które są zgodne z obserwacjami. Rysunki z pracy H1.

Jakkolwiek prosty, model ten wykorzystany jest tutaj jedynie do symulowania procesu prowadzącego do powstania układu rezonansowego (czyli stabilnego). Jak wyjaśniono we wprowadzeniu, ewolucja systemu z migrującymi planetami w przestrzeni fazowej determinowana jest przez strukturę orbit okresowych, a ta zależy jedynie od mas planet oraz ich liczby, natomiast jest niezależna od parametrów dysku czy też przyjętego modelu migracji. Parametry dysku protoplanetarnego, w którym powstały planety układu HR 8799, jak również ich początkowe orbity nie są znane, nie były też przedmiotem badań w pracy H1. Inaczej mówiąc, w pracy tej migracja została wykorzystana jako metoda heurystyczna znalezienia stabilnych konfiguracji rezonansowych, które następnie badane były pod kątem zgodności z obserwacjami.

Rysunek 3 przedstawia wynik przykładowej symulacji ilustrującej działanie metody. Początkowe orbity planet zadane są losowo, w taki sposób, aby stosunki okresów kolejnych planet ≥ 2 oraz żeby orbity były bardziej rozległe niż obecnie obserwowane. Parametry migracji τ_i, κ_i (gdzie $i = 1, 2, 3, 4$ numeruje kolejne planety, począwszy od najbardziej wewnętrznej) również wybrano losowo, jednak tak, żeby migracja była zbieżna dla każdej kolejnej pary planet, tj. $\tau_1 > \tau_2 > \tau_3 > \tau_4$. W omawianym przykładzie, po czasie ~ 60 tysięcy lat stosunki okresów kolejnych par planet $P_{i+1}/P_i \approx 2$, jednak kąt krytyczny tego łańcucha rezonansów, $\theta \equiv \lambda_1 - 2\lambda_2 - \lambda_3 + 2\lambda_4$, wciąż rotuje (paneły w lewej kolumnie), co oznacza, że układ jeszcze nie jest rezonansowy.

Kiedy rozmiary orbit osiągną wartości zbliżone do obserwowanych, migracja zostaje spowolniona (paneły w prawej kolumnie). Jest to zabieg techniczny, stosowany w celu niedopuszczenia do pominięcia konfiguracji pasującej do obserwacji. Na każdym kroku całkowania równań ruchu sprawdzany jest stopień dopasowania konfiguracji do danych obserwacyjnych. Aby stwierdzić czy dany system może odpowiadać obserwacjom astrometrycznym, znajdowane są najlepiej pasujące wartości kątów Eulera, opisujących orientację systemu w przestrzeni, jak również faza ewolucji N-ciałowej (co odpowiada przyporządkowaniu znalezionemu warunkowi początkowemu właściwej epoki). W przedstawionym przykładzie po czasie ~ 2 milionów lat symulowanej migracji parametry układu dobrze odpowiadają danym astrometrycznym. Systemy pasujące do obserwacji zaznaczono na czerwono. W tym czasie układ jest już konfiguracją rezonansową. Mówimy wtedy o rezonansie czterociałowym. Kąt rezonansowy całej konfiguracji, jak również kąty odpowiadające rezonansom 2:1



Rysunek 4: Pozycje planet na niebie (czerwone punkty) w poszczególnych epokach obserwacyjnych. Gwiazda (żółty dysk) znajduje się w punkcie (0,0). Zielone krzywe przedstawiają orbity modelowe (w przedziale czasu od roku 1980 do 2030) odpowiadające stabilnym oraz pasującym do obserwacji konfiguracjom. Szare/czarne krzywe odpowiadają systemowi o najlepszej jakości dopasowania. Rysunek z pracy H1.

w poszczególnych parach planet, librują z małą amplitudą, co gwarantuje stabilność układu (która została sprawdzona przez bezpośrednie całkowanie N-ciałowe). Klasycznym przykładem takiego rezonansu wielokrotnego w naszym Układzie Słonecznym jest trójciałowy rezonans Laplace’a w systemie księżyców Jowisza: Io, Europy i Ganimedesa (Sinclair, 1975; Yoder, 1979), który również złożony jest z rezonansów dwuciałowych 2:1.

Rysunek 4 przedstawia dane obserwacyjne (położenia planet względem gwiazdy centralnej) w poszczególnych epokach wraz z dopasowanym modelem orbitalnym. Model ten jest używany jako „oficjalna” konfiguracja systemu HR 8799 w pracach, w których badana jest struktura dynamiczna dysków pyłowych odkrytych na zewnątrz orbity najbardziej zewnętrznej planety b oraz wewnątrz orbity najbardziej wewnętrznej planety e (np. Contro i in., 2015, 2016; Read i in., 2018). Wciąż jednak poszukiwane są możliwe stabilne konfiguracje nierezonansowe tego systemu (np. Göterberg i in., 2016). W niedawnej pracy (Goździewski i Migaszewski, 2018) metoda przedstawiona w artykule H1 została ulepszona i użyta do analizy rozszerzonego o nowe obserwacje zestawu danych astrometrycznych. Nowa analiza potwierdziła rezonansową naturę układu. Pozostałe wyniki tej pracy zostaną omówione w dalszej części autoreferatu.

Zaprezentowana w pracy H1 metoda została również wykorzystana do znalezienia dobrego punktu startowego w analizie fotodynamicznej układu Kepler-223 (Mills i in., 2016). System ten, odkryty w ramach misji KEPLER (Borucki i in., 2010, 2011), składa się z czterech planet o masach kilku mas Ziemi, które tworzą bardzo zwartą konfigurację rezonansową, tj. okresy kolejnych par planet są w stosunkach bliskich $4/3$, $3/2$, $4/3$. Podobnie jak w przypadku systemu HR 8799, zwartość dynamiczna układu, wielowymiarowość przestrzeni parametrów, jak również słabe więzy obserwacyjne (niski stosunek sygnału do szumu, stosunkowo krótki ciąg obserwacyjny) powodowały, że znalezienie stabilnej konfiguracji zgodnej z obserwacjami było bardzo mało prawdopodobne przy zastosowaniu standardowych metod optymalizacji modeli orbitalnych. Metoda zaproponowana w pracy H1 pozwoliła na znalezienie takiej konfiguracji i potwierdzenie rezonansowej natury systemu Kepler-223.

Praca (Mills i in., 2016), opublikowana w *Nature* wraz z grupą amerykańskich astronomów, nie znalazła się na liście stanowiącej osiągnięcie naukowe, z uwagi na niedominujący (choć istotny) udział habilitanta w jej powstaniu. Niemniej jednak, zastosowanie metody przedstawionej w pracy H1 do układu bardzo różnego od systemu, do analizy którego została opracowana, jak również do innego typu danych obserwacyjnych, wskazuje na uniwersalność samego podejścia oraz na istotność procesu migracji w formowaniu się konfiguracji orbitalnych w bardzo różnych zakresach mas planet oraz rozmiarów liniowych układów.

Ewolucja dwóch planet w dysku protoplanetarnym – konfiguracje okresowe jako stan końcowy migracji (praca H2)

Jak pokazano na przykładzie systemu HR 8799, migracja odgrywa istotną rolę w powstawaniu konfiguracji orbitalnych zwartych systemów z kilkoma planetami. Naturalnym jest zatem zbadanie tego procesu w bardziej systematyczny sposób, zaczynając od układów dwuplanetarnych oraz odchodząc od parametrycznego modelu migracji na rzecz modelu astrofizycznego. Taki był cel pracy H2, przy czym skupiono się na systemach, których planety mają masy rzędu kilku-kilkunastu mas Ziemi, a okresy orbitalne są rzędu kilku-kilkudziesięciu dni.

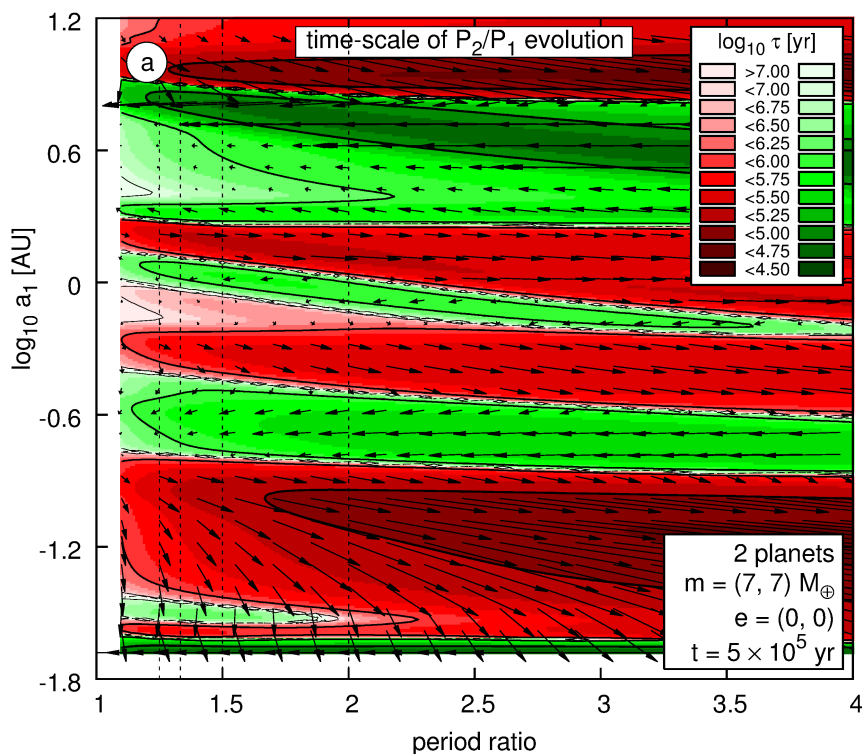
Były dwa powody wspomnianego powyżej wyboru. Pierwszym był fakt, iż dzięki misji KEPLER (Borucki i in., 2010) znamy setki systemów z małomasywnymi planetami na krótkookresowych orbitach, co sprawia, że wyniki modelowania migracji mogą być porównane z obserwowanymi układami zarówno dla indywidualnych przypadków, jak i w sensie statystycznym. Drugi powód był taki, że niewielkie planety nie zaburzają w istotny sposób ewolucji dysku protoplanetarnego, dzięki czemu można stosować uproszczone modele samego dysku, jak również oddziaływania dysk-planeta, zamiast znacznie bardziej czasochłonných pełnych symulacji hydrodynamicznych. Podejście to umożliwia zbadanie ewolucji układów z migrującymi planetami dla wielu różnych wartości mas oraz początkowych parametrów orbitalnych.

Bezpośrednią motywacją powstania pracy H2 była próba wyjaśnienia rozbieżności statystycznych pomiędzy rozkładem stosunków okresów otrzymywanym z symulacji migracji planet oraz rozkładem uzyskiwanym dla znanych układów, głównie odkrytych w ramach misji KEPLER (np. Fabrycky i in., 2014). Okazuje się, że systemów, których stosunki okresów są bliskie wartościom rezonansowym $2/1, 3/2, 4/3$, itd. nie jest wiele, tj. histogram P_2/P_1 nie posiada wyraźnych maksimum w okolicach liczb wymiernych, odpowiadających rezonansom pierwszego rzędu (poza słabym maksimum w okolicy rezonansu $3:2$).

Gdyby podczas ewolucji planet w dyskach przeważała migracja zbieżna, maksima w histogramie powinny być bardzo silne i zdecydowana większość systemów powinna mieć $P_2/P_1 \approx (p+1)/p$, z uwagi na dominującą rolę rezonansów pierwszego rzędu. Z drugiej strony, gdyby planety migrowały głównie rozbieżnie, konfiguracje nie byłyby tak zwarte, tj. przeważałyby układy hierarchiczne, których stosunki okresów $P_2/P_1 \gtrsim 10$.

W literaturze przedstawianych jest kilka możliwych wyjaśnień obserwowanych rozbieżności. Wśród nich są turbulencje w dysku (Nelson, 2005) lub oddziaływanie planet z planetezymalami już po rozproszczeniu się dysku (Chatterjee i Ford, 2015). Innym proponowanym mechanizmem jest rozbieżna migracja wywołana oddziaływaniami pływowymi planet z gwiazdą centralną (Papaloizou, 2011; Batygin i Morbidelli, 2013; Delisle i Laskar, 2014).

W pracy H2 zaproponowano, że wyjaśnieniem omawianej niezgodności wyników modelowania ze statystyką obserwowanych systemów może być naprzemienna migracja zbieżna i rozbieżna pary planet, wynikająca ze złożonej struktury dysku oraz jego ewolucji. Skonstruowano model tzw. α -dysku, (np. Shakura i Sunyaev, 1973), tj. taki, w którym lepkość turbulentna traktowana jest w uprosz-

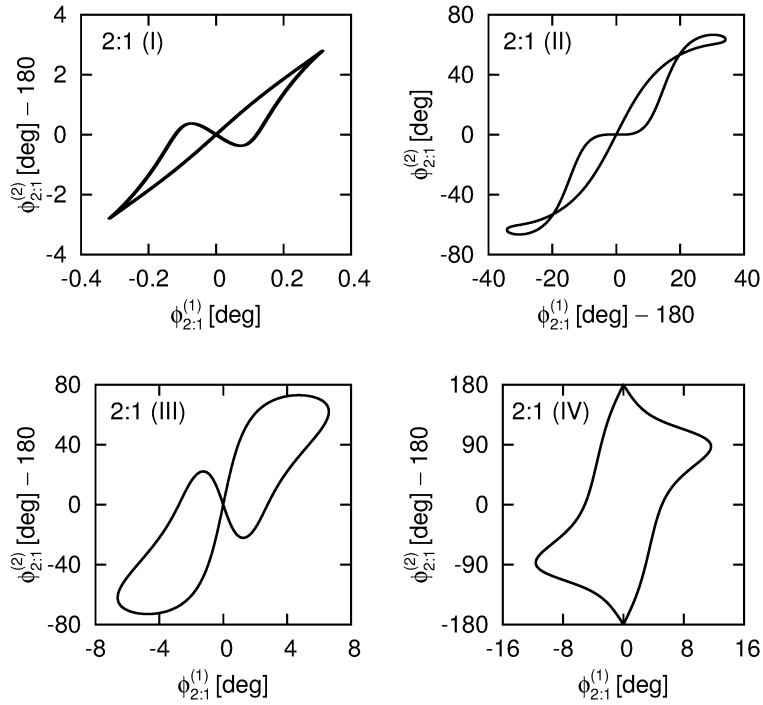


Rysunek 5: Kolorem oznaczono skale czasowe zmienności P_2/P_1 jako funkcję $(P_2/P_1, a_1)$. Kolor zielony oznacza migrację zbieżną, czerwony – rozbieżną. Nasycenie koloru jest tym większe im szybsza jest ewolucja P_2/P_1 . Strzałki tworzą pole wektorowe systemu dwóch planet na przedstawionym diagramie. Diagram odpowiada masom planet $m_1 = m_2 = 7 M_\oplus$ oraz ustalonej chwili czasu w ewolucji dysku ($t = 5 \times 10^5$ lat). Rysunek z pracy H2.

czony sposób. Parametry dysku, tj. tempo akrecji, determinowane przez wartość α , jak również efektywność procesu foto-parowania (Matsuyama i in., 2003), dobrane zostały tak, aby czas życia dysku był wystarczający do migracji planet o masach kilku-kilkunastu mas Ziemi z orbit o rozmiarach ~ 1 AU do orbit o okresach kilku-kilkudziesięciu dni. W pracy pokazano, że kluczowe dla uzyskania realistycznego modelu dysku było uwzględnienie zależności nieprzeźroczystości od temperatury i gęstości dysku gazowo-pyłowego (użyto tablic nieprzeźroczystości z pracy Semenov i in., 2003).

Znając parametry fizyczne dysku w danej chwili czasu oraz odległość od gwiazdy centralnej, obliczana jest siła działająca na planetę, przy wykorzystaniu formuł przybliżonych, głównie z prac (Paardekooper i in., 2011; Tanaka i Ward, 2004), opisujących migrację oraz ukoławianie orbit planet małowasywnych. Uwzględnione zostało również przejście w zakres bardziej masywnych planet (Dittkrist i in., 2014). Tak obliczona siła dodawana jest do N-ciałowych równań ruchu, które są całkowane numerycznie w przedziale czasu równym 3 milionom lat, co odpowiada czasowi życia dysku. Dokładny opis modelu znajduje się w pracy H2.

Jednym z celów artykułu było wykazanie, że dla różnych odległości od gwiazdy centralnej, migracja planet może zachodzić w różnych skalach czasu, w szczególności może zmieniać kierunek. W konsekwencji dla pary planet migracja może być zbieżna lub rozbieżna, zależnie od tego, w którym miejscu w dysku znajdują się w danej chwili planety. W ogólności stosunek okresów może naprzemiennie maleć i rosnać. Oprócz tego sam dysk ewoluuje, co sprawia że obszary migracji zbieżnej i rozbieżnej przesuwają się w kierunku gwiazdy. Złożenie tych dwóch efektów powoduje, że wynik końcowy (tj. stosunek okresów) może być trudny do przewidzenia bez prześledzenia ewolucji systemu aż do momentu rozproszenia dysku.



Rysunek 6: Ewolucja czterech wybranych systemów, będących wynikiem symulacji migracji w ewoluującym dysku, przedstawiona na diagramach kątów rezonansowych $\phi_{2:1}^{(1)} \equiv \lambda_1 - 2\lambda_2 + \omega_1$ oraz $\phi_{2:1}^{(2)} \equiv \lambda_1 - 2\lambda_2 + \omega_2$. Czas całkowania N-ciałowego wynosi $10^5 P_2$. Rysunki z pracy H2.

Rysunek 5 przedstawia obszary zbieżnej oraz rozbieżnej migracji, oznaczone odpowiednio zielonym oraz czerwonym kolorem, dla planet o równych masach $m_1 = m_2 = 7 M_\oplus$ w wybranej epoce ewolucji dysku. Strzałki oznaczają pole wektorowe na diagramie $(P_2/P_1, a_1)$. Ewolucja układu na takim diagramie, który ulega zmianie na skutek ewolucji dysku, jest bardzo złożona. W szczególności, w rozpatrywanym przypadku wewnętrzna część dysku odpowiada migracji rozbieżnej.

W pracy H2 przeprowadzono 3500 symulacji migracji układów dwuplanetarnych dla losowo wybranych mas planet oraz ich początkowych orbit. Ostateczny wynik okazał się być negatywny w sensie wyjaśnienia rozbieżności pomiędzy obserwowanym oraz modelowanym rozkładem stosunków okresów, chociaż P_2/P_1 syntetycznych systemów przyjmowały wartości z pełnego zakresu. Uzyskiwano zarówno bardzo zwarte konfiguracje z $P_2/P_1 \approx 1.2$ jak również z $P_2/P_1 \gtrsim 2$, włącznie z systemami hierarchicznymi, gdzie $P_2/P_1 \sim 10$.

Trudność uzyskania dyskutowanej tutaj zgodności wynika z silnej zależności statystyki końcowych konfiguracji od przyjętego rozkładu mas planet. Jeśli dominują systemy, w których $m_1 \gtrsim m_2$, to rozkład P_2/P_1 pozbawiony jest wyraźnych maksimów wokół wartości rezonansowych, w innym przypadku uwidaczniają się maksima, tym silniejsze, im więcej jest systemów z $m_1 \lesssim m_2$. Masy planet znacznej grupy obserwowanych układów znane są słabo. Szczególnie w przypadkach, w których P_2/P_1 jest dalekie od wartości rezonansowych, spodziewane amplitudy sygnałów TTV (zmian czasów tranzytów; ang. *transit timing variation*) są mniejsze od niepewności pomiarowych czasów tranzytów. Ponadto uzyskiwany histogram P_2/P_1 zależy od przyjętego rozkładu początkowych orbit, które nie są znane. Testowanie zgodności końcowych rozkładów pochodzących z symulacji migracji z rozkładem dla obserwowanych systemów może być zatem niemiarodajne.

W pracy H2 udało się jednak znaleźć cechę wspólną dla systemów o różnych wartościach P_2/P_1 , a niezależną od wymienionych wyżej czynników. Prawie wszystkie konfiguracje powstałe na skutek migracji okazały się być konfiguracjami okresowymi. Na Rys. 6 przedstawiono ewolucję czterech wy-

branych układów na diagramie kątów krytycznych rezonansu 2:1. System I (lewy górny panel) odpowiada stosunkowi okresów większemu od 2, ale bardzo bliskiemu wartości nominalnej. Układy II i III są przesunięte nieznacznie względem 2, tj. $P_2/P_1 \sim 1.95$ (II) oraz $P_2/P_1 \sim 2.05$ (III). Konfiguracja IV odpowiada $P_2/P_1 \gtrsim 2.12$.

Trajektorie fazowe dla wszystkich tych systemów są zamknięte (na rysunku widzimy rzuty tych trajektorii na płaszczyznę wybranych parametrów). Podobnie ewoluują prawie wszystkie układy będące wynikiem symulacji. Wyjątkiem są konfiguracje hierarchiczne z dużymi wartościami P_2/P_1 oraz niektóre systemy w rezonansach wyższych rzędów. Ta ostatnia własność zostanie wyjaśniona w pracy H4.

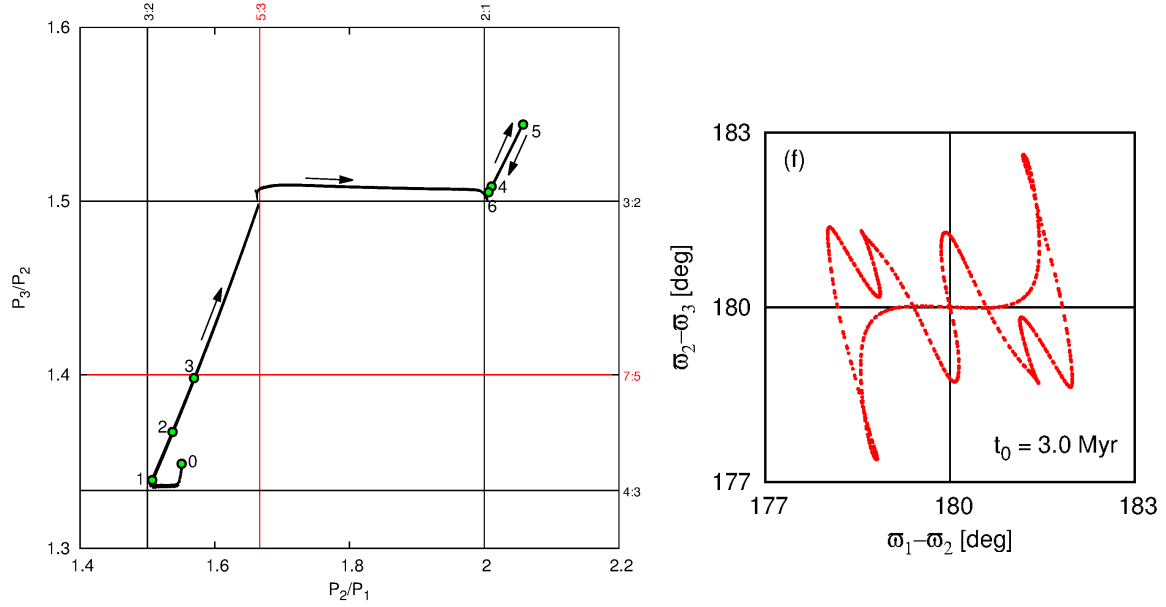
Jak wspomniano we wprowadzeniu, w literaturze (np. Ferraz-Mello i in., 2003; Beaugé i in., 2006; Hadjidemetriou i Voyatzis, 2010) dyskutowana była zależność migracji oraz orbit okresowych. W pracy H2 pokazano ponadto, że końcowym produktem migracji są dokładne konfiguracje okresowe. Artykuł H5 poświęcony jest próbie stwierdzenia czy obserwowane systemy mogą być okresowe. Bliiskość danego układu w stosunku do konfiguracji okresowej wskazuje na łagodny przebieg migracji (migracja powolna oraz bez dodatkowych zaburzeń wywołanych, np. przez turbulencje w dysku lub też oddziaływania planet z planetezymalami). Zanim jednak przejdziemy do opisu wyników tej pracy, w następnym punkcie przedstawiona zostanie analiza migracji w konfiguracjach trzech planet (praca H3), ponieważ dostarcza ona dodatkowej charakterystyki systemów, która może posłużyć do nałożenia więzów na parametry migracji.

Ewolucja trzech planet w dysku protoplanetarnym – łańcuchy rezonansów ruchów średnich (praca H3)

W pracy H3 wykonano analogiczne symulacje jak w artykule H2, jednak dla systemów z trzema planetami. Podobnie jak w przypadku układów dwuplanetarnych migracja poszczególnych par w konfiguracjach trójplanetarnych może być zbieżna lub rozbieżna, zależnie od umiejscowienia planet w dysku oraz etapu jego ewolucji. Z uwagi na większą liczbę parametrów orbitalnych struktura orbit okresowych, a co za tym idzie ewolucja systemów z trzema planetami, jest bardziej złożona, niż w problemie omawianym w pracy H2.

Tak jak w przypadku systemów dwóch planet migracja prowadzi do powstawania rezonansów ruchów średnich, tak efektem końcowym migracji trzech planet mogą być tzw. łańcuchy rezonansów, czego przykładem jest omówiony wcześniej układ HR 8799. Konfiguracja tego typu charakteryzuje się tym, że kolejne pary planet znajdują się w rezonansie, tj. ich kąty rezonansowe librują. Skutkuje to tym, że system trzech planet jako całość znajduje się w rezonansie trójciałowym.

Przykładowa ewolucja systemu trzech migrujących planet przedstawiona jest na Rys. 7 (lewy panel) jako ścieżka ewolucyjna na diagramie stosunków okresów. Układ startuje z punktu oznaczonego przez 0. Początkowo migracja dla obu par jest zbieżna, a zatem stosunki okresów P_2/P_1 oraz P_3/P_2 maleją do wartości nominalnych rezonansów 3:2, 4:3 (punkt oznaczony na diagramie przez 1), co prowadzi do rezonansowej synchronizacji tego układu (powstaje łańcuch rezonansów). Na skutek zmian położenia planet w dysku, jak również zmian samego dysku, migracja staje się rozbieżna i stosunki okresów rosną – ścieżka ewolucyjna systemu przebiega przez punkty 2 i 3; kierunek ewolucji wskazany jest strzałką. Po dojściu do punktu o współrzędnych ($\sim 5/3, \sim 3/2$), co odpowiada łańcuchowi rezonansów 5:3, 3:2, dalsza ewolucja następuje wzdłuż linii horyzontalnej aż do punktu ($\sim 2/1, \sim 3/2$), oznaczonego przez 4. Po przejściu przez ten punkt, system dalej migruje rozbieżnie (oba stosunki okresów rosną) aż do punktu 5, po czym zawraca do punktu 6. Końcowym rezultatem tej złożonej ewolucji jest konfiguracja okresowa związana z łańcuchem rezonansów 2:1, 3:2. Trajektoria fazowa takiej konfiguracji jest zatem zamknięta, co widać na prawym panelu Rys. 7, w rzucie na diagram różnic długości perycentrów.



Rysunek 7: Po lewej: Ewolucja przykładowego systemu na diagramie stosunków okresów. Kierunek ewolucji wskazywany jest przez strzałki. Kolejne etapy ewolucji numerowane są od 0 (początek symulacji) do 6 (koniec symulacji). Poziome i pionowe linie odpowiadają wartościom rezonansowym. Po prawej: N-ciałowa ewolucja systemu po rozproszeniu się dysku przedstawiona na diagramie $(\Delta\omega_{1,2}, \Delta\omega_{2,3})$. Rysunki z pracy H3.

Wyniki 2700 symulacji dla różnych mas planet oraz początkowych orbit przedstawione są na lewym panelu Rys. 8. Czarne punkty oznaczają położenia systemów na diagramie stosunków okresów po rozproszeniu się dysku. Większość punktów uклада się na szarych krzywych. Krzywe te odpowiadają drodze jaką na diagramie przebył przykładowy układ zilustrowany na Rys. 7, konkretnie fragmentom ścieżek ewolucyjnych wyznaczonych przez punkty 1, 2, 3 oraz 4, 5, 6.

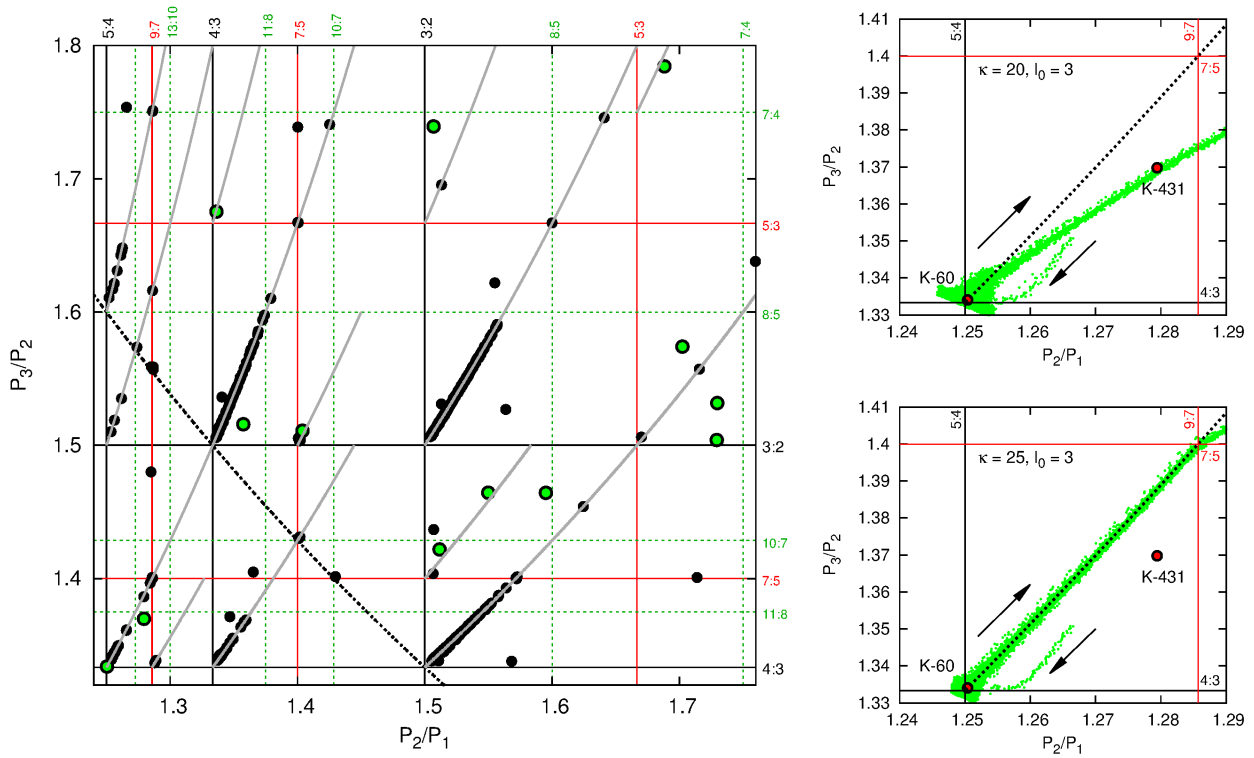
W przypadku migracji rozbieżnej oraz przy założeniu, że układ pozostaje w rezonansie, stosunki okresów $x \equiv P_2/P_1$ oraz $y \equiv P_3/P_2$ zmieniają się w ściśle określony sposób. Dla łańcucha rezonansów pierwszego rzędu, $x \approx (q+1)/q$ oraz $y \approx (p+1)/p$, krytyczny kąt rezonansu trójciałowego $\theta \equiv q\lambda_1 - (q+p+1)\lambda_2 + (p+1)\lambda_3$. Jeśli θ libruje, stosunki okresów x oraz y powiązane są następującą zależnością:

$$\frac{1}{y} = 1 + \frac{q}{p+1} (1-x). \quad (2)$$

Równanie to definiuje ścieżkę ewolucyjną rezonansowej konfiguracji trzech planet migrujących rozbieżnie. Oznacza to, że układ, który na skutek migracji zbieżnej uległ rezonansowej synchronizacji pozostaje rezonansowy w sensie librujących kątów krytycznych, nawet jeśli jego dalsza migracja jest rozbieżna, co pociąga za sobą wzrost stosunków okresów względem nominalnych wartości $(q+1)/q$ oraz $(p+1)/p$.

W ogólnym przypadku migracji rozbieżnej trzech planet $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$, tj. bez rezonansu trójciałowego, stosunek okresów każdej z par planet ewoluuje niezależnie – x oraz y rosną zgodnie z formułami $\dot{x} = 1.5 x (\tau_1^{-1} - \tau_2^{-1})$ oraz $\dot{y} = 1.5 y (\tau_2^{-1} - \tau_3^{-1})$ – zatem x, y nie muszą zmieniać się zgodnie ze wzorem 2, odpowiadającym ewolucji w rezonansie. Umieszczenie obserwowanego systemu na takiej krzywej wskazuje na opisany powyżej scenariusz powstania danej konfiguracji.

Lewy panel Rys. 8 pokazuje, oprócz wspomnianych układów będących wynikiem symulacji (czarne punkty), również położenia znanych układów z trzema planetami, odkrytych w ramach misji KEPLER (zielone punkty), w zakresie stosunków okresów $\lesssim 1.8$. Porównanie rozmieszczenia tych punktów

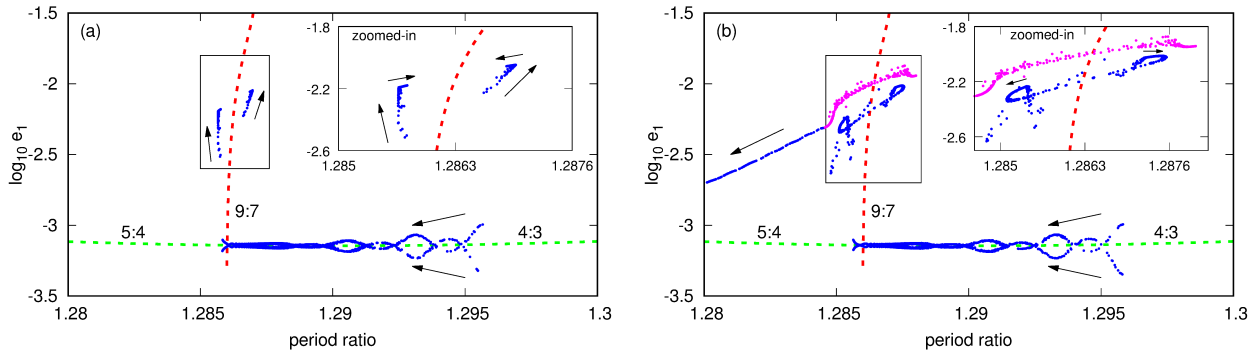


Rysunek 8: Po lewej: Statystyka układów z symulacji (czarne punkty), znane systemy (zielone punkty) oraz ścieżki ewolucyjne systemów rezonansowych (szare krzywe). Pionowe oraz poziome linie oznaczają nominalne wartości rezonansów. Po prawej: Ewolucja systemu trzech planet w ramach modelu parametrycznego (wzór 1), przy założeniu, że migracja początkowo jest zbieżna, a po czasie 5 milionów lat staje się rozbieżna. Obie symulacje różnią się jedynie wartością parametru κ . Kierunek ewolucji wskazany jest przez strzałki. Przerywana linia oznacza ścieżkę ewolucyjną układu, będącego w łańcuchu rezonansów 5:4, 4:3. Czerwone punkty wskazują położenie na diagramie dwóch znanych systemów z trzema planetami, Kepler-60 oraz Kepler-431. Rysunki z pracy H3.

proceeds to the conclusion, that real systems do not follow the predicted distribution on the period ratio diagram.

To explain the cause of this discrepancy, a series of simulations within the parametric model (eq. 1; right panel of Fig. 8) were performed. In these simulations the migration is initially convergent, which leads to resonant synchronization of the system (angle θ librates). Subsequently, migration becomes divergent. Departure from nominal values $x = 5/4$, $y = 4/3$ occurs along the described path (dashed line), if κ is sufficiently large, such that for values $\gtrsim 25$ obtaining a configuration similar to the Kepler-431 system is not possible within the presented scenario (divergent migration from the three-body resonance). Only for smaller values $\kappa \lesssim 20$ it is possible that the system ceases to be resonant, and the period ratios x and y change independently of each other.

The astrophysical model used in papers H2 and H3 relied on analytical formulas for τ_a and τ_e , which are functions of disk and planet parameters. Very large values of $\kappa \sim 1000$, which result most likely from the too simple physical model of the disk and its interaction with the surrounding orbit (Tanaka and Ward, 2004). In reality the timescale of orbit migration (and thus the value of the parameter κ) is not well known. For small planets it is possible that $\kappa \sim 30$ (Kley et al., 2009), although in other works (e.g. Papaloizou and Larwood, 2000; Cresswell and Nelson, 2006) hydrodynamic simulations lead to migration timescales even larger than those resulting from the work of Tanaka and Ward (2004). The problem of estimating the value of κ remains open.



Rysunek 9: Ewolucja przykładowych systemów z dwiema planetami migrującymi zbieżnie, dla początkowych $P_2/P_1 \gtrsim 9/7$. Położenia systemów na diagramach pokazane są kolorami niebieskim oraz różowym (dla $M_1 \approx \pi, M_2 \approx \pi$) na tle orbit okresowych (przerwane krzywe: zielona dla rezonansów pierwszego rzędu 4:3 i 5:4 oraz czerwona dla rezonansu 9:7). Rodziny orbit okresowych odpowiadają $M_1 = M_2 = \pi$. Kierunek ewolucji wskazywany jest przez strzałki. Fragmenty ewolucji w rezonansie 9:7 pokazane są w zbliżeniach. Masy planet $m_1 = m_2 = 6 M_\oplus$, masa gwiazdy równa jest masie Słońca. Panele (a) i (b) odpowiadają niemal identycznym warunkom początkowym (szczegóły w tekście). Rysunki z pracy H4.

Stosunkowo niewielka wartość κ jest zatem jednym z możliwych wniosków płynących z porównania wyników symulacji ze statystyką obserwowanych układów. Gdyby jednak przyjęty scenariusz migracji rozbieżnej układu w rezonansie nie był słuszny, wnioskowanie powyższe nie będzie uprawnione. Obserwowane systemy mogły w rzeczywistości nigdy nie być w rezonansie. Innym możliwym wyjaśnieniem omawianej rozbieżności jest to, że migracja nie jest gładka, tj. że nie można zaniedbać turbulencji w dysku lub/i oddziaływania planet z planetezymalami, pozostałymi w układzie po rozproszeniu się dysku. Jakkolwiek problem ten pozostaje nierozstrzygnięty, spojrzenie na rozkład stosunków okresów na diagramie $(P_2/P_1, P_3/P_2)$ dostarcza dodatkowych informacji względem tych, które uzyskać można patrząc jedynie na histogram stosunków okresów.

Powstawanie rezonansów drugiego rzędu na przykładzie rezonansu 9:7 (praca H4)

Jak wykazano w dwóch wyżej opisanych pracach, rezonanse pierwszego rzędu odgrywają istotną rolę w procesie powstawania konfiguracji orbitalnych na skutek migracji planet w dyskach protoplanetarnych. Migracja może prowadzić również do konfiguracji rezonansowych wyższego rzędu. Jest to jednak trudniejsze z uwagi na strukturę orbit okresowych takich rezonansów. W symulacjach opisanych w pracach H2 oraz H3 otrzymywano rezonanse drugiego i wyższych rzędów, jak również łańcuchy takich rezonansów, jednak były to przypadki rzadkie, stanowiące najwyżej kilka procent wszystkich systemów.

W pracy (Migaszewski i in., 2017) przedstawiono analizę danych TTV układu Kepler-29 pokazując, że system ten prawdopodobnie znajduje się w rezonansie 9:7. Wynik ten stał się motywacją do systematycznego zbadania procesu powstawania konfiguracji tego typu jako przykładu rezonansu drugiego rzędu, co było celem pracy H4. Użyto tutaj parametrycznego modelu migracji, wzór 1.

Proces powstawania konfiguracji rezonansowej pierwszego rzędu (na przykładzie rezonansu 3:2) omówiono we wprowadzeniu oraz zilustrowano na górnym panelu Rys. 2. Rodzina orbit okresowych (konkretnie gałąź dla $P_2/P_1 > 1.5$) zajmuje szeroki zakres wartości P_2/P_1 , a mimośród zmienia się łagodnie wraz ze zmianą stosunku okresów. W rezultacie elementy orbitalne systemu zmieniają się stosunkowo powoli.

Inaczej wygląda ewolucja w przypadku rezonansu drugiego rzędu. Rysunek 9 przedstawia rodziny

orbit okresowych dla rezonansów pierwszego rzędu (4:3 oraz 5:4; oznaczone zieloną przerywaną krzywą) oraz dla rezonansu 9:7 (czerwona przerywana krzywa). Położenia systemów na diagramie $(P_2/P_1, e_1)$ w chwilach czasu, gdy obie anomalie średnie są bliskie wartości π , pokazano kolorami niebieskim i różowym.

Rodziny orbit okresowych reprezentowane są przez położenia konfiguracji na diagramie $(P_2/P_1, e_1)$ dla ustalonych faz, tj. $M_1 = M_2 = \pi$. Warunki początkowe odpowiadające panelom (a) i (b) różnią się jedynie bardzo nieznacznie wartością półosi wielkiej a_2 , tj. $a_2 = 0.11874$ AU (panel a) oraz $a_2 = 0.11875$ AU (panel b). Pozostałe parametry orbitalne, jak również masy planet oraz parametry migracji są takie same w obu symulacjach.

Pierwsza część ewolucji obu systemów jest niemal identyczna. Stosunek okresów maleje od wartości ~ 1.295 do wartości nominalnej rezonansu 9:7. Do tego momentu układ ewoluuje wzdłuż rodziny orbit okresowych rezonansu 4:3. Gałąź orbit okresowych związanych z rezonansem 9:7 jest do niej niemal prostopadła. Dalsza ewolucja systemu następuje wzdłuż czerwonej krzywej, tj. stosunek okresów nie zmienia się znacząco, podczas gdy mimośrodory rosną, aż do osiągnięcia wartości równowagowych.

Różnica pomiędzy wynikami obu symulacji widoczna jest od tego miejsca. W sytuacji przedstawionej na panelu (a), układ (dokładniej mówiąc: punkt w przestrzeni fazowej reprezentujący jego stan) zbliża się do konfiguracji okresowej, podczas gdy w drugim przypadku (panel b), układ oddala się od niej, by po pewnym czasie zacząć ewoluować w kierunku gałęzi orbit okresowych związanych z rezonansem 5:4.

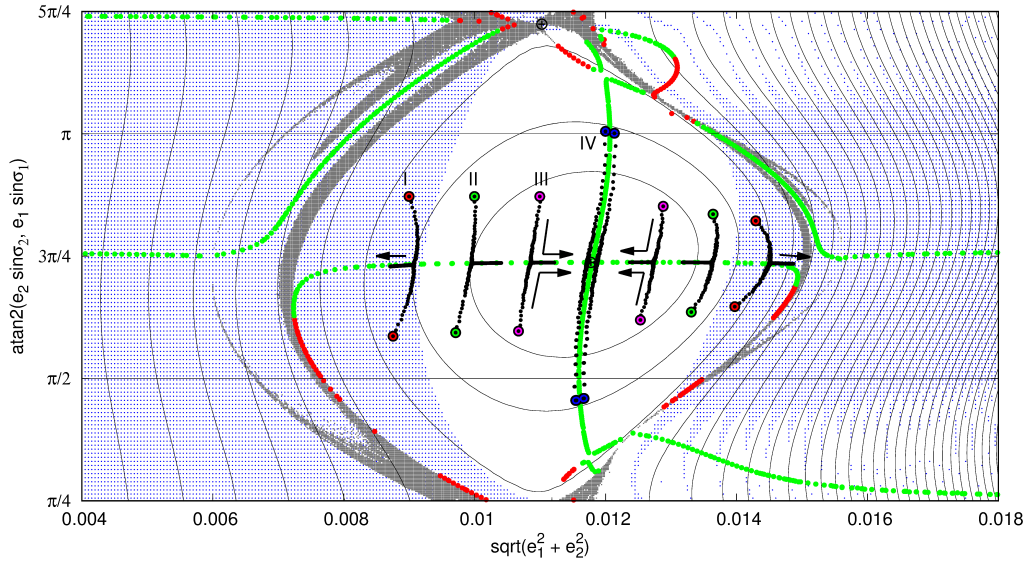
W pierwszym przypadku mówimy o trwałym (lub inaczej stabilnym) wejściu systemu w rezonans¹, ponieważ układ ewoluuje w kierunku konfiguracji okresowej, chociaż z uwagi na skończony czas migracji (skończony czas życia dysku), końcowy stan systemu może się od niej różnić. W przypadku przedstawionym na panelu (b) wejście w rezonans jest nietrwałe i po pewnym czasie układ wychodzi z rezonansu 9:7. Dalsza jego ewolucja przebiega w kierunku orbit okresowych związanych z rezonansem pierwszego rzędu 5:4.

W celu lepszego zilustrowania zachowania systemu po wejściu w rezonans, użyto modelu uśrednionego układu rezonansowego (Michtchenko i Ferraz-Mello, 2001; Beaugé i in., 2003). Operacja uśrednienia funkcji Hamiltona układu po tzw. zmiennych szybkich (tutaj po anomaliach średnich) skutkuje redukcją liczby stopni swobody oraz eliminacją szybkiej zmienności, tj. ewolucji systemu w skalach czasu rzędu okresów orbitalnych. Odpowiednikiem konfiguracji okresowej w modelu pełnym, tj. nie-uśrednionym, jest położenie równowagi modelu średniego. Rodzinie orbit okresowych odpowiada zatem rodzina położenia równowagi.

Rysunek 10 przedstawia ewolucję czterech wybranych układów startowych (punkty I, II, III oraz IV), z których każdy początkowo znajduje się w rezonansie 9:7. Ewolucja przedstawiona jest na tzw. płaszczyźnie reprezentatywnej warunków początkowych, tj. płaszczyźnie mimośrodków odpowiadającej stałym wartościom całkowitego momentu pędu C oraz tzw. parametru skalującego K (Michtchenko i Ferraz-Mello, 2001; Beaugé i in., 2003). Półosie wielkie są wtedy funkcjami mimośrodków oraz całek C i K . Dodatkowo, wartości kątów rezonansowych $\sigma_i \equiv (1+s)\lambda_2 - s\lambda_1 - \varpi_i$, $i = 1, 2$, gdzie $s = p/q = 7/2$, są ustalone, tj. $(\sigma_1, \sigma_2) = (\pi/2, \pi/2)$ lub $(\sigma_1, \sigma_2) = (\pi/2, -\pi/2)$.

Punkt pośrodku diagramu (skrzyżowanie dwóch zielonych krzywych) oznacza położenie równowagi układu średniego o zadanych wartościach całek C i K , co odpowiada konfiguracji okresowej modelu nieuśrednionego. Zielone krzywe to z kolei stabilne konfiguracje okresowe układu średniego (krzywe czerwone odpowiadają konfiguracjom niestabilnym). Ewolucja konfiguracji okresowej mo-

¹Przez wejście układu w rezonans rozumiemy zmianę położenia reprezentującego go punktu w przestrzeni fazowej z obszaru nierezonansowego do obszaru rezonansowego. Analogicznie, system może wyjść z rezonansu.



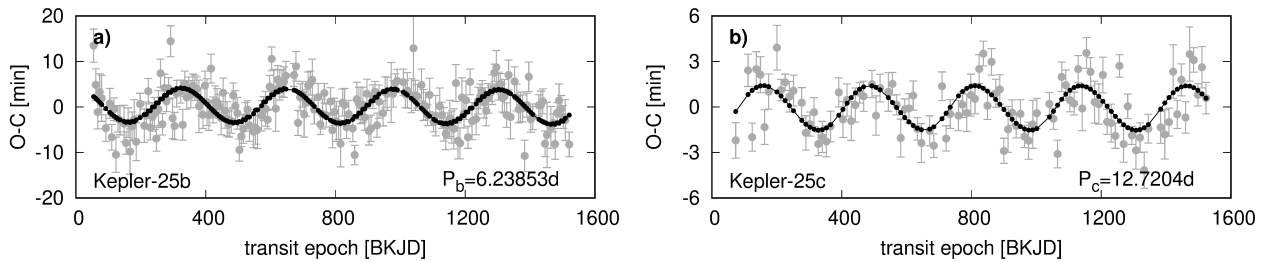
Rysunek 10: Płaszczyzna reprezentatywna $(e_1, e_2, \sigma_1, \sigma_2)$ dla $(\sigma_1, \sigma_2) = (\pi/2, \pm\pi/2)$ z poziomami energii układu średniego w rezonansie 9:7 (czarne cienkie krzywe), stabilnymi oraz niestabilnymi konfiguracjami okresowymi (odpowiednio zielone oraz czerwone krzywe). Stabilne położenie równowagi wyznaczone jest przez skrzyżowanie zielonych krzywych pośrodku diagramu. Ewolucja wybranych układów z dwiema planetami migrującymi zbieżnie dana jest przez czarne krzywe. Niebieskie punkty odpowiadają konfiguracjom startowym, które kończą migrację jako systemy nierezonansowe. Kolorem szarym oznaczono obszary ruchu chaotycznego. Rysunek z pracy H4.

delu uśrednionego następuje, podobnie jak w modelu nieuśrednionym, wzdłuż zamkniętej trajektorii fazowej, z tą różnicą, że przestrzeń fazowa jest zredukowana przez eliminację szybkiej zmienności. Dla ustalonych wartości C i K istnieją rodziny konfiguracji okresowych modelu średniego, parametryzowane przez całą energię. Jako, że po uśrednieniu układ ma dwa stopnie swobody, konfiguracja okresowa reprezentowana jest na cięciu Poincaré przez punkt stały.

Po dodaniu migracji do uśrednionych równań ruchu, ewolucja danego systemu może być przedstawiona na płaszczyźnie reprezentatywnej (czarne krzywe). Pierwsza faza ewolucji każdego z wybranych systemów startowych przebiega równoległe do wertykalnej gałęzi stabilnych orbit okresowych, by po dojściu do gałęzi horyzontalnej ewoluować wzdłuż niej, bądź to w kierunku położenia równowagi, bądź to w kierunku przeciwnym.

Układ oznaczony na diagramie przez I startuje najdalej położenia równowagi, czego skutkiem jest odejście systemu od centrum rezonansu i w konsekwencji (co nie jest już tutaj pokazane) na opuszczeniu rezonansu. Dynamiczny zakres rezonansu ograniczony jest separatryszą – szare punkty (w istocie rezonans ma złożoną strukturę). Pozostałe konfiguracje II, III oraz IV ewoluują w kierunku położenia równowagi, zatem pozostaną w rezonansie. Niebieskimi punktami oznaczono początkowe położenia na płaszczyźnie reprezentatywnej dla tych systemów, które podczas migracji wychodzą z rezonansu, zatem biały obszar oznacza strefę zbieżności rezonansu.

Jak przedstawiono na Rys. 9 oraz 10, o tym czy rezonans powstanie czy nie, decyduje odległość systemu od konfiguracji okresowej lub położenia równowagi w modelu średnim, bezpośrednio po wejściu w rezonans. Jeśli jest ona zbyt duża, układ wyjdzie z rezonansu. Istnienie oraz rozmiar takiej strefy zbieżności zależy od mas planet. W szczególności możliwe jest, że trwałe rezonans nie może powstać w pewnym zakresie mas planet (Xu i Lai, 2017). W pracy H4 pokazano, że istnienie takiej strefy zależy również od równowagowych wartości mimośrodków oraz od zależności tempa migracji od odległości planety od gwiazdy.



Rysunek 11: Zmiany czasów tranzytów (TTV) układu Kepler-25 (szare punkty ze słupkami błędów) oraz modelowe wartości dla konfiguracji okresowej (czarne punkty). Rysunki z pracy H5.

Konfiguracje okresowe wśród obserwowanych układów planetarnych – przykład Kepler-25 (praca H5)

W pracach H2 i H3 pokazano, że wynikiem gładkiej migracji w układach dwóch oraz trzech planet są konfiguracje okresowe. Dotyczy to głównie rezonansów lub łańcuchów rezonansów pierwszego rzędu, chociaż jak zademonstrowano w pracy H4, systemy w rezonansach drugiego rzędu również mogą być bardzo bliskie konfiguracji okresowych. Orbits okresowe mogą zatem stanowić cechę charakterystyczną układów powstałych na skutek gładkiej migracji. Naturalnym pytaniem jest czy cecha ta jest weryfikowalna obserwacyjnie.

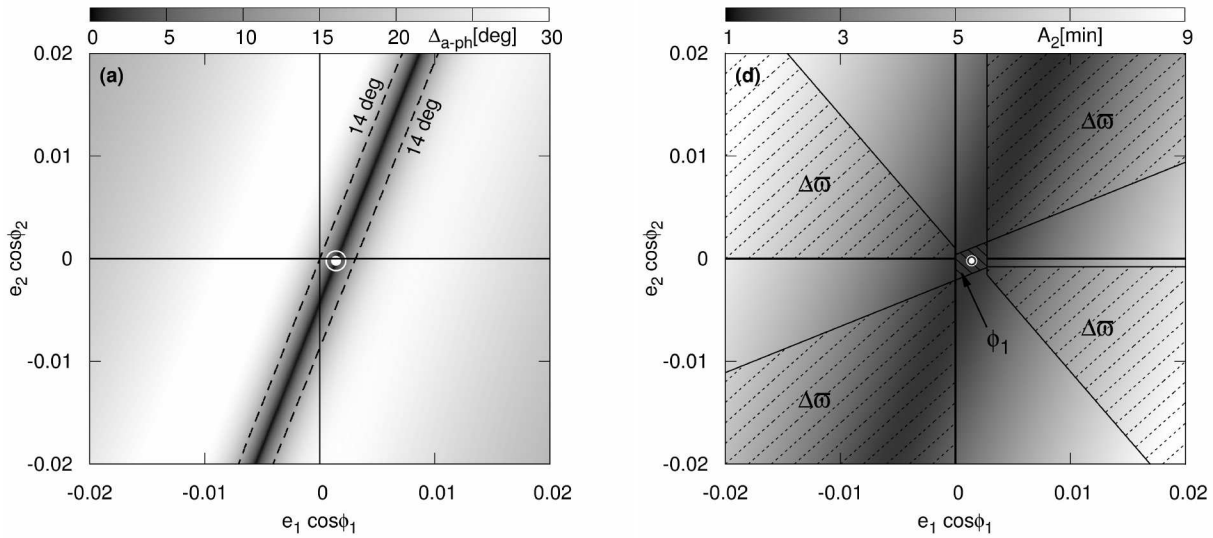
Określenie powszechności występowania konfiguracji okresowych lub prawie okresowych pośród znanych systemów z dwiema lub większą liczbą planet mogłoby pozwolić oszacować zakresy parametrów migracji, jak również wskazać na ile istotne na etapie tworzenia się konfiguracji orbitalnych były turbulencje w dysku lub też oddziaływania planet z planetezymalami. W pracy H5 podjęto próbę stwierdzenia czy dany układ jest konfiguracją okresową.

Do analizy wybrano system dwóch planet wokół gwiazdy Kepler-25 (Steffen i in., 2012), o stosunkach okresów $P_2/P_1 \approx 2.039$, tj. układ znajdujący się w pobliżu rezonansu 2:1. Powodem takiego wyboru był stosunkowo dobry stosunek sygnału do szumu danych TTV, jak również fakt, iż okno obserwacyjne obejmuje kilka okresów modulacji sygnału. Wśród systemów odkrytych w ramach misji KEPLER, bardzo niewiele układów spełnia oba te kryteria, przyczyna czego wyjaśniona zostanie poniżej.

Jak już wspomniano, układ rezonansowy opisywany uśrednioną funkcją Hamiltona może znajdować się w położeniu równowagi, które jest odpowiednikiem konfiguracji okresowej w układzie charakteryzowanym przez wyjściową funkcję Hamiltona (tj. nieuśrednioną). Ewolucja systemu znajdującego się w położeniu równowagi oznacza w szczególności stałość pól wielkich, mimośrodków, jak również kątów $\Delta\omega \equiv \omega_1 - \omega_2$ oraz, dla rezonansu 2:1, $\phi_1 \equiv \lambda_1 - 2\lambda_2 + \omega_1$ (drugi z kątów rezonansowych $\phi_2 \equiv \lambda_1 - 2\lambda_2 + \omega_2 = \phi_1 + \Delta\omega$). Stałość ϕ_1 oraz $\Delta\omega$ (jak również a_i, e_i) oraz fakt, że $\dot{\lambda}_i \approx n_i$ dla $|\dot{\omega}_i| \ll n_i$ ($i = 1, 2$), skutkuje tym, że orbity układu w położeniu równowagi rotują jednostajnie z okresem $T_{(O-C)} = P_2/|2 - x|$, gdzie $x \equiv P_2/P_1$, a ich linie apsyd zorientowane są anty-równolegle ($\Delta\omega = \pi$). W literaturze okres ten nazywany jest super-okresem (Lithwick i in., 2012).

Rotacja linii apsyd danej orbity, przy braku zmienności pozostałych parametrów, powoduje zmianę czasów tranzytów w stosunku do równoodległych w czasie tranzytów przy niezaburzonym ruchu keplerowskim. Wynika to z niejednostajności ruchu planety po orbicie eliptycznej, tym większej im większy jest mimośród. Zmienność czasów tranzytów następuje w okresie $T_{(O-C)}$, natomiast jej amplituda względem okresu orbitalnego jest proporcjonalna do wartości mimośrodu.

Dla układu Kepler-25 stosunek okresów $x \approx 2.039$, co prowadzi, przy założeniu okresowości konfiguracji, do $T_{(O-C)} \approx 325$ dni, tj. wartości zgodnej z obserwacjami. Z uwagi na zależność amplitud modulacji TTV od mimośrodków, które z kolei zależą od mas planet oraz stosunku okresów, możliwe



Rysunek 12: Po lewej: Różnica (względem wartości 180 stopni) faz syntetycznych sygnałów TTV na płaszczyźnie $(e_1 \cos \phi_1, e_2 \cos \phi_2)$. Białym punktem oznaczono konfigurację okresową odpowiadającą najlepszemu dopasowaniu do danych TTV. Po prawej: Amplituda sygnału TTV zewnętrznej planety. Kreskowany obszar odpowiada oscylacjom kątów $\Delta\omega$ oraz ϕ_1 . Rysunki z pracy H5.

jest wyznaczenie tych ostatnich, tj. $m_1 = (10.8 \pm 1.1) M_\oplus$ oraz $m_2 = (14.5 \pm 1.3) M_\oplus$. Dane obserwacyjne razem z modelem, odpowiadającym konfiguracji okresowej przedstawione są na Rys. 11.

Jak wspomniano powyżej, wśród układów odkrytych metodą tranzytów niewiele jest takich, których sygnały TTV mają jednocześnie dużą amplitudę oraz krótką okresowość w stosunku do okna obserwacyjnego ~ 1500 dni. Amplitudy są tym większe, im P_2/P_1 jest bliższe wartości nominalnej rezonansu. Z drugiej strony, bliskość ta powoduje wzrost okresu modulacji sygnału $T_{(O-C)}$. Zatem sygnały układów z $P_2/P_1 \cong (p+q)/p$ mają zwykle zbyt długi okres, aby zaobserwować je w czasie ~ 1500 dni. Zmiany czasów tranzytów układów, których P_2/P_1 jest zbyt odległe od wartości nominalnej mają z kolei bardzo małe amplitudy. Naturalnie, większe masy planet poprawiłyby tę sytuację, jednak większość układów wieloplanetarnych odkrytych w ramach misji KEPLER to obiekty o masach kilku-kilkunastu mas Ziemi.

Znalezienie konfiguracji okresowej dobrze pasującej do danych TTV układu Kepler-25 nie oznacza jednak, że system reprezentuje konfigurację tego typu. Podobnie jak w przypadku układu HR 8799 (praca H1), jest to jedynie założenie, którego zgodność z obserwacjami wykazano. Dodatkowym argumentem za tym, że układ HR 8799 jest w rezonansie była stabilność takiej konfiguracji, kontrastująca z brakiem stabilności dla systemu nierezonansowego. Układ Kepler-25 składający się z dwóch małomasywnych planet jest stabilny, nawet przy braku synchronizacji rezonansowej, co wynika z tego, że P_2/P_1 jest wystarczająco dalekie od wartości nominalnej.

Naturalnym jest zatem pytanie czy konfiguracje inne niż okresowe również mogą dobrze opisywać obserwacje. Lub inaczej, czy jeśli analizować dane TTV przy użyciu standardowych podejść, udało by się stwierdzić, że system jest okresowy. Aby odpowiedzieć na te pytania, obliczono wartości charakteryzujące sygnał TTV (okres, amplitudy, różnicę faz) jako funkcje mimośrodków, jak również wartości kątów ϕ_1, ϕ_2 , przy czym ograniczono się do ich reprezentatywnych wartości (Beaugé i in., 2003), tj. $(\phi_1, \phi_2) \in \{(0, 0), (0, \pi), (\pi, 0), (\pi, \pi)\}$.

Lewy panel Rys. 12 przedstawia różnicę faz sygnałów TTV obu planet – odchyłkę tej różnicy od wartości 180 stopni; wartość $\Delta_{a-ph} = 0$ oznacza, że sygnały są w anty-fazie – na diagramie

($e_1 \cos \phi_1, e_2 \cos \phi_2$). Białym punktem oznaczono położenie konfiguracji okresowej (dla której $\Delta_{a-ph} = 0$). Sygnały TTV mogą być jednak w anty-fazie nie tylko dla konfiguracji okresowej, ale również dla punktów płaszczyzny leżących na prostej przechodzącej przez biały punkt. Podobnie, pozostałe charakterystyki sygnału nie różnią się od wartości odpowiadających konfiguracji okresowej wzdłuż tej prostej. Prawy panel Rys. 12 przedstawia amplitudę sygnału zewnętrznej planety na tym samym diagramie. Wzdłuż prostej wyznaczonej przez warunek $\Delta_{a-ph} = 0$, amplituda A_2 jest stała i wynosi ≈ 1.5 minuty.

Na prawym diagramie umieszczono dodatkową informację w postaci zakresów parametrów, dla których kąty $\Delta\omega$ oraz ϕ_1 oscylują. Kąt ϕ_2 oscyluje jedynie w bardzo małym obszarze wokół konfiguracji okresowej (mniejszym niż rozmiar białego punktu na rysunku). Analiza przedstawiona na Rys. 12 wskazuje, że dla niektórych systemów dalekich od okresowych (w tym nierezonansowych), sygnały TTV są identyczne jak w przypadku konfiguracji okresowej. Inaczej mówiąc, sygnał TTV jest zdegenerowany w tym sensie, że możliwe jest znalezienie bardzo różnych konfiguracji orbitalnych, które równie dobrze opisują obserwacje. Z uwagi na rozmiary obszaru rezonansowego (w sensie libracji kątów rezonansowych) w przestrzeni parametrów, można się spodziewać, że stosując standardowe metody modelowania zmian czasów tranzytów, znalezienie konfiguracji okresowej jako najlepszego dopasowania modelu do obserwacji jest mało prawdopodobne. Przeciwnie, standardowa analiza TTV z dużo większym prawdopodobieństwem wskaże nierezonansowe systemy z równoległymi liniami apsyd ($\Delta\omega = 0$) jako rzeczywiste.

W pracy H5 przeprowadzono testy stwierdzające słuszność tych przypuszczeń. Dodatkowo, słaba zależność charakterystyk sygnałów od mimośrodków (jeśli tylko leżą na prostej $\Delta_{a-ph} = 0$) spowodować może, że najlepiej pasujące do obserwacji modele (np. w sensie najmniejszej wartości χ^2) odpowiadają stosunkowo dużym wartościom mimośrodków (~ 0.1). W istocie problem ze znalezieniem rzeczywistej struktury orbitalnej układów planetarnych ma szerszy kontekst. Wyznaczenie parametrów orbitalnych jest kluczowe dla badań powstawania danych konfiguracji w procesie migracji, jako że parametry te, przyjmowane za wielkości znane z obserwacji, służą następnie do znalezienia ograniczeń na parametry migracji, a w konsekwencji na parametry dysków protoplanetarnych. Błędne wyznaczenie parametrów (a mówimy tutaj o różnicach jakościowych z punktu widzenia migracji) może skutkować niewłaściwym ukierunkowaniem tego typu badań.

Podsumowanie

Proces migracji, który prowadzi do powstawania stabilnych systemów rezonansowych (w szczególności do konfiguracji okresowych) umożliwił właściwą interpretację danych astrometrycznych układu czterech masywnych planet wokół HR 8799 (praca H1). Wykazano, że system ten tworzy łańcuch rezonansów ruchów średnich 8:4:2:1, tj. każda kolejna para planet znajduje się w rezonansie 2:1, jak również cały system znajduje się w rezonansie czterociałowym. Układ taki jest stabilny i zgodny z obserwacjami.

W przedstawionym osiągnięciu naukowym wskazano ponadto na silny związek migracji planet w dyskach protoplanetarnych ze strukturą konfiguracji okresowych (prace H2, H3, H4). Pokazano, że rodziny orbit okresowych determinują w przestrzeni fazowej ścieżki, wzdłuż których ewoluują układy planetarne z migrującymi planetami. Wykazano, że gładka migracja prowadzi do powstania dokładnych konfiguracji okresowych rezonansów pierwszego rzędu, jak również łańcuchów takich rezonansów. W przypadku rezonansów drugiego rzędu powstanie dokładnej konfiguracji okresowej jest w ogólności trudniejsze. Układ może jednak znajdować się blisko takiej konfiguracji.

W pracy H5 pokazano, że układ Kepler-25 może być konfiguracją okresową. Z uwagi na degenerację modelu TTV, standardowe metody analizy danych obserwacyjnych mogą jednak prowadzić do błędnych wniosków nt. struktury dynamicznej konkretnych systemów. Analiza zaprezentowana

w pracy H5, powtórzona dla większej liczby systemów, pozwoliłaby na stwierdzenie na ile powszechne wśród znanych systemów są konfiguracje okresowe, a w konsekwencji na nałożenie więzów na parametry migracji.

Pośród znanych układów z planetami tranzytującymi jest jeszcze co najmniej kilka, których dane TTV można wyjaśnić przez konfiguracje okresowe, jak również takie, dla których nie jest to możliwe. W pracy (Panichi i in., 2019) przedstawiona została analiza układu KOI-1599 z dwiema planetami w rezonansie 3:2, którego sygnały TTV różnią się co do okresowości oraz amplitud względem tego, czego można by było spodziewać się, jeśli system byłby konfiguracją okresową. Wykazano, że jeśli wejście w rezonans byłoby dostatecznie szybkie, system powstały na skutek takiego procesu byłby przesunięty nieznacznie względem konfiguracji okresowej. Stwierdzono, że obserwowane sygnały TTV wynikają z modulacji półosi wielkich, a nie z rotacji układu jako całości.

W przeciwieństwie do systemu Kepler-25, stosunek okresów układu KOI-1599 jest bardzo bliski wartości nominalnej rezonansu. Tak jak wspomniano w poprzedniej części niniejszego autoreferatu, w takim przypadku okres rotacji układu jako całości jest bardzo długi. Gdyby system KOI-1599 nie był przesunięty względem konfiguracji okresowej, odkrycie jakiejkolwiek zmienności w czasach tranzytów byłoby niemożliwe przy oknie obserwacyjnym ~ 1500 dni, a zatem wyznaczenie parametrów fizycznych oraz orbitalnych układu również nie byłoby możliwe. Nieznaczne wychylenie układu z konfiguracji okresowej pozwala nie tylko oszacować parametry migracji, ale również pomaga wyznaczyć parametry samego układu.

Przedstawione osiągnięcie naukowe pokazuje, że znajomość mechanicznego aspektu migracji (rola orbit okresowych jako atraktora układów z migrującymi planetami) pozwala na poprawne wyznaczenie parametrów obserwowanych układów. Z drugiej strony, uzyskane w ten sposób charakterystyki systemów (możliwie dużej ich liczby) mogą stanowić obserwacyjne więzy dla astrofizycznych badań dotyczących budowy dysków protoplanetarnych, jak również ich oddziaływania z planetami.

Naturalną kontynuacją badań przedstawionych w osiągnięciu naukowym jest analiza danych TTV innych układów z dwiema lub większą liczbą planet odkrytych w ramach misji KEPLER oraz jej następcy, misji K2 (Howell i in., 2014), jak również misji TESS (Ricker i in., 2015) oraz PLATO (Rauer i in., 2014). Celem tych badań jest stwierdzenie jak wiele spośród tych układów mogło powstać na skutek migracji oraz określenie więzów na parametry tego procesu.

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych (artystycznych):

Do czasu uzyskania stopnia doktora zajmowałem się badaniem dynamiki wiekowej nierezonansowych (hierarchicznych) układów planetarnych, co stanowiło tematykę doktoratu, oraz wyznaczaniem parametrów orbitalnych i fizycznych znanych systemów wieloplanetarnych (głównie poprzez analizę prędkości radialnych gwiazd).

Po uzyskaniu stopnia naukowego skupiłem się na badaniach ewolucji układów planetarnych z dyssypacją energii, na dynamice rezonansowej, jak również na roli migracji planetarnej w powstawaniu systemów rezonansowych. Ponadto, analiza obserwowanych systemów rozszerzona została o inne typy obserwacji (głównie czasy tranzytów). Poniżej przedstawiam przegląd artykułów opublikowanych po uzyskaniu stopnia doktora, oprócz prac H1–H5 oraz artykułów, w których mój udział był niewielki (poniżej 10 procent).

W pracy (Migaszewski i Goździewski, 2011) przeanalizowano dynamikę wiekową przestrzennego hierarchicznego układu trzech ciał w ramach modelu post-newtonowskiego. W szczególności wykazano istotność poprawek relatywistycznych w szerokim zakresie mas ciał tworzących układ. Zbadano również granicę stosowalności modelu ograniczonego w przypadku małomasowego obiektu zewnętrznego. Część wyników tej pracy została opisana w rozprawie doktorskiej.

Pierwszą pracą, wychodzącą poza obszar konserwatywnej dynamiki wiekowej układów planetarnych i gwiazdowych jest (Migaszewski, 2012). W artykule tym wyprowadzono równania ruchu na ewolucję orbity oraz wektorów prędkości obrotowej w układzie dwóch rozciągniętych gazowych obiektów, których figury są niesferyczne na skutek rotacji własnej oraz wzajemnych oddziaływań pływowych. Ponadto w oddziaływaniu grawitacyjnym uwzględniono poprawki post-newtonowskie. Przyjęto również, że układ traci energię mechaniczną na skutek pływowego zaburzenia pól prędkości w strefach konwektywnych obu ciał. Równania ruchu zostały użyte do zbadania dynamiki systemu, którego składniki mają masy, odpowiednio, Słońca i Jowisza, a okres orbitalny jest rzędu kilku dni.

W szczególności zbadano na diagramie (a, e) granicę spadku planety na gwiazdę dla różnych początkowych okresów rotacji gwiazdy, nachyleń orbity do równika gwiazdy, jak również dla różnych wartości współczynników, opisujących efektywność rozpraszania energii w obiektach. Zbadano również położenie równowagi istniejące w tym problemie, odpowiadające synchronizacji ruchu obrotowego obu ciał z ruchem orbitalnym. Wykazano, że może być ono stabilne lub niestabilne, w zależności od rozmiaru orbity. W tym drugim przypadku, niewielkie wychylenie z położenia równowagi skutkuje albo spadkiem planety na gwiazdę, albo wzrostem rozmiaru orbity.

Praca (Migaszewski i in., 2012) dotyczy analizy fotodynamicznej (dopasowanie modelu dynamicznego do danych fotometrycznych) układu sześciu małowymasywnych planet wokół gwiazdy Kepler-11 (Lissauer i in., 2011). W artykule tym wyznaczono masy planet oraz parametry orbit. W szczególności pokazano, że nachylenia względne orbit planet b i c oraz planet d i e mogą być określone dynamicznie z dobrą precyzją ($<5^\circ$). Ponadto, zbadano strukturę rezonansów wielociałowych, jak również przedyskutowano zależność gęstości planet od rozmiarów orbit.

W artykule (Migaszewski i in., 2013) badana jest hipoteza liniowego rozmieszczenia orbit układów wieloplanetarnych (rozmiary kolejnych orbit $a_n \approx a_0 + n\Delta a$). Istotnie, niektóre ze znanych układów (np. Kepler-33) charakteryzują się taką strukturą orbitalną. W pracy pokazano, że dla niektórych łańcuchów rezonansów ruchów średnich (np. 7:3, 5:3, 3:2, 4:3), rozmiary kolejnych orbit dane są z dobrym przybliżeniem przez kolejne wyrazy ciągu arytmetycznego. Choć wydaje się, że doszukiwanie się prawidłowości statystycznych w konfiguracjach wieloplanetarnych było tutaj przedwcześnie, praca ta zwróciła moją uwagę na problem migracji oraz łańcuchów rezonansów, co przyczyniło się do opracowania metody opisanej w pracy H1.

Migracja planetarna jest jednym z zagadnień rozważanych w kolejnych artykułach (Goździewski i in., 2016; Mills i in., 2016; Migaszewski i in., 2017; Panichi i in., 2018; Goździewski i Migaszewski, 2018). W pracy (Goździewski i in., 2016) przeanalizowano dane TTV układu trzech planet wokół gwiazdy Kepler-60 (Steffen i in., 2012), wyznaczając masy planet oraz parametry orbitalne. Migracja planetarna została tutaj wykorzystana jako mechanizm eliminujący określony typ konfiguracji zgodnych z obserwacjami, tj. rezonans trójciałowy, niebędący łańcuchem rezonansów dwuciałowych. Pokazano natomiast, że inna konfiguracja, również zgodna z danymi TTV (łańcuch rezonansów dwuciałowych), mogła powstać w procesie migracji.

Praca (Mills i in., 2016) została już wspomniana przy okazji omawiania wyników pracy H1. Tutaj migracja posłużyła jako proces prowadzący do powstania łańcucha rezonansów, co stanowiło dobry punkt startowy do dalszej analizy krzywej blasku gwiazdy Kepler-223 i znalezienia mas planet oraz elementów orbitalnych.

Praca (Migaszewski i in., 2017) dotyczy analizy danych TTV układu dwóch planet Kepler-29 (Fabrycky i in., 2012) o stosunku okresów $\sim 9/7$ w celu wyznaczenia jego parametrów fizycznych i orbitalnych. Pokazano, że dane TTV nie dostarczają jednoznacznej informacji o parametrach systemu. W szczególności, zarówno orbity prawie kołowe, jak i takie o znacznych mimośrodkach ~ 0.3 są zgodne z obserwacjami. Ponadto linie apsyd mogą być ustawione równolegle lub anty-równolegle

($\Delta\omega \approx 0$ lub $\Delta\omega \approx \pi$). Pokazano, że migracja dopuszcza jedynie układy z $\Delta\omega \approx \pi$ oraz z mimośrodami $e \lesssim 0.02$. Wskazano również, że część konfiguracji znajduje się blisko orbit okresowych. Praca ta była motywacją do zajęcia się powstawaniem rezonansu 9:7 w wyniku migracji (praca H4).

Praca (Panichi i in., 2018) poświęcona jest analizie danych TTV układu trzech planet Kepler-30 (Fabrycky i in., 2012). Wyznaczono parametry układu i pokazano, że system składa się z planet o bardzo różnych masach, od planety o masie $\sim 9 M_{\oplus}$ (planeta wewnętrzna), przez planetę o masie $\sim 23 M_{\oplus}$ (planeta zewnętrzna), po bardzo masywną planetę o masie $\sim 1.7 M_{\text{Jup}}$ (planeta środkowa). Pokazano, że system taki mógł powstać na skutek migracji zbieżnej, która następnie stała się rozbieżna. Wskazano również na rolę rezonansów trójkątowych podczas rozbieżnej fazy migracji.

Artykuł (Goździewski i Migaszewski, 2018) został już wspomniany przy okazji omawiania pracy H1 w kontekście poprawienia warunku początkowego systemu HR 8799 poprzez analizę dłuższego ciągu obserwacyjnego. Nie był to jednak jedyny cel tej pracy. W pracy zbadano strukturę dysków pyłowych odkrytych w wewnętrznej oraz zewnętrznej części systemu. Wewnętrzna granica zewnętrznego dysku wyznaczona jest na ~ 145 AU (Booth i in., 2016) i okazuje się nie być zgodna z granicą stabilności, jeśli w układzie znajdują się jedynie cztery znane planety. W pracy (Read i in., 2018) zbadano wpływ dodatkowej planety zewnętrznej na obserwowane własności dysku, stwierdzając, że dobrą zgodność z obserwacjami uzyskuje się dla dodatkowej planety o masie $\sim 0.1 M_{\text{Jup}}$ na orbicie $a \sim 138$ AU. Jednym z wyników pracy (Goździewski i Migaszewski, 2018) było wykazanie, że dodatkowa planeta nie musi być potrzebna do odtworzenia wyznaczonej z obserwacji granicy dysku. Zakładając migrację czterech znanych planet z orbit nieznacznie rozleglejszych, niż są obecnie obserwowane, granica wewnętrzna zewnętrznego dysku pyłowego może być przesunięta do wyznaczonego w pracy (Booth i in., 2016) zakresu.

Literatura

- Baines E. K., White R. J., Huber D. i in. (2012), *ApJ*, 761:57.
Batygin K., Morbidelli A. (2013), *AJ*, 145:1.
Beaugé C., Ferraz-Mello S., Michtchenko T. A. (2003), *ApJ*, 593:1124–1133.
Beaugé C., Michtchenko T. A., Ferraz-Mello S. (2006), *MNRAS*, 365:1160–1170.
Booth M., Jordán A., Casassus S. i in. (2016), *MNRAS*, 460:L10–L14.
Borucki W. J., Koch D., Basri G. i in. (2010), *Science*, 327:977.
Borucki W. J., Koch D. G., Basri G. i in. (2011), *ApJ*, 736:19.
Chatterjee S., Ford E. B. (2015), *ApJ*, 803:33.
Contro B., Horner J., Wittenmyer R. A., Marshall J. P., Hinse T. C. (2016), *MNRAS*, 463:191–204.
Contro B., Wittenmyer Robert A., Horner J., Marshall J. P. (2015), *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*, 45:41–49.
Cresswell P., Nelson R. P. (2006), *A&A*, 450:833–853.
D'Alessio P., Cantó J., Calvet N., Lizano S. (1998), *ApJ*, 500:411–427.
Delisle J. B., Laskar J. (2014), *A&A*, 570:L7.
Dittkrist K. M., Mordasini C., Klahr H., Alibert Y., Henning T. (2014), *A&A*, 567:A121.
Fabrycky D. C., Ford E. B., Steffen J. H. i in. (2012), *ApJ*, 750:114.
Fabrycky D. C., Lissauer J. J., Ragozzine D. i in. (2014), *ApJ*, 790:146.
Fabrycky D. C., Murray-Clay R. A. (2010), *ApJ*, 710:1408–1421.
Ferraz-Mello S., Beaugé C., Michtchenko T. A. (2003), *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 87:99–112.
Goldreich P., Tremaine S. (1979), *ApJ*, 233:857–871.
Goldreich P., Tremaine S. (1980), *ApJ*, 241:425–441.

- Göteborg Y., Davies M. B., Mustill A. J., Johansen A., Church R. P. (2016), *A&A*, 592:A147.
- Goździewski K., Breiter S., Borczyk W. (2008), *MNRAS*, 383:989–999.
- Goździewski K., Migaszewski C. (2009), *MNRAS*, 397:L16–L20.
- Goździewski K., Migaszewski C. (2018), *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 238:6.
- Goździewski K., Migaszewski C., Panichi F., Szuszkiewicz E. (2016), *MNRAS*, 455:L104–L108.
- Hadjidemetriou J. D. (1976), *Astrophysics and Space Science*, 40:201–224.
- Hadjidemetriou J. D., Voyatzis G. (2010), *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 107:3–19.
- Howell S. B., Sobek C., Haas M. i in. (2014), *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 126:398.
- Kley W., Bitsch B., Klahr H. (2009), *A&A*, 506:971–987.
- Lee M. H., Peale S. J. (2002), *ApJ*, 567:596–609.
- Lissauer J. J., Fabrycky D. C., Ford E. B. i in. (2011), *Nature*, 470:53–58.
- Lithwick Y., Xie J., Wu Y. (2012), *ApJ*, 761:122.
- Marois C., Macintosh B., Barman T. i in. (2008), *Science*, 322:1348.
- Marois C., Zuckerman B., Konopacky Q. M., Macintosh B., Barman T. (2010), *Nature*, 468:1080–1083.
- Matsuyama I., Johnstone D., Hartmann L. (2003), *ApJ*, 582:893–904.
- Michtchenko T. A., Ferraz-Mello S. (2001), *Icarus*, 149:357–374.
- Migaszewski C. (2012), *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 113:169–203.
- Migaszewski C., Goździewski K. (2011), *MNRAS*, 411:565–583.
- Migaszewski C., Goździewski K., Panichi F. (2017), *MNRAS*, 465:2366–2380.
- Migaszewski C., Goździewski K., Słonina M. (2013), *MNRAS*, 436:L25–L29.
- Migaszewski C., Słonina M., Goździewski K. (2012), *MNRAS*, 427:770–789.
- Mills S. M., Fabrycky D. C., Migaszewski C., Ford E. B., Petigura E., Isaacson H. (2016), *Nature*, 533:509–512.
- Moore A., Hasan I., Quillen A. C. (2013), *MNRAS*, 432:1196–1202.
- Nelson R. P. (2005), *A&A*, 443:1067–1085.
- Paardekooper S. J., Baruteau C., Crida A., Kley W. (2010), *MNRAS*, 401:1950–1964.
- Paardekooper S. J., Baruteau C., Kley W. (2011), *MNRAS*, 410:293–303.
- Panichi F., Goździewski K., Migaszewski C., Szuszkiewicz E. (2018), *MNRAS*, 478:2480–2494.
- Panichi F., Goździewski K., Turchetti G. (2017), *MNRAS*, 468:469–491.
- Panichi F., Migaszewski C., Goździewski K. (2019), *arXiv e-prints*, arXiv:1901.01435.
- Papaloizou J. C. B. (2011), *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 111:83–103.
- Papaloizou J. C. B., Larwood J. D. (2000), *MNRAS*, 315:823–833.
- Pringle J. E. (1981), *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 19:137–162.
- Rauer H., Catala C., Aerts C. i in. (2014), *Experimental Astronomy*, 38:249–330.
- Read M. J., Wyatt M. C., Marino S., Kennedy G. M. (2018), *MNRAS*, 475:4953–4966.
- Ricker G. R., Winn J. N., Vanderspek R. i in. (2015), *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1:014003.
- Semenov D., Henning Th., Helling Ch., Ilgner M., Sedlmayr E. (2003), *A&A*, 410:611–621.
- Shakura N. I., Sunyaev R. A. (1973), *A&A*, 500:33–51.
- Sinclair A. T. (1975), *MNRAS*, 171:59–72.
- Snellgrove M. D., Papaloizou J. C. B., Nelson R. P. (2001), *A&A*, 374:1092–1099.
- Steffen J. H., Fabrycky D. C., Ford E. B. i in. (2012), *MNRAS*, 421:2342–2354.
- Tanaka H., Takeuchi T., Ward W. R. (2002), *ApJ*, 565:1257–1274.
- Tanaka H., Ward W. R. (2004), *ApJ*, 602:388–395.
- Xu W., Lai D. (2017), *MNRAS*, 468:3223–3238.
- Yoder C. F. (1979), *Nature*, 279:767–770.

Cezary Migaszewski