DYNAMIC EVOLUTION OF THE EXOPLANET SYSTEMS, MOVING IN ORBITAL RESONANCES WITH THE ACCOUNT OF SECULAR PERTURBATION FROM *N* BODIES

ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЭКЗОПЛАНЕТНЫХ СИСТЕМ, ДВИЖУЩИХСЯ В ОРБИТАЛЬНЫХ РЕЗОНАНСАХ С УЧЁТОМ ВЕКОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ОТ *N* ТЕЛ

B.R.Mushailov, A.K.Chuyas

Sternberg Astronomical Institute
Universitetskiy prosp.13 Moscow 119992 Russia

ABSTRACT. Equations of exoplanet's motion connected with orbital Lindblad resonances with the account of secular terms caused by gravitational non-resonant perturbation are derived. Qualitative researches of orbital evolution modelling exoplanet systems are carried out. Possibility of captures in a resonance is considered at various initial configurations exoplanet systems.

Key words: exoplanet, orbital resonance, evolution, ancient indignation.

1. Введение

Среди известных экзопланетных систем, по крайней мере, 8 находятся в орбитальных резонансах, а 4 из них движутся в линдбладовских резонансах 2:1. Возможные ошибки интерпретационных моделей приводят к неоднозначным резонансным отождествлениям. Захват в резонанс оказывается менее эффективным, если отношение периодов велико. Для резонанса 2:1 различные модели предсказывают большую массу внешней планеты и более высокий эксцентриситет внутренней планеты.

2. Учёт вековых возмущений в экзопланетных системах

Рассмотрим влияние вековых возмущений от сторонних планет на орбитальную эволюцию резонансных экзопланетных систем. Предполагая, что взаимные углы наклонов, а также наклонения орбит указанных планет невелики, ограничимся случаем плоского варианта задачи, когда движение всех рассматриваемых тел происходит в одной плоскости.

Если удержать в выражении для возмущающей функции члены порядка первых степеней эксцентриситетов, то для дополнительных слагаемых, обусловленных вековыми возмущениями от N тел, к исходному гамильтониану резонансной задачи трёх тел добавляются следующие слагаемые:

$$F^* - F = C_0 + \Delta x C_1, \qquad (1)$$

где C_0 и C_1 представлены в явном виде в [1],

$$\Delta x = x_2 - x_{20}, \quad x_{20} = -\frac{\sqrt{\gamma}}{(1+E_0)},$$

величина x_2^2 пропорциональна большой полуоси резонансной планеты, γ — интегральная постоянная, E_0 — известная функция масс резонансных экзопланет.

Согласно [2], аддитивной заменой

$$x^* = \Delta x + \frac{C_1\gamma^2}{8\tau_0},$$

где τ_0 — константа, интегрирование рассматриваемой задачи сводится к канонической системе с одной степенью свободы вида:

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{\partial F}{\partial y}, \ \frac{dy}{d\tau} = \frac{\partial F}{\partial x} \qquad (2)$$

с гамильтонианом

$$F = (x^2+y^2)^2 + A(x^2+y^2) + Bx, \qquad (3)$$

причём в выражениях для долгот орбит резонансных экзопланет y_j $(j = 1, 2)$ появляются дополнительные вековые слагаемые вида

$$y_j = C_{2j}t,\ C_{2j} = 2\sqrt{\gamma}\frac{d}{dy}\left[\frac{\gamma(C_1)^2}{16\tau_0} - C_0\right]. \qquad (4)$$

Большие полуоси и эксцентриситеты орбит резонансных экзопланетных систем будут определяться выражениями

$$a_j = \gamma_j\left[1 + \frac{1}{2\beta_j}(x^2 + y^2)\right]^2\left(1 + \frac{C_1}{8\tau_0\beta_j}\right)^2, \qquad (5)$$

$$e_j = \{(xE^*_j + p_{0j}\cos S^*)^2 + (yE^*_j + p_{0j}\sin S^*)^2\}^{1/2},$$

где β_j, γ_j, E^*_j определены в [1], $p_{0j} \sim \sqrt{u_0^2 + v_0^2}$, u_0, v_0 — первые интегралы, S^* отличается от случая «невозмущённой задачи» наличием аддитивного слагаемого C_1.

Из (5) устанавливаем, что вековые возмущения от сторонних планет приводят к росту большой полуоси орбиты одной экзопланеты, в то же время как большая полуось орбиты другой экзопланеты уменьшается по величине.

Из (5) также следует, что максимально возможные вариации эксцентриситетов $|e^*_j - e_j|$, $j = 1, 2$ в случае экзопланет с массами планет-гигантов Солнечной системы, не превосходят величин $\Delta_1 = 3 \cdot 10^{-5}$, $\Delta_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ соответственно. Изменяются моменты наступления экстремальных значений эксцентриситетов таким образом, что сохраняется основной период вариации $T = 1.1 \cdot 10^6$ лет.

3. Области существования либрационных экзопланетных систем

Из (5) удается определить области устойчивости орбитальных движений экзопланетных систем на диаграмме эксцентриситеты–большие полуоси e–a. На рис. 1 представлены области неустойчивостей. Экзопланеты могут длительное время существовать, если элементы e, a их орбит располагаются вне заштрихованных областей.

Учитывая асимметрию «зон неустойчивостей», заключаем, что в резонансных зонах существование либрационных экзопланетных систем с большими значениями эксцентриситетов более вероятно при $n < n_0(k)$, чем при $n > n_0(k)$, где величина $n_0(k)$ отвечает случаю точного резонанса, k — кратность резонанса. Экзопланетные системы в окрестностях средних движений, отвечающих точным резонансам, могут располагаться вне заштрихованных на рис. 1 областей, концентрируясь у границ этих зон.

Оценим вероятность «захвата в резонанс» (и «ухода из резонанса») экзопланетных систем. Определим вероятности переходов траекторий под действием возмущающих факторов, характеризуемых

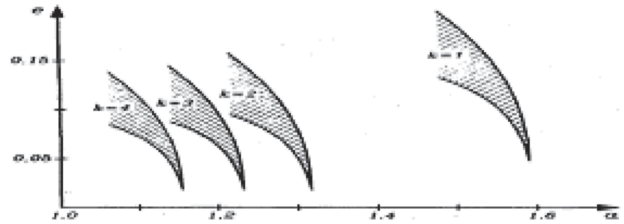

Рис. 1: Области неустойчивостей на диаграмме e–a в случае резонансов первого порядка для различных кратностей $k = 1 \div 4$ и для экзопланет с массами планет-гигантов Солнечной системы

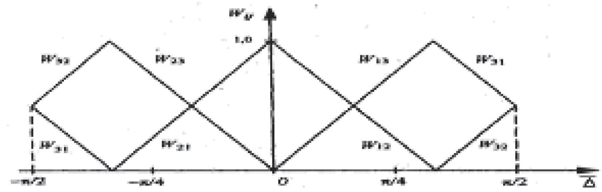

Рис. 2: Вероятности переходов W_{ij} фазовых траекторий из области i в зону j $(i, j = 1 \div 3,\ i \neq j)$ в функции $\bar{\Delta} = \mathrm{arctg}[\Delta(\psi_1, \psi_2)]$; 1 — внешняя, 2 — внутренняя, 3 — резонансная зоны фазовой плоскости

независимыми параметрами $\delta = \{\delta_1, \delta_2, ..., \delta_n\}$, из одних областей фазового пространства в другие.

Вероятность перехода траектории из области i в область j $(i, j = 1 \div 3,\ i \neq j)$ исследуемой фазовой плоскости определяется выражением

$$W_{ij} = \frac{(-1)^j \frac{2}{4-j}\Delta + (j-3)\frac{\pi}{2}}{(-1)^i\frac{\pi}{2} - \Delta}, \qquad (6)$$

в котором $\Delta = \arcsin\varepsilon_1 + \psi_1\varepsilon_2$,

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{2}\left\{\frac{\psi_2}{1 - \mathrm{sign}(1-\psi_2)\varepsilon_3}\right\}^{1/4},\ \varepsilon_2 = \frac{1}{\sqrt{3}}(1-4\varepsilon_3^2)^{1/2}.$$

Независимые параметры ψ_1 и ψ_2 связаны с коэффициентами гамильтониана (3) соотношениями ви-

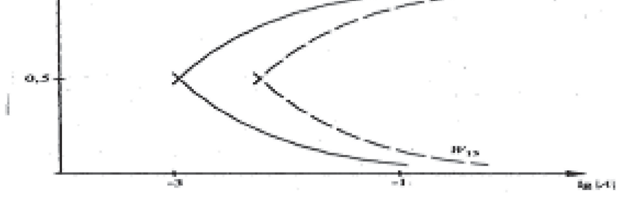

Рис. 3: Зависимости вероятностей $W_{1,2}$ и $W_{1,3}$ от интеграла $\lg|A|$ при кратности резонаса $k = 1$ (сплошная линия) и $k = 2$

да

$$\psi_1 = -\frac{A}{B}\frac{\frac{\partial B}{\partial \delta}}{\frac{\partial A}{\partial \delta}}, \quad \psi_2 = -\frac{27}{4}\frac{B^2}{A^3}, \qquad (7)$$

в которых коэффициент B зависит от кратности резонанса, а интеграл A — функция состояния системы — может зависеть от различных возмущающих факторов. Например, с увеличением m_i (масс возмущающих тел) пропорционально растет и величина A.

Из (7) следует, что при однотипном изменении B и A уход фазовой траектории из «резонансной зоны» более вероятен во «внешнюю», чем во «внутреннюю зону», непосредственно охватывающую устойчивую стационарную точку: $W_{31} > \frac{1}{2}$, $W_{32} < \frac{1}{2}$ (рис 2)

Вероятности захвата экзопланет в «резонанс» $(W_{1,3})$ и во «внутреннюю зону» $(W_{1,2})$ в зависимости от величины интеграла A представлены на рис. 3 Из приведенных зависимостей следует что наиболее вероятен захват экзопланеты в резонанс (чем во «внутреннюю» или «внешнюю» зоны).

4. Заключение

Орбитальные резонансные эффекты приводят к устойчивости орбит экзопланетных систем, имеющих либрационный тип движения. В резонансных зонах либрационные орбиты оказываются близкими к устойчивому стационарному решению, что обеспечивает их «выживание». Несмотря на вековые возмущения от сторонних экзопланет рассматриваемые в рамках задачи 3-х тел модельные экзопланеты могут быть захвачены сторонними экзопланетами в орбитальный резонанс и длительное время существовать, обладая орбитальной устойчивостью.

Литература

Мушаилов Б.Р.: 1995, *Астрон. вестн.*, **29**, N1, 47–57.

Герасимов И.А., Мушаилов Б.Р.: 1995, *Астрон. вестн* **29** N1 58–66