

6. Фейнман, Р. Лейтон, Р. Сэндс, М. Фейнмановские лекции по физике, электродинамика [Текст]. – М.: Мир, 1966. – С. 343.
7. Бронштейн, И.Н. Семендяев, К.А. Справочник по математике [Текст]. – М.: Наука, 1986. – С. 544.
8. Матвеев, А.Н. Электричество и магнетизм [Текст]. – М.: Высшая школа, 1983. – С. 463.
9. Эйхенвальд, А.А. Теоретическая физика, электромагнитное поле [Текст]. – М.-Л.: ГНТИ, 1931. – С. 368.
10. Эйхенвальд, А.А. Избранные работы [Текст]. – М.: Гос.-издат. технико-теоретической литературы, 1956. – С. 266.
11. Беккер, Р. Теория электричества [Текст]. – Т. II. Электронная теория. – Л.-М.: Гос.-издат. технико-теоретической литературы, 1941. – С. 391.
12. Власов, А.А. Макроскопическая электродинамика [Текст]. – М.: Гос.-издат. технико-теоретической литературы, 1955. – С. 228.
13. Фриш, С.Э. Тиморева, А.В. Курс общей физики [Текст]. – Т. II. . – М.: Гос. изд. физ.-мат. литературы, 1962. – С. 514.

УДК 521.3

**А.Э. Байдин**

### **О ВЕКОВЫХ И ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЯХ В ТРОЙНЫХ ЗВЁЗДНЫХ СИСТЕМАХ**

В работе теоретически проанализированы возмущения возникающие в тройных звездных системах. Рассмотрен метод определения возмущенных орбит. Изучены возмущения тройной звезды ADS 440.

*Ключевые слова:* визуально-двойные звезды, тройные звезды, возмущенные орбиты, спекл-интерферометрические наблюдения.

**А.Е. Baydin**

### **ABOUT AGE-OLD AND PERIODIC INDIGNATIONS IN THREEFOLD STAR SYSTEMS**

In this work htrturbations of triple stars are investigated. The method of determination of the perturbed orbits is developed. The method was used for calculatijn of real orbit ADS 440.

*Keywords:* visual binary stars, triple stars, perturbed orbits, interferometric observations.

В исследовании кратных звёзд можно выделить следующие актуальные задачи [1]: 1) встре-чаемость кратных звёзд, поиск тесных двойных в известных парах; 2) определение периодов внешних и внутренних пар, отношений расстояний, ориентации орбит (относительно друг друга, плоскости Галактики и др), отношений масс; 3) исследование стабильности; 4) исследование воз-мущений. Целью работы является изучение движе-ний кратных звёзд с учётом возмущений.

Отличительной особенностью тройных звёздных систем является расположение звёзд в них (рис. 1): имеется двойная тесная пара и третья, значительно удалённая от нее, компонента. Поэтому задачу описания движений тройной системы можно разложить на две: 1) движение тесной пары в поле более удалённой компоненты; 2) движение широкой пары с учётом двойственности одной из компонент. Удалённая компонента вносит возмущения в движение тесной пары, поэтому её движение отличается от кеплеровского. Эти возмущения исследуются в работе.

Рассмотрим задачу трёх тел. Для тройных звёзд (подобная ситуация в теории Луны) удобно рассматривать движение звезды-спутника тесной пары относительно главной компоненты (система координат  $X, Y, Z$ ) и движение удалённой звезды относительно центра масс тесной пары ( $X', Y', Z'$ ). Декартовы координаты звезды-спутника ( $x, y, z$ ), удалённой компоненты ( $x', y', z'$ ). Уравнения движения в этих координатах [2]:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \left( \frac{1}{m_0} + \frac{1}{m_1} \right) \frac{\partial F}{\partial x} \quad \text{и}$$

$$\frac{d^2x'}{dt^2} = \left( \frac{1}{m_0 + m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \frac{\partial F}{\partial x'},$$

где полная силовая функция

$$F = k^2 \left[ \frac{m_0 m_1}{r_{01}} + \frac{m_0 m_2}{r_{02}} + \frac{m_1 m_2}{r_{12}} \right].$$

Аналогичные уравнения получаются для  $y, y', z$  и  $z'$ .

Для дальнейших вычислений необходимо радиус-векторы  $r_{01}, r_{02}$  и  $r_{12}$  представить через координаты рассмотренных систем координат ( $X, Y, Z$ ) и ( $X', Y', Z'$ )

$$r_{01} = r, \quad r_{02} = \sqrt{r'^2 \left[ 1 + \frac{2m_1}{m_0 + m_1} \frac{r}{r'} \cos(S) + \left( \frac{m_1}{m_0 + m_1} \right)^2 \left( \frac{r}{r'} \right)^2 \right]},$$

$$r_{12} = \sqrt{r'^2 \left[ 1 - \frac{2m_0}{m_0 + m_1} \frac{r}{r'} \cos(S) + \left( \frac{m_0}{m_0 + m_1} \right)^2 \left( \frac{r}{r'} \right)^2 \right]},$$

где  $S$  – угол между векторами  $\vec{r}$  и  $\vec{r}'$ .

После подстановки (3) в (2) полную силовую функцию можно разложить, используя полиномы Лежандра [2]:

$$F = k^2 \left[ \frac{m_0 m_1}{r} + \frac{(m_0 + m_1) m_2}{r'} + \frac{m_0 m_1 m_2}{m_0 + m_1} \frac{r^2}{r'^3} P_2(\cos S) + \frac{m_0 m_1 m_2 (m_0 - m_1)}{(m_0 + m_1)^2} \frac{r^3}{r'^4} P_3(\cos S) + \dots \right] \quad (4)$$

В дальнейшем будут использоваться следующие обозначения:  $f$  – истинная аномалия звезды-спутника,  $f'$  – истинная аномалия удалённой компоненты (обозначения со штрихом относятся к удалённой компоненте, без штриха к звезде-спутнику в тесной паре),  $\omega$  – угловое расстояние периастра от восходящего узла (линия узлов – прямая, образованная пересечением плоскостей орбит, узел – точка пересечения орбиты одного тела с плоскостью орбиты другого),  $\tilde{\omega} = \Omega + \omega$  –

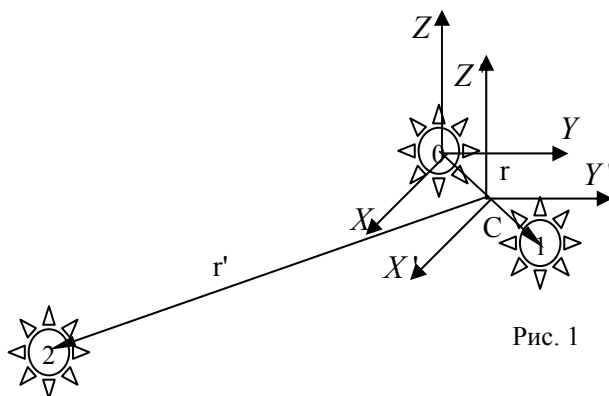


Рис. 1

долгота периастра,  $\psi = \tilde{\omega} + f = \Omega + \omega + f$  – истинная долгота,  $M$  – средняя аномалия,  $\lambda = \tilde{\omega} + M$  – средняя долгота.

Первые два члена в (4) характеризуют невозмущенное движение, остальные – возмущения. В дальнейшем при анализе движения будем рассматривать только полиномы Лежандра второго порядка  $P_2(\cos S)$ . Разложив третий член в (4) по элементам, характеризующим движение небесных тел в пространстве, используя решение для скоростей изменения элементов орбиты, полученное методом вариации произвольных постоянных, для вековых членов можно получить

$$\begin{aligned} \bar{a} = 0, \quad \bar{e} = 0, \quad \bar{I} = 0, \quad \bar{\omega} = \frac{3 n^2}{2 n} \frac{m_2}{m_0 + m_1 + m_2}, \\ \bar{\Omega} = -\frac{3 n^2}{4 n} \frac{m_2}{m_0 + m_1 + m_2} \quad \text{и} \quad \bar{\chi} = -\frac{7 n^2}{4 n} \frac{m_2}{m_0 + m_1 + m_2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $I$  – угол между плоскостями орбит,  $\chi = -nT_p$ .

Величина  $\Omega$  характеризует положение прямой, образованной пересечением плоскостей орбит в тройной системе. Элементы орбит двойных звезд, определяющие положение орбиты в пространстве, имеют аналогичные обозначения, но характеризуют другие величины, поэтому в дальнейшем их обозначения будут дополнены нижними индексами:  $\Omega_d$  и  $\omega_d$ . Нельзя искать возмущения периастра, не учитывая возмущения по другим элементам. Так как для тройных систем движение углового расстояния периастра от восходящего узла  $\tilde{\omega}$  и позиционного угла линии узлов  $\tilde{\Omega}$  при малом  $I$  происходит почти в одной плоскости, то целесообразней рассматривать вековое возмущение долготы периастра

$$\bar{\omega}_d = \bar{\omega} = \bar{\Omega} + \bar{\omega} = \frac{3 n^2}{4 n} \frac{m_2}{m_0 + m_1 + m_2}. \quad (6)$$

Так как  $\bar{I} = 0$ , то  $\bar{\Omega}_d = 0$  и  $\bar{i} = 0$ .

Наличие не нулевого отрицательного значения  $\bar{\chi}$  приводит к более медленному обращению тесной пары в сравнении со случаем, когда удаленная компонента отсутствует (период будет больше, среднее годовое движение меньше). Это можно пояснить, рассмотрев выражение для средней аномалии

$$M = n(T_i - T_p) = nT_i + \chi = nT_i + \bar{\chi}T_i + \chi_0 = (n + \bar{\chi})T_i + \chi_0 = n_1T_i + \chi_0.$$

Подобные формулы для средних аномалий получаются при решении других задач, например, если рассматривать приближение или удаление к наблюдателю визуально-двойной звезды. Учесть подобные эффекты, если лучевая скорость движения центра масс неизвестна, невозможно, они приводят только к незначительному изменению периода. Поэтому при рассмотрении тройных систем изначально в вычислениях этот член учитываться не будет, но его нужно учитывать для получения истинных значений масс.

Самое большое периодическое возмущение истинной долготы и радиус-вектора (эвекция)

$$\begin{aligned} \delta\psi = \frac{15 n'}{4 n} e \sin(\lambda - 2\lambda' + \tilde{\omega}), \\ \frac{\delta r}{a} = -\frac{15 n'}{4 n} e \cos(\lambda - 2\lambda' + \tilde{\omega}), \end{aligned} \quad (7)$$

где истинная долгота  $\psi = \bar{\psi} + \delta\psi$ , радиус-вектор  $r = \bar{r} + \delta r$ , то есть функции  $\delta\psi$  и  $\delta r$  характеризуют только периодическое возмущение. Для тесной пары  $\delta\psi = \delta\omega_d$ .

Выражение (7) позволяет определить среднее движение и период данного возмущения

$$n_{ev} = n - 2n' + \dot{\bar{\omega}}; \quad P_{ev} = \frac{2\pi}{n_{ev}}. \quad (8)$$

Используя шестой каталог орбит [3], можно по вычисленным элементам невозмущенных орбит оценить возмущения в кратных системах. Рассмотрим тройную систему ADS 440. В таблице указаны элементы орбит широкой и тесной пары, вычисленные Докобо.

Таблица 1

ADS	P, год	a, "	i, °	$\Omega_d$ , °	Tr, год	e	$\omega_d$ , °
440 Aa,Ab	15.64	0.511	44.6	175.1	2000.76	0.174	106.8
440 AB	222.3	3.322	47.3	174.9	1859.4	0.293	146.3

Наклоны орбит  $i$  и позиционные углы линий узлов  $\Omega_d$  почти равны, поэтому угол между плоскостями орбит ( $I$ ) мал, эксцентриситеты довольно велики, при выводе формул взята точность до второго порядка по эксцентриситетам. Подставив значения из таблицы в (5), (6), (7) и (8), предположив, что массы звёзд равны, получим:  $\dot{\bar{\omega}} = 0,057^\circ / \text{год}$ ,  $\dot{\bar{\Omega}} = -0,028^\circ / \text{год}$ ,  $\dot{\bar{\omega}}_d = 0,028^\circ / \text{год}$ ,  $|\delta r_{\max}| = 0.023''$ ,  $|\delta \psi_{\max}| = 0.046 \text{ рад} = 2.63^\circ$ ,  $n_{ev} = 19.8^\circ / \text{год}$ ,  $P_{ev} = 18.2 \text{ г}$ .

В работе исследуются возмущения тесных пар кратных звезд с использованием данных четвертого интерферометрического каталога [4]. Для исследований применяется метод дифференциальных поправок, определяющий элементы орбиты и движение периастра, по наблюдаемым позиционным углам ( $\theta_k$ ) и разделениям ( $\rho_k$ ), а также метод вычисления периодических возмущений большой полуоси, радиус-вектора и долготы периастра.

Разделения и позиционные углы можно рассматривать как функции шести элементов орбиты и времени:

$$\theta_k = f(n, T_p, e, i, \Omega_d, \omega_d, T_k) \quad \text{и} \quad \rho_k = g(n, T_p, e, a, i, \omega_d, T_k), \quad (9)$$

где  $n = 2\pi / P$  – среднее движение,  $P$  – период,  $T_p$  – эпоха прохождения периастра,  $e$  – эксцентриситет,  $a$  – большая полуось,  $i$  – наклонение орбиты,  $\Omega_d$  – позиционный угол линии узлов,  $\omega_d$  – угол между линией узлов и периастром (долгота периастра).

В рассматриваемом случае  $\dot{\bar{\omega}}_d = \omega_{d0} + \dot{\bar{\omega}}_d(T_k - T_p)$ , где  $\omega_{d0}$  – долгота периастра на эпоху  $T_p$ ,  $\dot{\bar{\omega}}_d$  – вековое движение периастра, усреднённое за период.

Для приращений функций при постоянстве времени для каждого из наблюдений

$$\begin{aligned} \Delta \theta_k &= f_n \Delta n + f_{T_p} \Delta T_p + f_e \Delta e + f_i \Delta i + f_{\Omega_d} \Delta \Omega_d + f_{\omega_{d0}} \Delta \omega_{d0} + f_{\dot{\bar{\omega}}_d} \Delta \dot{\bar{\omega}}_d + \varepsilon_{\theta k}, \\ \Delta \rho_k &= g_n \Delta n + g_{T_p} \Delta T_p + g_e \Delta e + g_a \Delta a + g_i \Delta i + g_{\omega_{d0}} \Delta \omega_{d0} + g_{\dot{\bar{\omega}}_d} \Delta \dot{\bar{\omega}}_d + \varepsilon_{\rho k}, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\Delta \theta_k = \theta_{k(obs)} - \theta_{k(cal)}$ ,  $\Delta \rho_k = \rho_{k(obs)} - \rho_{k(cal)}$ ,  $\theta_{k(obs)}$  и  $\rho_{k(obs)}$  – данные наблюдений,  $\theta_{k(cal)}$  и  $\rho_{k(cal)}$  – вычисленные по элементам орбиты (первым приближениям или элементам на каждом шаге рекурсии) позиционные углы и разделения,  $\varepsilon_{\theta k}$ ,  $\varepsilon_{\rho k}$  – величины, имеющие высший порядок относительно  $\Delta n$ ,  $\Delta T_p$ ,  $\Delta e$ ,  $\Delta a$ ,  $\Delta i$ ,  $\Delta \Omega$  и  $\Delta \omega$ . Для работы метода дифференциальных поправок необходимо, чтобы  $\varepsilon_{\theta k}$  и  $\varepsilon_{\rho k}$  не имели значительных отклонений от нуля, что требует наличия хороших первых приближений. Первые приближения можно взять из шестого каталога орбит [3] или вычислить по одному из методов, не использующих первое приближение [5, 6].

Частные производные  $f_n, f_{T_p}, f_e, f_i, f_{\Omega}, f_{\omega_0}, f_{\dot{\omega}}, g_n, g_{T_p}, g_e, g_a, g_i, g_{\omega_0}, g_{\dot{\omega}}$  определяются из основных уравнений, описывающих кинематику двойных звёзд [5]:

$$E_k - e \sin(E_k) - n(T_k - T_p) = 0, \quad (11)$$

$$\operatorname{tg}(v_k / 2) = \sqrt{(1+e)/(1-e)} \operatorname{tg}(E_k / 2), \quad (13)$$

$$\rho_k = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos v_k} \frac{\cos(v_k + \omega_d)}{\cos(\theta_k - \Omega_d)}, \quad (14)$$

$$\bar{\omega}_d = \omega_{d0} + \bar{\omega}_d(T_k - T_p) \quad (\text{в случае учета движения периастра}). \quad (15)$$

Система  $2N$ -уравнений (10) с восьмью неизвестными решается методом наименьших квадратов ( $N$  – число наблюдений). Для решения необходимо  $N \geq 4$ . Ставится задача нахождения минимума выражения

$$\sum_{k=1}^N [w_{\theta k} (\rho_k \varepsilon_{\theta k} / \sigma_{\theta})^2 + w_{\rho k} (\varepsilon_{\rho k} / \sigma_{\rho})^2], \quad (16)$$

где  $w_{\theta k}$  и  $w_{\rho k}$  – веса наблюдений или функции весов,  $\sigma_{\theta}$  и  $\sigma_{\rho}$  – среднеквадратичные отклонения. Для фотографических (в Пулковском каталоге [7] для пар, у которых  $\rho > 5''$ ) и интерферометрических наблюдений измерения позиционного угла и разделения равнозначны, поэтому  $\sigma_{\theta}$  и  $\sigma_{\rho}$  из (16) можно исключить и приравнять веса наблюдений разделений и позиционных углов.

Веса наблюдений  $w_{\theta k} = w_{\rho k}$  можно определить методом, предложенным Харткопфом и др. [8].

Рассмотрим кратную звезду ADS 440. В четвёртом каталоге интерферометрических наблюдений двойных звёзд [4] имеется 16 наблюдений тесной пары. Орбита ранее определялась в работе [6] по 14 наблюдениям, наиболее точный результат был получен самым неточным методом – геометрическим [9], что говорило о необходимости учёта возмущений при определении орбиты. Элементы орбиты, вычисленные геометрическим методом, близки к современным, определённым Докобо [3]. В результате вычислений получались большие несвойственные для интерферометрических наблюдений ошибки позиционных углов, причиной которых являются периодические возмущения. Это следует из того, что учёт вековых возмущений не привел к значительному уменьшению среднеквадратичной ошибки (табл. 2). Элементы орбиты рассчитаны методом дифференциальных поправок по разделению и позиционному углу (16), в первом случае без учёта движения периастра, во втором – с учётом. Вековое возмущение периастра не совпадает с предсказанным теоретически (6), что связано с малой длиной наблюденной дуги (один полный оборот).

Таблица 2

ADS 440 Aa,Ab										
№	P, год	a, "	i, °	$\Omega_d$ , °	Tr, год	e	$\omega_d$ , °	$\bar{\omega}$ , °/Г.	$\sigma_{\theta}$ , °	$\sigma_{\rho}$ , "
1	15.705	0.5056	43.53	175.75	2000.67	0.176	103.97	-	2.56	0.0126
2	16.009	0.5075	43.99	175.35	2000.68	0.178	104.65	0.353	2.51	0.0130

Среднеквадратичные ошибки, вычисленные по элементам орбиты, полученной Докобо:  $\sigma_{\theta} = 2^{\circ}.95$  и  $\sigma_{\rho} = 0''.012$ .

Обычно при определении периодических возмущений вычисляют элементы невозмущенной орбиты, в дальнейшем по невязкам определяют периодические возмущения или, используя наблюдения, находят периодические возмущения интересующих величин. Стандартный подход определения периодических возмущений в данном случае не применим, так как период этого возмущения примерно равен времени наблюдения пары. В работе периодические возмущения истинной долготы, вычисленные с помощью (7) и элементов невозмущенной орбиты Докобо, были включены в уравнения (10) и с их учётом определялись элементы орбиты.

Амплитуда периодического возмущения (7)  $|\delta\psi_{\max}| = 2.63^\circ$ , вековой член  $\bar{\omega}_d = 0,028^\circ / \text{год}$  и с учётом выражения

$$\lambda - 2\lambda' + \tilde{\omega} = n(T_i - T_p) - 2n'(T_i - T_p') + 2\tilde{\omega} - 2\tilde{\omega}' = n(T_i - T_p) - 2n'(T_i - T_p') + 2\omega_d - 2\omega_d', \quad (17)$$

получаем закон изменения долготы периастра

$$\omega_d = \omega_{d0} + 0.028(T_k - T_p) + 2.63 \sin(n(T_i - T_p) - 2n'(T_i - T_p') + 2\bar{\omega}_{d0} - 2\bar{\omega}'_{d0}), \quad (18)$$

где  $T_p'$ ,  $n'$ ,  $\bar{\omega}_{d0}$  и  $\bar{\omega}'_{d0}$  – элементы орбит, вычисленные Докобо.

Подставляем (18) в (10), в итоге получаем задачу, аналогичную (16). Результаты вычислений ADS 440 представлены в табл. 3.

Величина  $\omega_d - \omega_d'$  в (18) при определении элементов орбиты была изменена – вместо  $-40^\circ$  было взято значение  $-108^\circ$ . Это может быть связано с неточным определением долготы периастра широкой пары или влиянием возмущений, которые не были учтены в процессе работы.

Таблица 3

ADS 440 Aa,Ab								
P, год	a, "	i, °	$\Omega_d$ , °	Tr, год	e	$\omega_d$ , °	$\sigma_\theta$ , °	$\sigma_\rho$ , "
15.865	0.510	44.00	175.92	2000.81	0.166	106.69	2.365	0.012

Вековые возмущения тесных пар в кратных системах составляют  $\sim 10^{-2} - 10^{-3}^\circ / \text{год}$ . При современной точности наблюдений их можно рассматривать, если наблюдениями охвачено несколько оборотов. Амплитуда некоторых периодических членов достигает нескольких градусов, поэтому они должны учитываться при вычислении орбит.

В работе теоретически предсказаны, а затем рассчитаны возмущения тройной звезды ADS 440. Исследования показали, что у тесной пары имеется периодическое возмущение большой амплитуды  $|\delta\psi_{\max}| = 0.046 \text{ рад} = 2.63^\circ$ , что подтверждено с помощью теоретических расчётов и при обработке наблюдений этой пары.

### Библиографический список

1. Tokovinin A. Statistics of multiple stars. in: Proc. IAU Coll. 191, ed. C. Scarfe & C. Allen. Rev. Mex. Astron. Astrof., Con. Ser., 2004, v. 21, p. 7-14.
2. Брауэр, Д. Методы небесной механики [текст] : [пер. с англ. В.К. Абалакин] / Д. Брауэр, Дж. Клеменс. – М. : Мир, 1964. 516 с.
3. Hartkopf W.I., Mason B.D. Sixth Catalog of Orbits of Visual Binary Stars. Washington: U.S. Nav. Obs. 2009. Electronic version <http://ad.usno.navy.mil/wds/orb6.html>.
4. Hartkopf W.I., Mason B.D., Wycoff G.L. Fourth Catalog of Interferometric Measurements of Binary Stars. Washington: U.S. Nav. Obs. 2001 (updated 2009).
5. Куто, П. Наблюдения визуально-двойных звёзд [текст] : [пер. с франц. А.М. Черепашук] / П. Куто. – М. : Мир, 1981. – 240 с.
6. Байдин, А.Э. Метод определения элементов орбиты визуально-двойной звезды для эллиптического и гиперболического движения. // Электронный журнал "Исследовано в России". – 2007. – С. 480-490. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2007/044.pdf>.
7. Киселёв, А.А. Каталог относительных положений и движений 200 визуально-двойных звёзд по наблюдениям в Пулковке на 26" рефракторе в 1960-1986 гг. [текст] / А.А. Киселёв, О.А. Калинин, Г.А. Плюгин, Н.А. Шахт, О.В. Кияева, Б.А. Фигаро, О.П. Быков ; Главная астрономическая обсерватория АН СССР. – Л. : Наука, 1988. – 40 с.
8. Hartkopf W.I., McAlister H.A., Franz O.G. Binary star orbits from speckle interferometry. II. Combined visual/speckle orbits of 28 close systems. Astron. J. v. 98, p. 1014-1039, 1989.

9. Байдин, А.Э. Постановка лабораторной работы “Расчёт невозмущенных орбит визуально-двойных звёзд по пяти и более наблюдениям” // Методика преподавания астрономии: сборник статей / под ред. Румянцева А.Ю.). – Магнитогорск: МаГУ, 2005.

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2010 г. (государственный контракт № П539).

© А.Э. Байдин, 2010

УДК 521.3

**Л.В. Смирнова**

### **ДВИЖЕНИЕ РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЙ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ГАЛАКТИКЕ ПОД ВЛИЯНИЕМ ПОЯСА ГУЛЬДА**

В статье рассматривается движение рассеянных скоплений в локальной системе связанной с центром Пояса Гульда. Находится взаимосвязь между физическими и динамическими параметрами скоплений.

*Ключевые слова:* рассеянные скопления, пояс Гульда, динамика Галактики.

**L.V. Smirnova**

### **MOVEMENT OF SPARSE CONGESTIONS IN A ROTATING GALAXY UNDER THE INFLUENCE OF GULD'S BELT**

Open cluster moving in the galactic plane, in curvilinear system of coordinates, shall consider the motion of the cluster under the action of a gravitational field for the Gould belt. We determined correlation between physical and dynamic parameter of the cluster.

*Key words:* open cluster, Gould belt, dynamics of the Galaxy.

#### **Введение**

Для исследования динамики Галактики особую роль играет вычисление орбит различных объектов: звезд, скоплений и ассоциаций. Многими авторами предпринимались попытки вычислить орбиты рассеянных скоплений в различных моделях гравитационного поля Галактики; так, в работе [1] вычисляются орбиты нескольких скоплений на основе потенциала Миямото Нагаи. Одна из проблем вычисления орбит была связана с отсутствием данных, в основном по собственным движениям скоплений и лучевым скоростям. В настоящее время существует каталог DAML [2], содержащий данные о рассеянных скоплениях, такие как лучевая скорость и собственные скорости скоплений, а также некоторые физические характеристики скоплений (металличность, избыток цветности, возраст). Этот каталог уже использовался для расчета орбит скоплений в нескольких моделях потенциала Галактики, например работа [3].

Часть рассеянных скоплений принадлежат поясу Гульда [4,5]. Это ближайший звездно-газовый комплекс в нашей Галактике, подобные структуры являются областями активного звездообразования и существуют в других галактиках [6]. Изучение динамики Местной системы звезд и пояса Гульда в частности является актуальной задачей, так как эти звездные системы выделяются из окружающего фона звезд целым рядом интересных особенностей. Исследование пояса Гульда во вращающейся системе координат было произведено Олано [7] для газа и звезд, входящих в систему.

В данной работе рассчитаны орбиты скоплений в локальной системе координат, связанной с центром пояса Гульда, представленного в виде эллипсоида. Произведен анализ зависимости кинематических и физических характеристик скоплений.

#### **Основные уравнения**

Для построения орбит скоплений необходимо задать динамическую модель Галактики. В литературе известен ряд динамических моделей (см., например, [8,9]). Была выбрана модель Мия-