

УДК 524.42

## ВКЛАД ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД В ДИСПЕРСИЮ СКОРОСТЕЙ ВНУТРИ ОВ-АССОЦИАЦИЙ ПО ДАННЫМ GAIA DR2

© 2021 г. А. М. Мельник<sup>1, \*</sup>, А. К. Дамбис<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

\*E-mail: [anna@sai.msu.ru](mailto:anna@sai.msu.ru)

Поступила в редакцию 21.05.2020 г.

После доработки 14.08.2020 г.

Принята к публикации 30.08.2020 г.

Мы оценили вклад двойных звезд в дисперсию скоростей внутри ОВ-ассоциаций, вычисленную с использованием собственных движений Gaia DR2. Наибольший вклад в дисперсию скоростей дают двойные звезды с периодом  $P = 5.9$  года, компоненты которых смещаются на расстояние, близкое к диаметру системы за время наблюдений Gaia DR2. Движение фотоцентра двойной системы исследовалось двумя методами: один основан на вычислении смещения между первым и последним наблюдательными периодами Gaia DR2, а другой – на решении  $n$  уравнений, определяющих смещение в момент времени  $t_n$ . Первый и второй методы дают очень близкие значения  $\sigma_{bn}$ , равные соответственно 0.90 и 0.87 км/с. Учет эллиптичности орбит двойных звезд вызывает небольшое уменьшение  $\sigma_{bn}$ . Предполагая, что эксцентриситеты орбит двойных массивных систем распределены равномерно на интервале  $e \in [0, 0.9]$ , мы получили среднее по эксцентриситету значение  $\overline{\sigma_{bn}} = 0.81$  км/с. Выбор значения  $\gamma$  в степенном законе распределения числа двойных систем  $p_q \sim q^\gamma$  от отношения масс компонентов  $q = M_2/M_1$  мало влияет на величину  $\sigma_{bn}$ . Изменение показателя  $\gamma$  от 0 (постоянное распределение) до  $-2$  (преобладание систем с маломассивными компонентами) приводит к изменению  $\sigma_{bn}$  от 0.90 до 1.07 км/с. Статья основана на докладе, сделанном на конференции “Астрометрия вчера, сегодня, завтра” (ГАИШ МГУ, 14–16 октября 2019 г.).

DOI: 10.31857/S0004629920330014

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Второй промежуточный релиз данных со спутника Gaia (Gaia DR2) включает высокоточные определения собственных движений для 1.3 миллиарда звезд, полученных по измерениям положений в течение 1.8 года [1–3]. Средняя ошибка определения собственных движений для звезд ОВ-ассоциаций составляет 0.1 мсд/год<sup>1</sup>, что на расстоянии 1 кпк дает неопределенность около 0.5 км/с.

ОВ-ассоциации – это разреженные группировки звезд спектральных классов О и В [4]. Блаха и Хамфрис [5] составили каталог звезд высокой светимости в широкой окрестности Солнца. Их список включает О–В2 звезды главной последовательности, О–В3 яркие гиганты и сверхгиганты всех спектральных классов, возраст которых не превышает 40 млн лет. Блаха и Хамфрис [5] выделили 91 ОВ-ассоциаций, расположенных в

окрестности  $\sim 3$  кпк от Солнца. Из 2209 звезд ОВ-ассоциаций 2007 (90%) были отождествлены с каталогом Gaia DR2.

Вычисленная дисперсия скоростей внутри ОВ-ассоциаций имеет несколько источников: турбулентные движения внутри гигантских молекулярных облаков, из которых потом рождаются молодые звезды [6], движения внутри двойных систем и ошибки определения скоростей.

Существует много доказательств того, что гигантские молекулярные облака находятся в состоянии, близком к вириальному равновесию, например, [7, 8]. Звезды ОВ-ассоциаций рождаются в турбулентной газовой среде и “наследуют” ее дисперсию скоростей. Поэтому вириальная масса ОВ-ассоциаций должна быть примерно равна массам их родительских молекулярных облаков. Вириальная масса ОВ-ассоциаций определяется следующим выражением:

$$M_{\text{vir}} = \frac{5a\sigma_t^2}{G}, \quad (1)$$

<sup>1</sup> 1 mas (milli arc second) или 1 мсд =  $1 \times 10^{-3}$  секунды дуги – единицы измерения угловых расстояний.

где  $a$  – характерный радиус ОВ-ассоциации и  $\sigma_l$  – одномерная дисперсия турбулентных движений. Вириальные массы ОВ-ассоциаций из каталога Блах и Хамфрис [5] лежат в диапазоне  $10^5$ – $10^7 M_\odot$  [9, 10], что в целом согласуется с оценками масс гигантских молекулярных облаков:  $10^5$ – $2 \times 10^6 M_\odot$  [11].

Используя собственные движения из каталога Gaia DR2, мы вычислили дисперсии скоростей звезд внутри ОВ-ассоциаций в направлении галактической долготы  $l$  и широты  $b$ . Наблюдаемые дисперсии скоростей  $\sigma_{l,obs}$  и  $\sigma_{b,obs}$  были исправлены за ошибки собственных движений и расстояний:

$$\begin{aligned}\sigma_{vl}^2 &= \sigma_{l,obs}^2 - (4.74r\epsilon_{\mu l})^2 - (4.74a\overline{\mu}_l)^2, \\ \sigma_{vb}^2 &= \sigma_{b,obs}^2 - (4.74r\epsilon_{\mu b})^2 - (4.74a\overline{\mu}_b)^2,\end{aligned}\quad (2)$$

где  $\epsilon_{\mu l}$  и  $\epsilon_{\mu b}$  – средние ошибки собственных движений из каталога Gaia DR2,  $\overline{\mu}_l$  и  $\overline{\mu}_b$  – средние собственные движения звезд ассоциации в направлении галактической долготы и широты,  $r$  – расстояние от Солнца до ОВ-ассоциации; коэффициент  $4.74r$  [кпк] переводит единицы мсд/год в км/с. При вычислении скоростей в картинной плоскости мы использовали среднее расстояние до ассоциации  $r$  и не использовали параллаксы отдельных звезд. В этом случае средняя ошибка расстояний примерно равна характерному радиусу  $a$  ассоциации в картинной плоскости. Среднее значение дисперсии скоростей, вызванной ошибками собственных движений Gaia DR2, равно 0.5 км/с. Ошибки в расстояниях до индивидуальных звезд (последний член в 2) также создают дополнительную дисперсию скоростей, среднее значение которой составляет 0.5 км/с.

Среднее значение одномерной дисперсии скоростей, вычисленное для 28 ОВ-ассоциаций, включающих более 20 звезд с собственными движениями Gaia DR2, составляет  $\sigma_v = 4.5$  км/с. Дисперсии скоростей внутри ОВ-ассоциаций не исправлялись за эффект двойных звезд, который по умолчанию принимался малым [10].

Однако доля двойных систем в популяции ОВ звезд достаточно велика и достигает 30–100% [12–15]. В настоящей работе мы вычисляем вклад двойных систем в дисперсию скоростей внутри ОВ-ассоциаций, моделируя движение компонентов двойной системы.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 2.1. Смещение фотоцентра двойной системы между начальным и финальным периодами наблюдений Gaia DR2

Смещение звезды в двойной системе за время наблюдений Gaia DR2 ( $T = 1.8$  года) приводит к

возникновению дополнительного собственного движения и дополнительной скорости, которая увеличивает дисперсию скоростей внутри ОВ-ассоциаций.

Давайте рассмотрим двойную систему, компоненты которой вращаются по круговым орбитам в плоскости небесной сферы с периодом обращения  $P$  (см. рис. 1а). Обозначим главный и вторичный компоненты двойной звезды соответственно 1 и 2. Типичным представителем звезды ОВ-ассоциаций в каталоге Блах и Хамфрис [5] является звезда с массой  $10 M_\odot$ , поэтому будем считать, что главный компонент имеет массу  $M_1 = 10 M_\odot$ , а масса вторичного компонента равна  $M_2 = qM_1$ :

$$q = M_2/M_1 < 1. \quad (3)$$

Компоненты двойной вращаются вокруг общего центра масс  $O$  по орбитам с радиусами соответственно  $a_1$  и  $a_2$ . Радиус  $a_2$  можно оценить из закона гравитации Ньютона:

$$a_2^3 = \frac{P^2}{4\pi^2} \frac{GM_1}{(1+q)^2}, \quad (4)$$

а радиус  $a_1$  вычисляется из следующего соотношения:

$$a_1 = qa_2. \quad (5)$$

Смещения  $S_1$  и  $S_2$  компонентов двойной системы между первым и последним наблюдательными периодами Gaia DR2 равны:

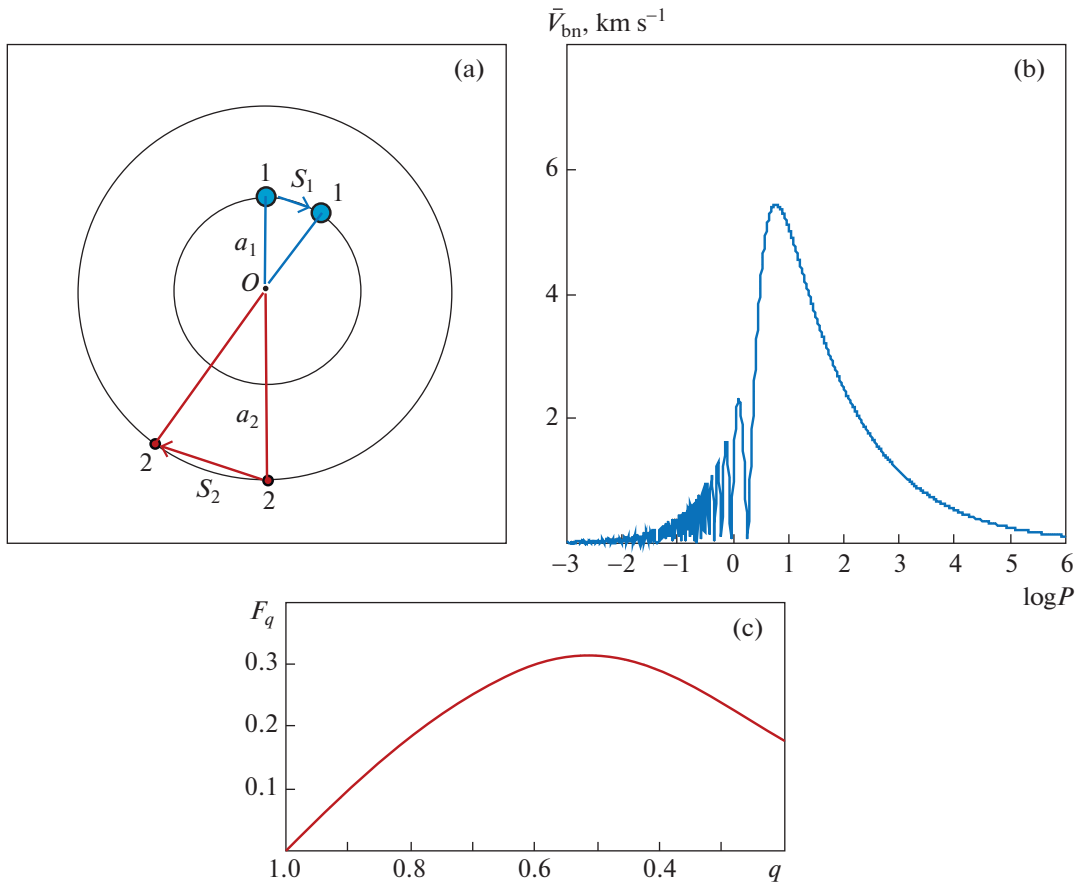
$$S_2 = \sqrt{2}a_2 \sqrt{1 - \cos \frac{2\pi T}{P}}, \quad (6)$$

$$S_1 = qS_2, \quad (7)$$

где  $T$  – это временная база наблюдений Gaia DR2.

Однако проект Gaia DR2 включает много наблюдений индивидуальных звезд. Например, звезды ОВ-ассоциаций наблюдались в среднем в течение 14 наблюдательных периодов. Наблюдательные периоды (visibility periods) – это интервалы наблюдений, разнесенные друг от друга не менее, чем на 4 дня [3, 16]. В разделе 2.2 мы рассмотрим другой метод, основанный на решении  $n$  уравнений, определяющих смещение  $s_n$  в момент времени  $t_n$ .

Оказалось, что двойные системы с периодом  $P = 5.9$  года дают максимальный вклад в дисперсию скоростей. В этом случае смещение компонентов двойной системы  $S = S_1 + S_2$  между первым и последним наблюдательными периодами имеет значение, близкое к диаметру системы  $D \approx a_1 + a_2$ , равному  $D \approx 8$  а.е., что на расстоянии  $r = 1$  кпк соответствует углу  $\sim 8$  мсд. Заметим, что



**Рис. 1.** Вклад двойных систем в дисперсию скоростей внутри ОВ-ассоциаций. (а) – Модель двойной системы с компонентами 1 и 2, вращающимися вокруг общего центра масс по круговым орбитам в плоскости небесной сферы с периодом  $P$ . Векторы  $S_1$  и  $S_2$  показывают смещение звезд двойной системы за время наблюдений Gaia DR2, равное  $T$ . Положение центра масс системы находится в точке  $O$ . Радиусы орбит звезд 1 и 2 равны соответственно  $a_1$  и  $a_2$ . (б) – Зависимость дополнительной скорости  $\bar{V}_{bn}$ , усредненной по параметру  $q$ , от  $\lg P$ . Скорость  $\bar{V}_{bn}$  – это средний вклад двойных систем с периодом  $P$  в дисперсию скоростей. Максимальное значение скорости  $\bar{V}_{bn} = 5.4$  км/с достигается при периоде обращения  $P = 5.9$  года. (с) – Зависимость функции  $F_q$  (см. (11)) от отношения масс в двойной системе  $q$ . Функция  $F_q$  достигает максимума при  $q = 0.52$ .

медианное значение расстояний от Солнца до ОВ-ассоциаций из каталога Блах и Хамфрис [5] равно  $r = 1.7$  кпк, т.е. медианное значение угла между компонентами двойной звезды должно быть в 1.7 раза меньше.

Изображения звезд в фокальной плоскости спутника Gaia имеют большой размер, что делается специально для увеличения числа пикселей, участвующих в построении изображения, и дает возможность точнее определять положение центра изображения. Медианное значение полуширины изображения, вычисленное на половине максимума линейной функции источника (full width half maximum of the line spread function), составляет  $\sim 100$  мсд [17]. Это означает, что компоненты рассмотренной двойной системы должны быть представлены одним и тем же источником.

Таким образом, мы должны рассматривать смещение фотоцентра двойной системы, а не движение одного из ее компонентов. В целом вычисление эффекта двойных требует учета линейной функции источника, точечной функции источника и алгоритма определения источника. Здесь мы не претендуем на полное решение, а делаем приблизительную оценку, полагая, что линейная функция источника является практически плоской вблизи  $\pm 10$  мсд от положения максимума [17].

Следовательно, световой поток от обоих компонентов двойной системы, полностью, без потерь, участвует в построении изображения. Используя соотношение между светимостью звезды  $L$  и ее массой  $M$ , например, [18]:

$$L \sim M^4, \tag{8}$$

мы можем записать следующее выражение для смещения фотоцентра двойной системы:

$$S_{\text{ph}} = \frac{S_1 M_1^4 - S_2 M_2^4}{M_1^4 + M_2^4}. \quad (9)$$

Подставляя переменные из (4)–(7), получаем:

$$S_{\text{ph}} = \sqrt{2} \left( \frac{GM_1 P^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} \sqrt{1 - \cos \frac{2\pi T}{P} F_q}, \quad (10)$$

где функция  $F_q$  имеет вид:

$$F_q = \frac{q - q^4}{(1 + q^4)(1 + q)^{2/3}}. \quad (11)$$

Рисунок 1с показывает ход функции  $F_q$ , которая равна нулю при  $q = 1$ . Действительно, движение двух одинаковых звезд в картинной плоскости не приводит к смещению их общего фотоцентра. С другой стороны, если один компонент очень мал, то перемещения основного компонента будут ничтожными. Оказалось, что функция  $F_q$  достигает максимума при  $q = 0.52$ .

Движение фотоцентра двойной системы приводит к появлению дополнительной скорости, которая искажает скорость звезды в картинной плоскости:

$$V_{bn} = S_{\text{ph}}/T, \quad (12)$$

где  $T$  – временная база наблюдений Gaia DR2. Рисунок 1b показывает зависимость дополнительной скорости  $\overline{V_{bn}}$ , усредненной по параметру  $q = M_2/M_1$ , от  $\log P$ . В целом легко понять зависимость скорости  $\overline{V_{bn}}$  от периода обращения системы  $P$ : при малых периодах двойная система имеет малый диаметр и смещения фотоцентра малы; чем больше период, тем больше диаметр системы, но в этом случае скорости движения по орбите малы и за время наблюдений Gaia DR2 фотоцентр смещается на небольшое расстояние. Следовательно, существует определенный период  $P$ , соответствующий максимальному смещению  $S_{\text{ph}}$ . Максимальное смещение  $S_{\text{ph}}$  и, следовательно, максимальная скорость  $\overline{V_{bn}}$  достигаются при периоде  $P = 5.9$  года. Максимальная скорость имеет значение  $\overline{V_{bn}} = 5.4$  км/с. При малых периодах  $P$  скорость  $\overline{V_{bn}}$  демонстрирует колебания, а нулевые значения скорости  $\overline{V_{bn}} = 0$  соответствуют периодам  $P = T/n$ , где  $n$  – целое число, при которых двойная система делает несколько полных оборотов за время  $T$ , что приводит к нулевому смещению  $S_{\text{ph}}$ .

Чтобы оценить вклад двойных звезд  $\sigma_{bn}$  в дисперсию скоростей внутри ОБ-ассоциаций  $\sigma_v$ , мы

интегрируем  $V_{bn}^2(P, q)$  по всем возможным периодам  $P$  и отношениям масс  $q$ :

$$\sigma_{bn}^2 = f_b f_j \int_{q=0.2}^{q=1.0} \int_{\log P=-3}^{\log P=+6} V_b^2(P, q) f_p(P) p(q) d(\log P) dq, \quad (13)$$

где множители  $f_b$  и  $f_j$  характеризуют соответственно долю двойных звезд и эффекты проекции, а функции  $f_p(\log P)$  и  $p(q)$  учитывают распределение двойных систем по периодам и по отношению масс компонентов  $q$  в них. Здесь мы принимаем следующие предположения. Доля двойных систем среди массивных молодых звезд составляет  $f_b = 0.5$  [13]. Ансамбль двойных систем ориентирован случайным образом по отношению к лучу зрения, следовательно, квадрат проекции полной скорости  $V$  на случайное направление, например  $x$ , в среднем составляет  $V_x^2 = 1/3 V^2$ , что дает фактор проекции, равный  $f_j = 1/3$ . Алдоретта и др. [19] показали, что распределение массивных двойных звезд по периодам является практически плоским по инкременту  $\log P$  (так называемый закон Эпика [20, 21]) на интервале  $\log P$  от  $-3$  до  $+6$ . Поэтому мы можем принять значение  $f_p = 1/9$  на единицу  $\log P$ . Сана и Эванс [22] нашли, что распределение двойных систем по отношению масс компонентов  $q$  является практически плоским на интервале  $q = 0.2-1.0$ , поэтому мы можем принять  $p_q = 1.25$ .

Численно интегрируя (13), мы получаем среднее значение вклада двойных звезд в дисперсию скоростей внутри ОБ-ассоциаций:

$$\sigma_{bn} = 0.90 (M_1/10 M_{\odot})^{1/3}, \quad (14)$$

что примерно в два раза превышает значение  $\sigma_{bn} = 0.38$  км/с, полученное для временной базы наблюдений Gaia DR1, равной  $T = 24$  года [23]. Оба значения  $\sigma_{bn}$  являются достаточно малыми по сравнению с наблюдаемой дисперсией скоростей внутри ОБ-ассоциаций  $\sigma_v = 4-5$  км/с. Из (14) видно, что значение  $\sigma_{bn}$  слабо зависит от массы  $M_1$ : при уменьшении массы звезды в 10 раз (с  $M_1 = 10$  до  $1 M_{\odot}$ ) значение  $\sigma_{bn}$  уменьшается только в  $\sim 2$  раза.

## 2.2. Смещение фотоцентра двойной звезды с учетом промежуточных наблюдений Gaia DR2

Предположим, что положение фотоцентра двойной системы измеряется  $n$  раз за время наблюдений Gaia DR2. Для определенности рассмотрим  $n = 14$  – среднее число периодов наблюдений звезд высокой светимости из каталога Блах и Хамфрис [5]. Рисунок 2а показывает

вращение компонентов двойной системы с периодом обращения  $P = 5.9$  года, обеспечивающим максимальное смещение фотоцентра за время наблюдений Gaia DR2. Рисунок 2b демонстрирует вращение фотоцентра  $C$  относительно центра масс системы  $O$ . Радиус орбиты фотоцентра равен:

$$a_{\text{ph}} = \left( \frac{GM_1 P^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} F_q. \quad (15)$$

Вектор  $\vec{S}$  равен смещению между начальным и финальным периодами наблюдений. Введем локальную систему координат: ось  $x$  совпадает с направлением вектора  $\vec{S}$ , а ось  $y$  перпендикулярна ему. Хорда  $c_n$  показывает смещение фотоцентра  $C$  к моменту времени  $t_n$ . Проекция хорды  $c_n$  на направления  $x$  и  $y$  равны соответственно  $x_n$  и  $y_n$ . Максимальное смещение фотоцентра происходит вдоль оси  $x$ , а в перпендикулярном направлении положение фотоцентра отклоняется на величину  $\sim |\vec{S}|/2$  и возвращается в положение, близкое к исходному. Дополнительные скорости  $V_x$  и  $V_y$  в направлении осей соответственно  $x$  и  $y$  вычисляются из решения системы  $2n$  уравнений:

$$\begin{aligned} x_n &= x_0 + V_x t_n, \\ y_n &= y_0 + V_y t_n. \end{aligned} \quad (16)$$

Так как мы вычисляем одномерную дисперсию скоростей  $\sigma_{bn}$  и учитываем эффект проекции с помощью коэффициента  $f_j = 1/3$ , то нам надо найти максимально возможное смещение в одном направлении. Это означает, что

$$V_{bn} = V_x. \quad (17)$$

Заметим, что скорость  $V_y$  и дополнительное собственное движение (см. (32)) вычисляются с большой ошибкой, что может привести к большому размеру эллипсоида ошибок (`astrometric_sigma5d_max`) при определении пяти астрометрических параметров ( $\alpha$ ,  $\delta$ ,  $\mu_\alpha$ ,  $\mu_\delta$  и  $\varpi$ ) данной звезды и их последующей отбраковке [3]. Эта проблема будет обсуждаться в разделе 2.5.

Рисунок 2с показывает зависимость дополнительной скорости  $\overline{V_{bn}}$ , усредненной по параметру  $q$ , от  $\log P$ , полученную двумя методами: первый основан на полном смещении  $S$  между начальным и конечным периодами наблюдений (раздел 2.1), а второй метод включает решение  $n$  уравнений, определяющих проекцию  $x_n$  в момент времени  $t_n$ . Максимальная скорость  $\overline{V_{bn}}$ , вычисленная первым и вторым методом, имеет значения соответственно 5.4 и 6.0 км/с. Максимальная скорость  $\overline{V_{bn}}$ , вычисленная вторым методом, име-

ет большее значение ( $\overline{V_{bn}} = 6$  км/с), но при малых периодах, там где происходят колебания, она принимает меньшие значения, чем скорость, вычисленная первым методом.

Интегрируя скорость  $\overline{V_{bn}}$  по инкременту  $\log P$ , мы получаем средний вклад двойных систем в дисперсию скоростей, вычисленную с учетом промежуточных измерений:

$$\sigma_{bn} = 0.87(M_1/10 M_\odot)^{1/3}. \quad (18)$$

Таким образом, средний вклад двойных систем в дисперсию скоростей внутри ОВ-ассоциаций, вычисленный двумя методами, отличается только на 3%.

### 2.3. Эллиптические орбиты

Распределение орбит массивных двойных звезд по эксцентриситету  $e$  зависит от периода: долгопериодические системы ( $P > 10$  лет) имеют практически равномерное распределение по эксцентриситету, а короткопериодические системы ( $P < 100$  дней) показывают избыток круговых орбит [13, 15, 24, 25].

Рассмотрим двойную систему с эксцентриситетом орбит  $e = 0.5$  и оценим вклад таких систем в дисперсию скоростей внутри ОВ-ассоциаций. Рисунок 3а показывает двойную систему, компоненты которой двигаются по эллиптическим орбитам, фокусы которых находятся в центре масс системы  $O$ . Точки  $P$  и  $A$  показывают положения перицентра и апоцентра орбиты вторичного компонента, углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  отсчитываются от перицентра  $P$  и соответствуют положению вторичного компонента в начальный  $t_1$  и конечный  $t_2$  периоды наблюдений Gaia DR2.

Движение материального тела по эллиптической орбите описывается законом Кеплера:

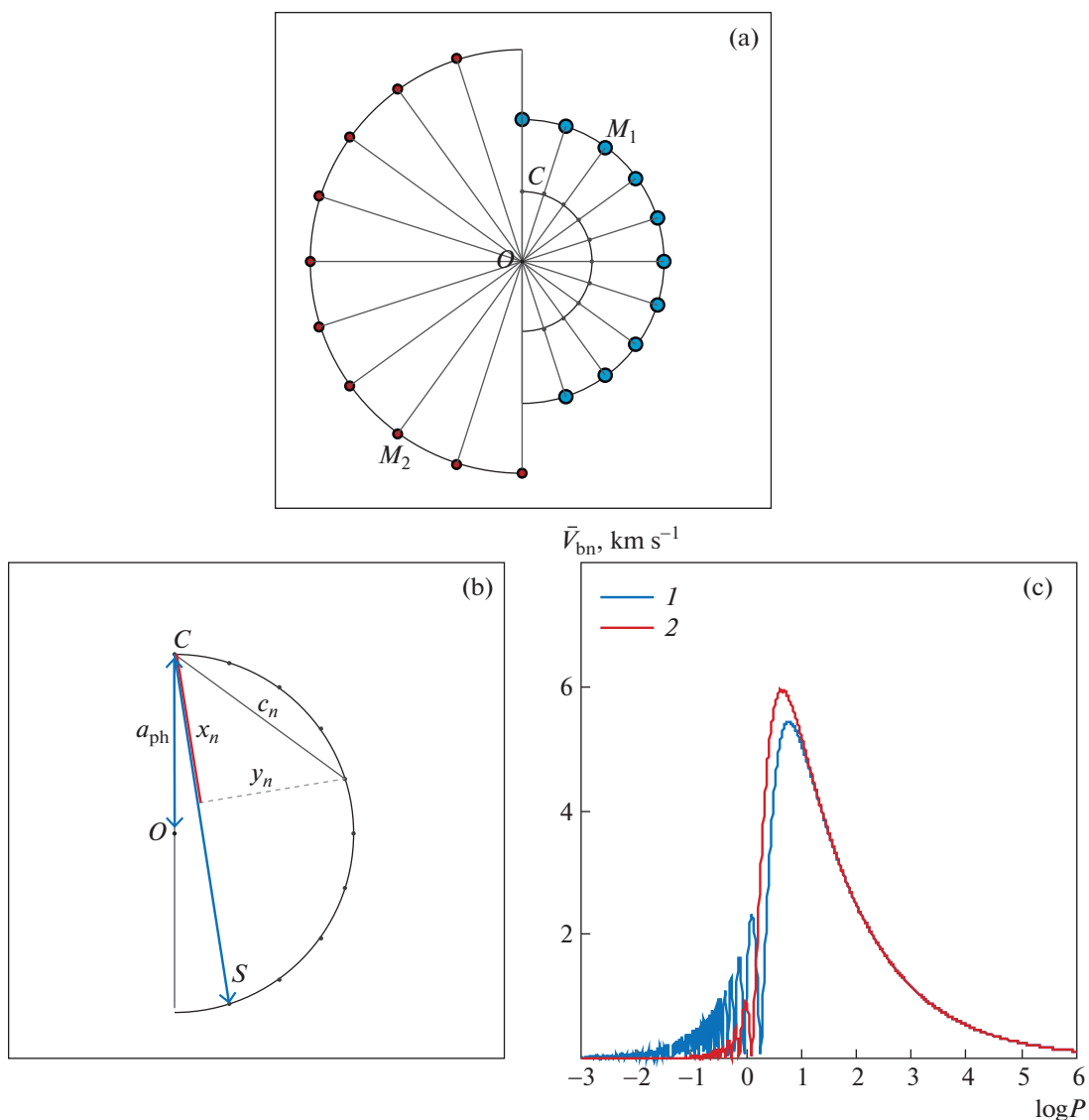
$$E - \sin E = M, \quad (19)$$

где  $E$  – эксцентрическая аномалия, а  $M$  – средняя аномалия:

$$M = \frac{2\pi}{P}(t - t_0), \quad (20)$$

где  $t_0$  – время прохождения перицентра. Зная эксцентрическую аномалию  $E$ , мы легко можем вычислить истинную аномалию – угол  $\theta$  между направлением на спутник в момент времени  $t$  и направлением на перицентр [26]:

$$\begin{aligned} \sin \theta &= \frac{\sqrt{1-e^2} \sin E}{1 - e \cos E}, \\ \cos \theta &= \frac{\cos E - e}{1 - e \cos E}. \end{aligned} \quad (21)$$



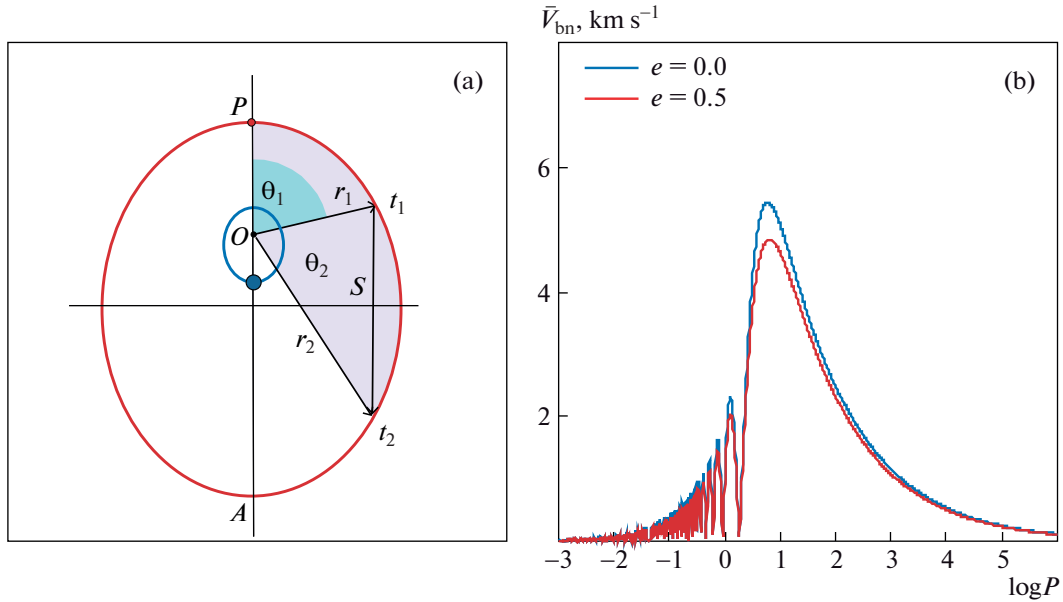
**Рис. 2.** а – Двойная система с компонентами  $M_1$  и  $M_2$ , вращающимися вокруг центра масс  $O$ . Положение фотоцентра в начальный момент отмечено точкой  $C$ . б – Движение фотоцентра  $C$  по окружности радиуса  $a_{ph}$ . Положение фотоцентра измеряется  $n$  раз за время наблюдений Gaia DR2. Вектор  $S$  соединяет положения фотоцентра между начальным и финальным периодами наблюдений. Хорда  $c_n$  показывает смещение фотоцентра к моменту времени  $t_n$ , а  $x_n$  и  $y_n$  – ее проекции соответственно на направление  $S$  и на перпендикулярное направление. в – Зависимость дополнительной скорости  $\overline{V}_{bn}$ , усредненной по параметру  $q$ , от  $\log P$ , выведенная двумя методами: один основан на полном смещении  $S$  между начальным и конечным периодами наблюдений (синяя линия), а другой на решении  $n$  уравнений, определяющих проекцию  $x_n$  в момент времени  $t_n$  (красная линия). Максимальная скорость  $\overline{V}_{bn}$ , вычисленная первым и вторым методами, имеет значения соответственно 5.4 и 6.0 км/с.

Расстояние  $r$  от центра масс системы до вторичного компонента в момент времени  $t$  определяется соотношением:

$$r = \frac{a\sqrt{1-e^2}}{1+e\cos\theta}, \quad (22)$$

где  $a$  – большая полуось орбиты вторичного компонента, которая зависит от периода системы  $P$ , массы основного компонента  $M_1$  и отношения масс  $q$  (см. (4)).

Величина  $E$  вычислялась методом последовательных приближений по Денби [27] до точности



**Рис. 3.** а – Эллиптические орбиты компонентов 1 и 2 двойной системы представлены соответственно малым и большим эллипсами. Фокусы орбит и центр масс системы находятся в точке  $O$ . Точки  $P$  и  $A$  показывают положения перигенетра и апогенетра орбиты вторичного компонента. Углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  отсчитываются от перигенетра  $P$  и соответствуют положению вторичного компонента в начальный  $t_1$  и конечный  $t_2$  периоды наблюдений Gaia DR2. б – Зависимость дополнительной скорости  $\overline{V}_{bn}$ , усредненной по параметрам  $q$  и  $t_1$  ( $t_1 \in [0, P]$ ), от  $\log P$ , вычисленная для орбит с эксцентриситетом  $e = 0.5$  и  $e = 0$ .

порядка  $10^{-6}$  рад. В нулевом приближении  $E_0 = M + 0.85e$ , и каждое следующее значение равно:

$$E_{n+1} = E_n - \frac{(M + e \sin E_n - E_n)^2}{E_n - 2(M + e \sin E_n) + M + e \sin(M + e \sin E_n)}. \quad (23)$$

Время  $t_1 \in [0, P]$  определяет значение угла  $\theta_1$  и радиуса  $r_1$  в начальный период наблюдений Gaia DR2. Время  $t_2$  соответствует последнему периоду наблюдений Gaia DR2:

$$t_2 = t_1 + T. \quad (24)$$

Для каждого момента времени  $t_1$  вычислялись значения  $t_2$ , углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , расстояний  $r_1$  и  $r_2$ , а также смещение вторичного компонента:

$$S_2 = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\theta_2 - \theta_1)}. \quad (25)$$

Смещение первичного компонента  $S_1$  определяется выражением (7). Зная  $S_1$  и  $S_2$ , мы можем найти смещение фотоцентра системы  $S_{ph}$  (см. (9)) и дополнительную скорость  $V_{bn}$  (см. (12)).

Рисунок 3б показывает зависимость дополнительной скорости  $\overline{V}_{bn}$ , усредненной по параметрам  $q$  и  $t_1$  ( $t_1 \in [0, P]$ ), от  $\log P$ , вычисленную для орбит с эксцентриситетом  $e = 0.5$  (красная кри-

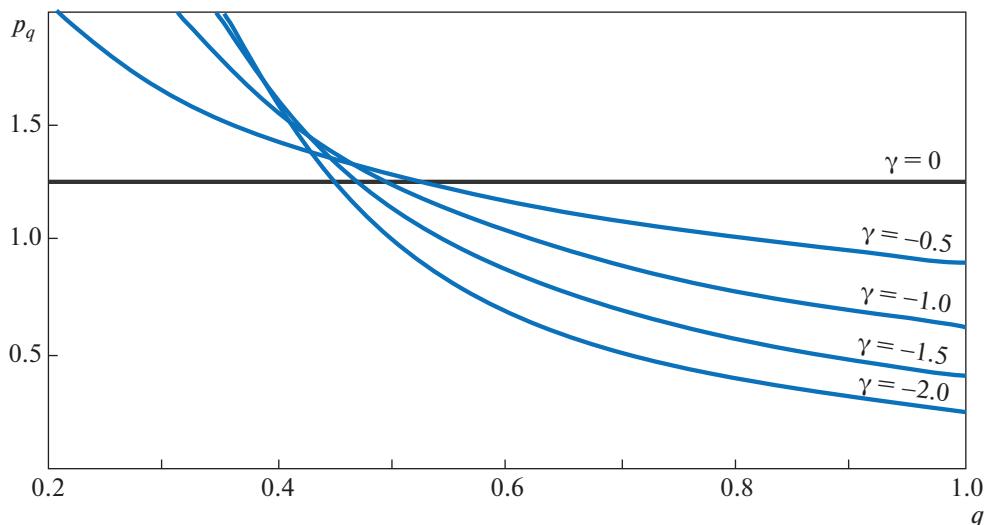
вая). В этом случае максимальное значение скорости составляет  $\overline{V}_{bn} = 4.8$  км/с. Для сравнения приведена кривая  $\overline{V}_{bn}$  (показана синим цветом), полученная для круговых орбит методом, изложенным в разделе 2.1. Видно, что предположение об эллиптичности орбиты немного уменьшает значение дополнительной скорости  $\overline{V}_{bn}$ .

Средний вклад эллиптических орбит с  $e = 0.5$  в дисперсию скоростей внутри ОБ-ассоциаций составляет:

$$\sigma_{bn} = 0.82(M_b/10 M_\odot)^{1/3}, \quad (26)$$

что примерно на 10% меньше значения 0.90 км/с, полученного для круговых орбит (см. (14)). Вероятно, это связано с тем, что вторичный компонент проводит большую часть времени вблизи апогенетра своей орбиты, где вращается с низкой угловой скоростью, смещаясь на малый угол за время наблюдений Gaia DR2, и его большое расстояние  $r$  от центра масс системы не может компенсировать низкую угловую скорость.

Оказалось, что изменение эксцентриситета  $e$  орбит двойных звезд от  $e = 0$  до 0.9 соответствует изменению  $\sigma_{bn}$  от  $\sigma_{bn} = 0.90$  до 0.58 км/с. Предполагая, что эксцентриситеты орбит двойных массивных систем распределены равномерно на ин-



**Рис. 4.** Распределения двойных систем по отношению масс  $q$ :  $p_q = Cq^\gamma$ , для  $\gamma = 0$  (постоянное распределение),  $\gamma = -0.5, -1.0, -1.5$  и  $-2.0$ .

тервале  $e \in [0, 0.9]$ , мы вычислили среднее значение  $\overline{\sigma_{bn}}$  по эксцентриситету:

$$\overline{\sigma_{bn}} = 0.81(M_b/10 M_\odot)^{1/3}, \quad (27)$$

которое практически совпадает со значением, полученным для эксцентриситета  $e = 0.5$ .

#### 2.4. Другое распределение $p_q$

В предыдущих разделах мы предполагали, что массивные двойные системы распределены равномерно по  $q = M_2/M_1$  на интервале  $q \in [0.2, 1]$  [20]. Но есть мнение, что распределение двойных звезд  $p_q$  смещено в сторону малых значений  $q$  и описывается степенным законом  $p_q \sim q^\gamma$ , где  $\gamma$  лежит в диапазоне от  $-0.5$  до  $-2.4$  [15].

Рисунок 4 показывает плотность вероятности распределения  $p_q = Cq^\gamma$  для значений  $\gamma = 0$  (постоянное распределение),  $\gamma = -0.5, -1.0, -1.5$  и  $-2.0$ . Значение константы  $C$  выбирается из условия нормировки:

$$\int_{q=0.2}^{q=1.0} p_q = 1. \quad (28)$$

Интегрирование  $V_{bn}^2$  (см. (13)) с функцией  $p_q = Cq^\gamma$  для показателя  $\gamma = -1.5$  дает значение дисперсии скоростей  $\sigma_{bn}$ :

$$\overline{\sigma_{bn}} = 1.07(M_b/10 M_\odot)^{1/3}, \quad (29)$$

которое лишь на 18% больше значения  $\sigma_{bn} = 0.90$  км/с, полученного для равномерного рас-

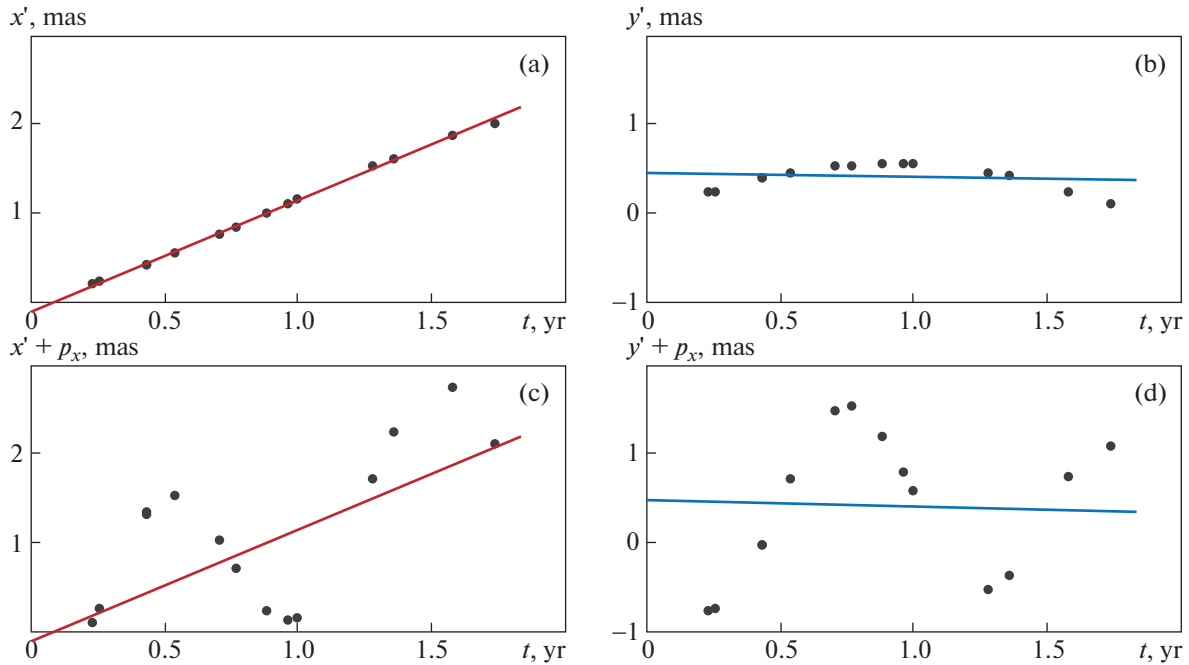
пределения  $p_q$ . В целом выбор показателя  $\gamma$  мало влияет на значение  $\sigma_{bn}$ : изменение  $\gamma$  от 0 до  $-2.0$  соответствует изменению  $\sigma_{bn}$  в диапазоне 0.90–1.07. Это связано с тем, что максимальный вклад в дисперсию скоростей дают системы с  $q = 0.5$ , при котором все рассмотренные функции  $p_q$  имеют близкие значения (рис. 4).

#### 2.5. Анализ ошибок собственных движений при движении фотоцентра двойной системы

Максимальный вклад в дисперсию скоростей, выведенную по данным Gaia DR2, дают двойные системы с периодом  $P = 5.9$  года. При этом в одном направлении фотоцентр системы движется практически линейно, а в другом совершает колебание, не имеющее ничего общего с линейным движением. В этом разделе мы анализируем ошибки собственных движений, вызванные нелинейными движениями.

Рисунок 5 показывает положения фотоцентра двойной системы в разные моменты времени и вычисленные по ним собственные движения. Моменты времени выбирались случайно на временной базе наблюдений Gaia DR2. Ось  $x$  совпадает с вектором  $\vec{S}$ , соединяющим положения фотоцентра между начальным и финальным периодами наблюдений, а ось  $y$  перпендикулярна оси  $x$  (см. рис. 2б). Для примера выбрана система с периодом обращения  $P = 5.9$  года, дающая максимальный вклад в смещение фотоцентра. Для удобства перехода к угловым единицам система расположена на расстоянии  $r = 1$  кпк от Солнца. Собственные движения фотоцентра  $\mu_x$  и  $\mu_y$  вы-





**Рис. 5.** Положения фотоцентра двойной системы в разные моменты времени (точки) и вычисленные по ним собственные движения (прямые линии). Ось  $x$  совпадает с вектором  $S$ , соединяющим положения фотоцентра между начальным и финальным периодами наблюдений, а ось  $y$  перпендикулярна оси  $x$  (см. рис. 2, b). Для примера выбрана система с периодом обращения  $P = 5.9$  года, дающая максимальный вклад в смещение фотоцентра. Для удобства перехода к угловым единицам система расположена на расстоянии  $r = 1$  кпк от Солнца. (a, b) – Положения фотоцентра без учета параллактического смещения, c, d – с его учетом. Хорошо видно, что наклоны прямых на рис. (a) и (c), а также на рис. (b) и (d) практически совпадают, что говорит о малом влиянии параллактического смещения на выведенные значения собственных движений. Смещения фотоцентра по оси  $x$  (a) подчиняются линейному закону, а смещения по оси  $y$  (b) описывают дугу, существенно увеличивая ошибки определения координаты  $y_0$  и собственного движения  $\mu_y$ .

числяются из решения системы линейных уравнений, определяющих положения фотоцентра на небесной сфере  $(x'_n, y'_n)$  в разные моменты времени:

$$\begin{aligned} x'_n &= x'_0 + \mu_x t_n, \\ y'_n &= y'_0 + \mu_y t_n, \end{aligned} \quad (30)$$

где значения  $x'_n, x'_0, y'_n$  и  $y'_0$  даны в единицах мсд, а собственные движения  $\mu_x$  и  $\mu_y$  в единицах мсд/год:

$$\begin{aligned} x'_n &= 2.06265 \times 10^8 x_n / r, \\ x'_0 &= 2.06265 \times 10^8 x_0 / r, \\ y'_n &= 2.06265 \times 10^8 y_n / r, \\ y'_0 &= 2.06265 \times 10^8 y_0 / r, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \mu_x &= V_x / (4.74r), \\ \mu_y &= V_y / (4.74r). \end{aligned} \quad (32)$$

Рисунки 5a, b показывают, что смещение фотоцентра по оси  $x$  подчиняется линейному закону, а смещение по оси  $y$  описывает дугу, существенно увеличивая ошибки определения координаты  $y_0$  и собственного движения  $\mu_y$ . В целом движение

по дуге предполагает, как минимум, квадратическую зависимость от времени.

Мы также рассмотрели влияние параллактического смещения на выведенные значения собственных движений. Рисунки 5c, d показывают движение фотоцентра двойной системы, искаженное параллактическими смещениями. Для удобства амплитуды параллактических движений вдоль осей  $x$  и  $y$  были приняты равными  $P_x = P_y = 1$  мсд.

$$\begin{aligned} p_x &= P_x \cos(2\pi t_n + \varphi_0), \\ p_y &= P_y \sin(2\pi t_n + \varphi_0). \end{aligned} \quad (33)$$

Хорошо видно, что наклоны прямых на рис. 5a, c, а также на рис. 5b, d практически совпадают, что говорит о малом влиянии параллактического смещения на вычисленные значения собственных движений.

Таблица 1 представляет собственные движения  $\mu_x$  и  $\mu_y$  и их ошибки, а также ошибки определения координат  $x_0$  и  $y_0$  (сами координаты в нашем случае не представляют интереса), выведенные для движения фотоцентра двойной системы с учетом и без учета параллактического смещения.

**Таблица 1.** Ошибки координат и собственных движений

	$\pm \epsilon_{x0}$ , мсд	$\pm \epsilon_{y0}$ , мсд	$\mu_x \pm \epsilon_{\mu x}$ , мсд/год	$\mu_y \pm \epsilon_{\mu y}$ , мсд/год
$P_x = P_y = 0$	$\pm 0.012$	$\pm 0.085$	$1.248 \pm 0.012$	$-0.046 \pm 0.086$
$P_x = P_y = 1$ мсд	$\pm 0.012$	$\pm 0.085$	$1.260 \pm 0.009$	$-0.077 \pm 0.090$

Видно, что точность определения координаты и собственного движения по оси  $x$  примерно на порядок выше, чем по оси  $y$ . Так, ошибки определения значений  $x_0$  и  $\mu_x$  составляют 0.01 мсд и 0.01 мсд/год, а ошибки определения  $y_0$  и  $\mu_y$  имеют значения 0.1 мсд и 0.1 мсд/год соответственно.

Таким образом, движение фотоцентра рассмотренной двойной системы практически не увеличивает ошибку определения собственного движения в одном направлении и добавляет дополнительную погрешность в 0.1 мсд/год в определение собственного движения в другом направлении. Средняя точность собственных движений звезд ОВ-ассоциаций равна 0.1 мсд/год, поэтому рассмотренная двойная система будет иметь ошибки собственных движений в диапазоне 0.1–0.2 мсд/год.

Линдегрэн и др. [3] сформулировали три условия, при которых пятипараметрическое решение, выведенное по наблюдениям Gaia GR2, не будет отброшено:

- (1) средняя величина в  $G$  диапазоне  $\leq 21^m$ ,
  - (2) число наблюдательных периодов  $\geq 6$ ,
  - (3) размер эллипсоида ошибок  $\leq (1.2'' \text{ мсд}) \times \gamma(G)$ ,
- $$(34)$$

где  $\gamma(G) = \max[1, 10^{0.2(G-18)}]$ .

Для звезд ОВ-ассоциаций средние значения звездной величины в полосе  $G$  и числа наблюдательных периодов равны соответственно  $\bar{G} = 8.5^m$  и  $n_{\text{vis}} = 14$ . Следовательно, два первых условия легко выполняются. Третье условие состоит в том, что пятимерный эквивалент большой полуоси позиционного эллипсоида ошибок (`astrometric_sigma5d_max`) не должен превышать 1.2 мсд [3]. Рассмотренные выше нелинейные движения фотоцентра двойной системы создают ошибки на уровне 0.1 мсд, что примерно на порядок меньше порогового значения 1.2 мсд (см. (34)). Таким образом, выведенное пятипараметрическое решение для движения фотоцентра двойной системы не будет отброшено.

Заметим, что двойные системы других периодов создают меньшее смещение фотоцентра и,

следовательно, ошибки, вызванные нелинейными движениями, также должны быть меньше.

Кроме того, медианное значение расстояния от Солнца до ОВ-ассоциаций из каталога Блах и Хамфрис [5] составляет  $r = 1.7$  кпк и, следовательно, медианное значение ошибок собственных движений должно быть в 1.7 раза меньше.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы оценили вклад двойных звезд в дисперсию скоростей внутри ОВ-ассоциаций, вычисленную с использованием собственных движений Gaia DR2. Его среднее значение составляет  $\sigma_{bn} = 0.90$  км/с. Наибольший вклад в дисперсию скоростей дают двойные звезды с периодом  $P = 5.9$  года, компоненты которых смещаются на расстояние, близкое к диаметру системы за время наблюдений Gaia DR2. Эти системы имеют диаметр  $\sim 8$  а.е., что на расстоянии 1 кпк от Солнца соответствует угловому размеру  $\sim 8$  мсд. Так как характерный размер изображений в фокальной плоскости спутника Gaia составляет 100 мсд, то оба компонента двойной системы формируют единое изображение.

Мы исследовали движение фотоцентра двойной системы двумя методами: один метод основан на вычислении смещения между первым и последним наблюдательными периодами Gaia DR2, а другой на решении  $n$  уравнений, определяющих смещение в момент времени  $t_n$ . Так как звезды ОВ-ассоциаций [5] наблюдались в среднем в течение 14 наблюдательных периодов, то значение  $n$  было принято равным  $n = 14$ . Первый и второй метод дали очень близкие значения  $\sigma_{bn}$ , равные соответственно 0.90 и 0.87 км/с.

Мы рассмотрели влияние эллиптичности орбит компонент двойных систем на дисперсию скоростей внутри ОВ-ассоциаций  $\sigma_{bn}$ . Оказалось, что учет эксцентриситета орбит уменьшает значение  $\sigma_{bn}$  на  $\sim 10\%$ . Так, орбиты с эксцентриситетом  $e = 0.5$  дают значение  $\sigma_{bn} = 0.82$  км/с. Предполагая, что эксцентриситеты орбит двойных массивных систем распределены равномерно на интервале  $e \in [0, 0.9]$ , мы получили среднее по эксцентриситету значение  $\sigma_{bn} = 0.81$  км/с. Оказалось, что выбор значения  $\gamma$  в степенном законе распределения  $p_q \sim q^\gamma$ , где  $q = M_2/M_1$ , мало влияет на

величину  $\sigma_{bn}$ . Изменение показателя  $\gamma$  от 0 (постоянное распределение) до  $-2$  (преобладание маломассивных компонентов) приводит к изменению  $\sigma_{bn}$  от 0.90 до 1.07 км/с.

Двойные системы увеличивают ошибки определения координат и собственных движений на величины соответственно  $0.1r^{-1}$  мсд и  $0.1r^{-1}$  мсд/год. Так как медианное значение расстояния от Солнца до ОВ-ассоциаций равно  $r = 1.7$  кпк, то ошибки, возникающие вследствие нелинейного движения фотоцентра, примерно на порядок меньше порогового значения размера эллипсоида ошибок, равного 1.2 мсд, превышение которого приводит к отбраковке пятипараметрического решения, выведенного по данным Gaia DR2. Таким образом, нелинейные движения фотоцентра двойных систем в ОВ-ассоциациях не приводят к критическому увеличению ошибок определения астрометрических параметров.

Мы показали, что вклад двойных систем в дисперсию скоростей внутри ОВ-ассоциаций ( $\sigma_{bn} = 0.8\text{--}1.1$  км/с) мал по сравнению с дисперсией скоростей, вызванной турбулентными движениями внутри гигантских молекулярных облаков,  $\sigma_t = 4\text{--}5$  км/с.

Учет эффекта двойных систем уменьшает значение дисперсии скоростей, обусловленной турбулентными движениями. Ее среднее значение, вычисленное для 28 ОВ-ассоциаций, уменьшается с 4.5 до 4.4 км/с, что увеличивает медианную эффективность звездообразования с 1.2 до 1.3% (подробнее [10]). Полученное малое значение эффективности звездообразования внутри гигантских молекулярных облаков согласуется с другими оценками [28–30].

## БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим анонимного рецензента за дискуссию и полезные замечания. Эта работа была выполнена с использованием данных Европейского Космического Агентства (ESA) миссии Gaia, обработанных консорциумом Gaia обработки и анализа данных (DRAC). Финансирование DRAC осуществлялось национальными институтами, в частности институтами, участвующими в Многостороннем договоре Gaia.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

А.Д. благодарит за финансовую поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (гранты № 18-02-00890 и 19-02-00611).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, A. Vallenari, et al.*, *Astron. and Astrophys.*, id. A1 (2016).
2. *A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, de J. H. J. Bruijne, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A1 (2018).
3. *L. Lindegren, J. Hernandez, A. Bombrun, S. Klioner, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A2 (2018).
4. *V. A. Ambartsumian*, *Astronomicheskii Zhurnal* **26**, 3 (1949).
5. *C. Blaha and R. M. Humphreys*, *Astron. J.* **98**, 1598 (1989).
6. *B. G. Elmegreen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **203**, 1011 (1983).
7. *R. B. Larson*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **194**, 809 (1981).
8. *M. R. Krumholz, C. D. Matzner, and C. F. McKee*, *Astrophys. J.* **653**, 361 (2006).
9. *A. M. Melnik and A. K. Dambis*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **472**, 3887 (2017).
10. *A. M. Melnik and A. K. Dambis*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 2339 (2020).
11. *D. B. Sanders, N. Z. Scoville, and P. M. Solomon*, *Astrophys. J.* **289**, 373 (1985).
12. *B. D. Mason, D. R. Gies, W. I. Hartkopf, W. G. Bagnuolo, T. ten Brummelaar, and H. A. McAlister*, *Astron. J.* **115**, 821 (1998).
13. *H. Sana*, in *The Lives and Death-Throes of Massive Stars*, *Proc. IAU Symp.* **329**, 110 (2017).
14. *H. Sana, A. de Koter, S. E. de Mink, P. R. Dunstall, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **550**, id. A107 (2013).
15. *M. Moe and R. Di Stefano*, *Astrophys. J. Suppl.* **230**, id. 15 (2017).
16. *F. Arenou, X. Luri, C. Babusiaux, C. Fabricius, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A17 (2018).
17. *C. Fabricius, U. Bastian, J. Portell, J. Castaneda, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A3 (2016).
18. *N. Duric*, *Advanced astrophysics* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2004).
19. *E. J. Aldoretta, S. M. Caballero-Nieves, D. R. Gies, E. P. Nelan, et al.*, *Astron. J.* **149**, id. 26 (2015).
20. *E. Öpik*, *Publ. de L'Observ. Astron. de l'Univer. de Tartu* **25**, 1 (1924).
21. *H. A. Abt*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **21**, 343 (1983).
22. *H. Sana and C. J. Evans*, *IAU Symp.* **272**, 474 (2011).
23. *D. Michalik, L. Lindegren, and D. Hobbs*, *Astron. and Astrophys.* **574**, id. A115 (2015).
24. *H. A. Kobulnicky, D. C. Kiminki, M. J. Lundquist, J. Burke, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **213**, id. 34 (2014).
25. *O. Y. Malkov, V. S. Tamazian, J. A. Docobo, and D. A. Chulkov*, *Astron. and Astrophys.* **546**, id. A69 (2012).
26. *Г. Н. Дубошин*, *Небесная механика. Основные задачи и методы. Издание 3-е.* (М: Наука, 1975).
27. *J. M. A. Danby*, *Fundamentals of celestial mechanics*. 2nd ed. (Richmond, Va., U.S.A.: Willmann-Bell, 1988).
28. *P. C. Myers, T. M. Dame, P. Thaddeus, R. S. Cohen, R. F. Silverberg, E. Dwek, and M. G. Hauser*, *Astrophys. J.* **301**, 398 (1986).
29. *N. J. Evans, M. M. Dunham, J. K. Jorgensen, M. L. Enoch, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **181**, id. 321 (2009).
30. *P. Garcia, L. Bronfman, L.-A. Nyman, T. M. Dame, and A. Luna*, *Astrophys. J. Suppl.* **212**, id. 2 (2014).