

СОДЕРЖАНИЕ

Том 99, номер 10, 2022

Силуэты кротовых нор, проходимых для излучения

С. В. Репин, М. А. Бугаев, И. Д. Новиков, И. Д. Новиков мл. 795

Наблюдаемое направление поляризации в зависимости от геометрических и кинематических параметров релятивистских джетов

М. С. Бутузова 805

Динамика замагниченных аккреционных дисков молодых звезд

С. А. Хайбрахманов, А. Е. Дудоров 832

Распределения экзопланет по массе и орбитальному периоду с учетом наблюдательной селекции метода измерения лучевых скоростей. Доминирующая (усредненная) структура планетных систем

В. И. Ананьева, А. Е. Иванова, И. А. Шашкова, О. Я. Яковлев, А. В. Тавров, О. И. Кораблев, Ж.-Л. Берто 847

СИЛУЭТЫ КРотовых НОР, ПРОХОДИМЫХ ДЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2022 г. С. В. Репин^{1, *}, М. А. Бугаев², И. Д. Новиков^{1, 3, 4}, И. Д. Новиков мл.¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрономический центр, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская область, Россия

³ The Niels Bohr International Academy, The Niels Bohr Institute, Copenhagen, Denmark

⁴ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*E-mail: sergerepin1@gmail.com

Поступила в редакцию 20.05.2022 г.

После доработки 11.08.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

Рассматриваются задачи о прохождении света сквозь горловину кротовой норы нулевой массы и возможность наблюдения объектов из другого асимптотически плоского пространства сквозь горловину кротовой норы. Показано, что отдельная звезда может иметь несколько изображений и отмечен тот факт, что изображение плоского ламбертовского экрана имеет сложное распределение яркости для наблюдателя, находящегося с ним по разные стороны горловины. Построены изображения двух таких экранов, видимых внутри силуэта безмассовой кротовой норы, и распределение интенсивности излучения в их изображениях.

Ключевые слова: кротовые норы, черные дыры, общая теория относительности

DOI: 10.31857/S0004629922100127

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–4] мы начали программу систематического сравнения особенностей силуэтов¹ — темных пятен, возникающих при наблюдении излучения, взаимодействующего с черными дырами (ЧД) и кротовыми норами (КН). Для выяснения и интерпретации этих особенностей целесообразно начинать с простейших моделей источников излучения и простейших моделей КН. В таком подходе будут наиболее ярко проявляться особенности, связанные именно с разницей природой этих объектов, а не с добавочными эффектами, вызванными сложностями более реалистических моделей.

В данной работе мы продолжим использовать этот подход. В работе [1] мы использовали модель КН Эллиса–Бронникова–Морриса–Торна [10–13], предполагая, что КН заполнена непрозрачным веществом и рассматривая только лучи, движущиеся в нашем пространстве вокруг входа в КН, расположенного вблизи наблюдателя. В данной работе мы учтем свет, проходящий сквозь КН из другого пространства, т.е. считаем КН свобод-

но проходимой для света. Ссылки на предыдущие работы см. в работе [1]. Там же выведены уравнения движения (способ см. в [14]) и дано описание наших численных методов.

Метрика кротовой норы, которую мы рассматриваем, может быть записана в виде:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dR^2 - (R^2 + q^2)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (1)$$

Здесь c — скорость света. В дальнейшем положим $c = 1$. Для наших целей эту же метрику удобно записывать в координатах $(t, r, \vartheta, \varphi)$:

$$ds^2 = dt^2 - \frac{r^2}{r^2 - q^2} dr^2 - r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2), \quad (2)$$

где координата r выбрана так, чтобы длина окружности была равна $2\pi r$.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Прежде всего мы рассмотрим изображения и силуэты (тени), которые создают лучи, прошедшие сквозь КН.

Подчеркнем, что в метрике сферической КН, так же как и в метрике сферической ЧД, пространственные траектории лучей света всегда плоские. Поэтому нам достаточно будет рассматривать только одно плоское сечение пространственной метрики, например, экваториальное.

¹ В многочисленных работах по искривлению и рассеянию лучей света черными дырами и кротовыми норами возникающие темные образования называются либо “теньями” [5–7], либо “силуэтами” [8, 9]. Мы считаем термин “силуэт” более подходящим и будем в дальнейшем его использовать.

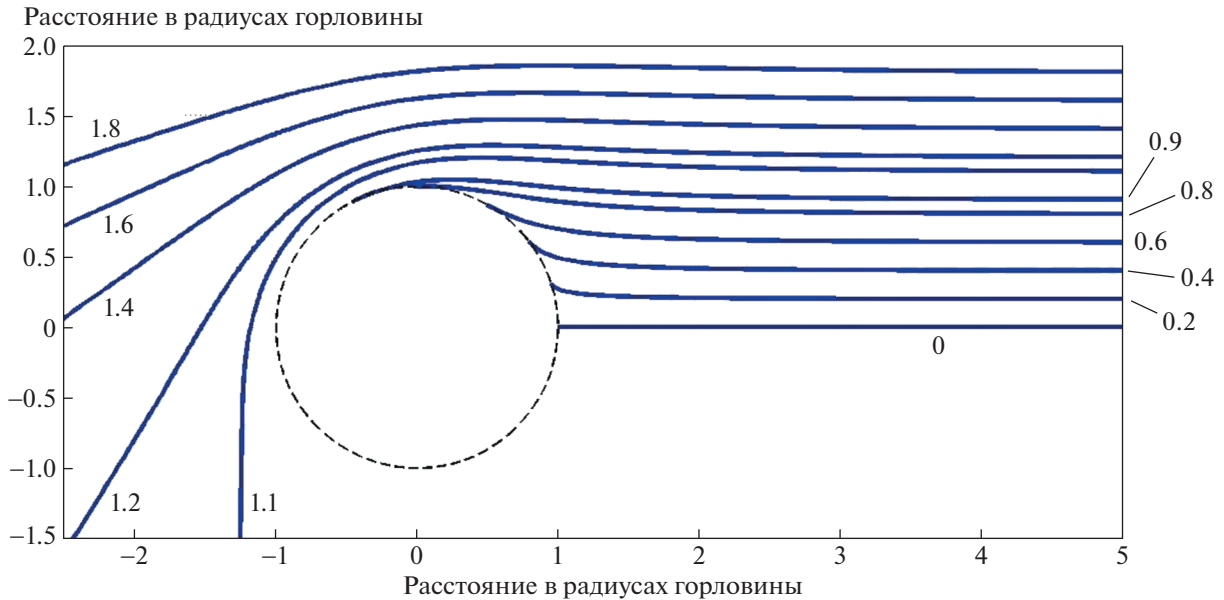


Рис. 1. Сечение пространства наблюдателя (пространства-1) на экваторе ($\theta = 90^\circ$), $0 < R < \infty$, $0 < \varphi < 2\pi$. Изображены траектории нулевых геодезических (лучей света) в этом пространстве. Эти траектории простираются от наблюдателя, находящегося справа на бесконечности $R \rightarrow \infty$, $\varphi = 0$ к району входа в КН. Траектории имеют прицельные параметры $b = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 0.9, 1.1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8$. Окружность – горловина КН. Координаты системы соответствуют формуле (1). Расстояния по вертикальной и горизонтальной осям отложены в единицах размера радиуса горловины.

Для вычисления траекторий световых лучей надо получить уравнения движения кванта света в метрике (1) сферически симметричной кротовой норы. Эти уравнения получаются разделением переменных в уравнении Гамильтона–Якоби для метрики (1):

$$\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)^2 - \frac{r^2 - q^2}{r^2} \left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)^2 - \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial S}{\partial \vartheta}\right)^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \left(\frac{\partial S}{\partial \varphi}\right)^2 - m^2 = 0, \tag{3}$$

и в безразмерных переменных преобразуются к системе шести обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dt}{d\sigma} = \frac{1}{r^2}, \tag{4}$$

$$\frac{dr}{d\sigma} = r_1, \tag{5}$$

$$\frac{dr_1}{d\sigma} = 2(\eta - \xi^2)r^3 - (1 + \eta + \xi^2)r, \tag{6}$$

$$\frac{d\theta}{d\sigma} = \theta_1, \tag{7}$$

$$\frac{d\theta_1}{d\sigma} = \frac{\xi^2 \cos \theta}{\sin^3 \theta}, \tag{8}$$

$$\frac{d\varphi}{d\sigma} = \frac{\xi}{\sin^2 \theta}, \tag{9}$$

где $(t, 1/r, \theta, \varphi)$ – координаты Бойера–Линдквиста, r_1 и θ_1 – вспомогательные переменные, η и ξ – константы Чандрасекара, которые определяются начальными условиями. Численное интегрирование системы (4)–(9) позволяет построить траектории квантов в поле кротовой норы.

Для наблюдателя, находящегося достаточно далеко от входа КН, лучи, приходящие к нему от входа и его окрестностей, почти параллельны. Заметим, что траектории нулевых геодезических в метрике (1) при $|R| \gg 1$ быстро становятся практически прямыми линиями. На рис. 1 изображено внешнее пространство наблюдателя в экваториальном сечении $\theta = 90^\circ$ (в координатах формулы (1)). Окружность – это горловина КН, где $R = 0$. Наблюдатель находится в точке на $R \rightarrow \infty$, $\varphi = 0$. Будем называть пространство $0 < R < +\infty$ пространством-1. Параллельный пучок нулевых геодезических уходит из района КН к наблюдателю. Назовем его пучком А.

На рис. 1 изображены траектории нулевых геодезических, имеющих разный прицельный параметр b по отношению к наблюдателю. Параметр b измеряется в единицах радиуса горловины. Нулевые геодезические с $b > 1$ – это лучи в пространстве-1 наблюдателя. Траектории с $b < 1$ доходят

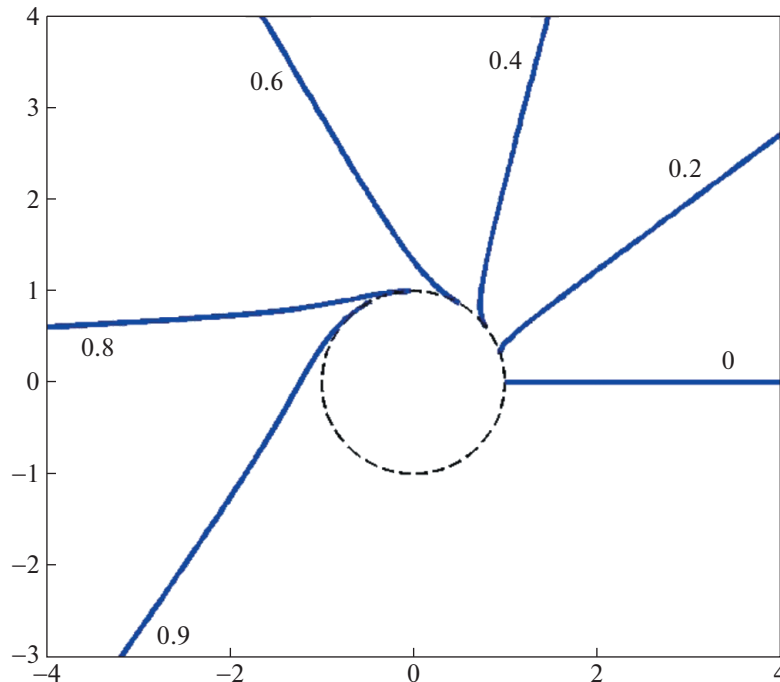


Рис. 2. Пространство-2. Продолжение траекторий с прицельными параметрами: 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 и 0.9 в пространстве-2 после пересечения горловины. Расстояния по осям координат измеряются в единицах радиуса горловины.

до горловины КН и уходят в другое пространство, будем называть его “пространство-2”, где R меняется от $R = 0$ до $R \rightarrow -\infty$.

На рис. 1 показаны траектории с прицельным параметром b выше горизонтали $b = 0$, т.е. движущиеся против часовой стрелки. Разумеется, аналогичная картина должна повторяться для прицельного параметра b ниже $b = 0$, т.е. движущиеся по часовой стрелке.

На рис. 2 изображено пространство-2. Здесь показаны нулевые геодезические, которые пришли из пространства-1, пересекая горловину. Соответствующие прицельные параметры $b < 1$ указаны рядом с траекториями. При значениях $b < 1$, но очень близких к 1 (т.е. $(1 - b) \ll 1$) траектории много раз оборачиваются по координате φ прежде, чем уходят к $R \rightarrow -\infty$. Это показано на рис. 3.

Траектории с $b < 1$ являются объектом нашего внимания в этой статье. Именно они используются для построения изображений и силуэтов, видимых наблюдателем сквозь КН.

3. ИЗОБРАЖЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ ЗВЕЗД, ВИДИМЫХ СКВОЗЬ КН

Приступим теперь к нашей основной задаче — построению изображений отдельных объектов и силуэтов, видимых наблюдателем сквозь КН. Начнем с изображения отдельных звезд.

Пусть в пространстве-2 имеется далекий точечный источник (звезда), расположенный в нашем $R - \theta$ сечении с координатой θ . Как ее увидит наблюдатель? От далекой звезды лучи света (нулевые геодезические) падают на вход КН в пространстве-2 параллельным пучком. Назовем его пучком B . К наблюдателю придет луч света, асимптотика которого при $R \rightarrow -\infty$ соответствует координате θ . Его прицельный параметр b_1 и будет соответствовать положению изображения звезды для наблюдателя. Но изображение будет не единственным. Луч из пучка B , идущий вблизи горловины и сделавший полный оборот вблизи нее, может попасть в пучок A и прийти к наблюдателю. Так возникает второе изображение звезды b_2 ближе к окружности горловины и т.д. Изображений будет бесконечно много все ближе и ближе к окружности, соответствующей горловине. Луч из пучка B может также совершать полные обороты и в противоположную сторону. Такие изображения будут наблюдаться тоже вблизи окружности горловины, но с ее противоположной стороны. Множественные изображения отдельной звезды показаны на рис. 4 слева. Справа показаны те же изображения, но в качестве горизонтальной координаты использована величина $\lg(1 - |b|)$. Это сделано для того, чтобы различить отдельные сливающиеся изображения вблизи края горловины. Вблизи каждого изображения

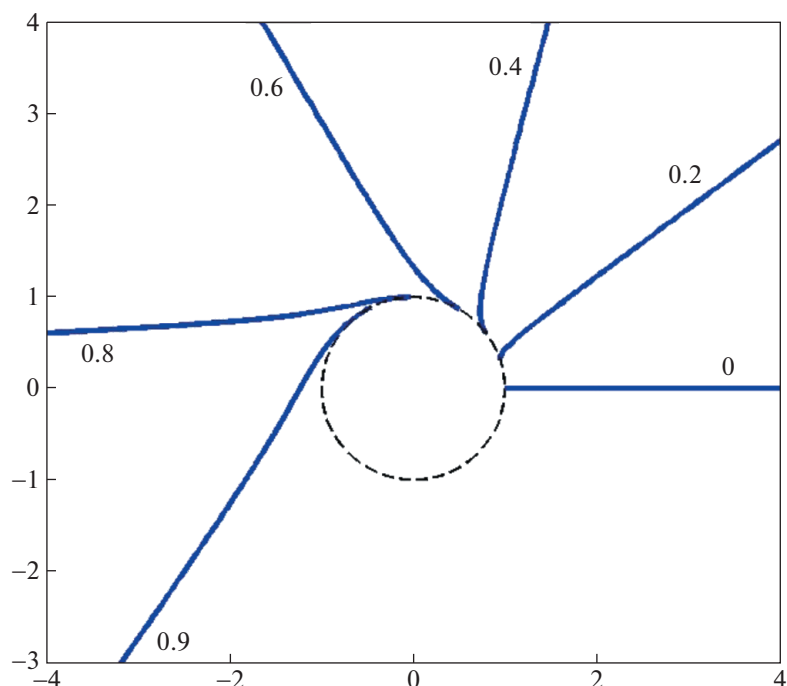


Рис. 3. Траектории нулевых геодезических в пространстве-2, сильно искривляющиеся вокруг горловины. Прицельный параметр указан рядом с траекторией. Горизонтальная траектория рядом со стрелкой – это сливающиеся при данном разрешении входящие траектории в пространстве-1 для всех приведенных на рисунке траекторий.

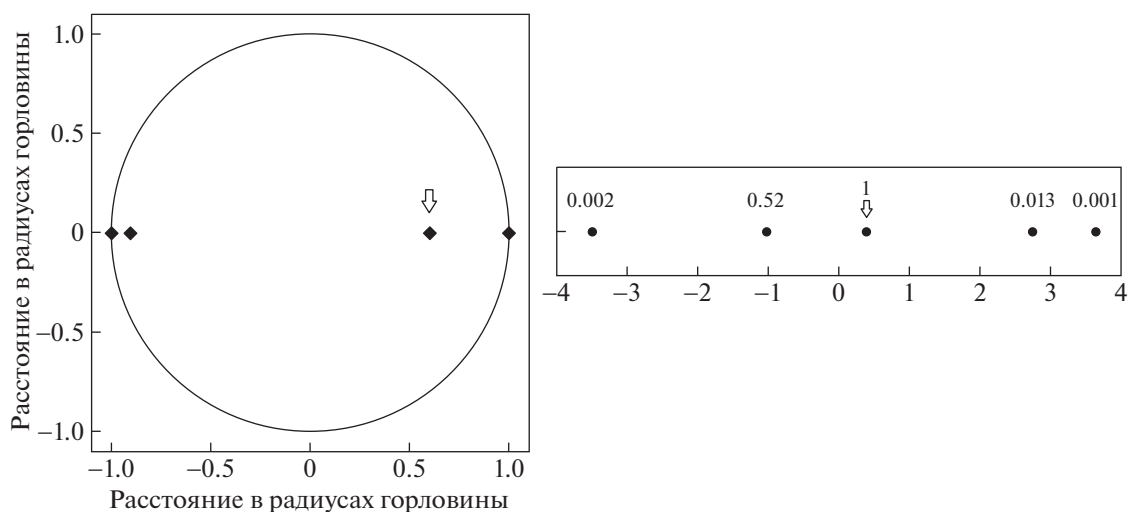


Рис. 4. Слева – множественные изображения одной и той же звезды, находящейся в пространстве-2. Изображение, отмеченное стрелкой, можно условно назвать “главным”. Справа – для тех же изображений использована горизонтальная координата $\lg(1 - |b|)$. Числа у точек указывают яркость соответствующего изображения.

указана его относительная яркость для наблюдателя в пространстве-1. Эти значения можно получить после численного интегрирования системы (4)–(9) и сравнения телесных углов для конуса одних и тех же лучей в пространствах-1 и 2.

Характер самого изображения звезды и его повторения, разумеется, зависит от ее положения на небе пространства-2.

Будем считать, что меридиан сечения $\varphi = 90^\circ$, вдоль которого мы рассматриваем разные поло-

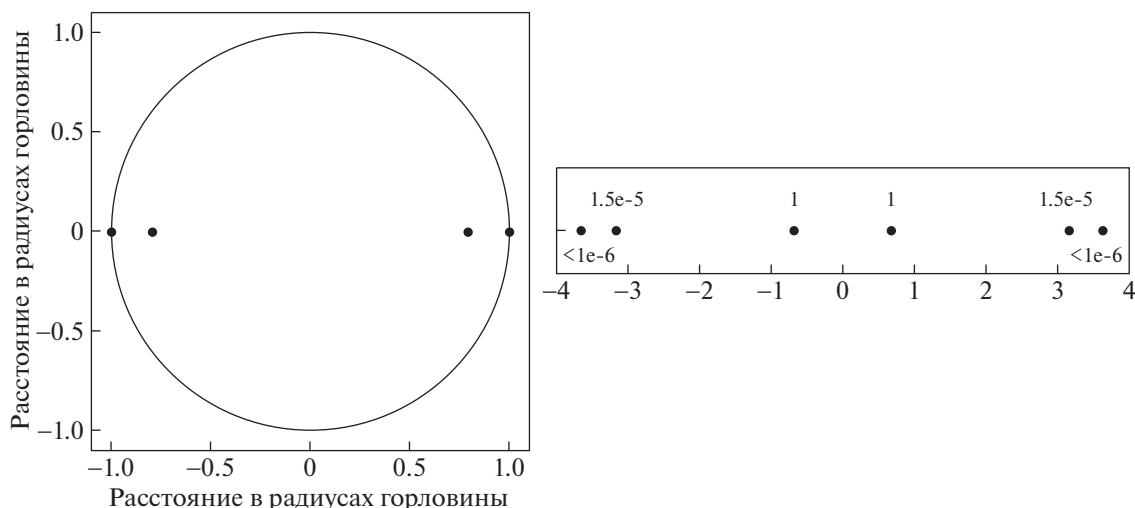


Рис. 5. Слева — множественные изображения одной и той же звезды, находящейся в пространстве-2 и расположенные симметрично в поле зрения наблюдателя. Числа указывают яркость соответствующего изображения. Справа — для тех же изображений использована горизонтальная координата $\lg(1 - |b|)$. Числа у точек указывают яркость соответствующего изображения.

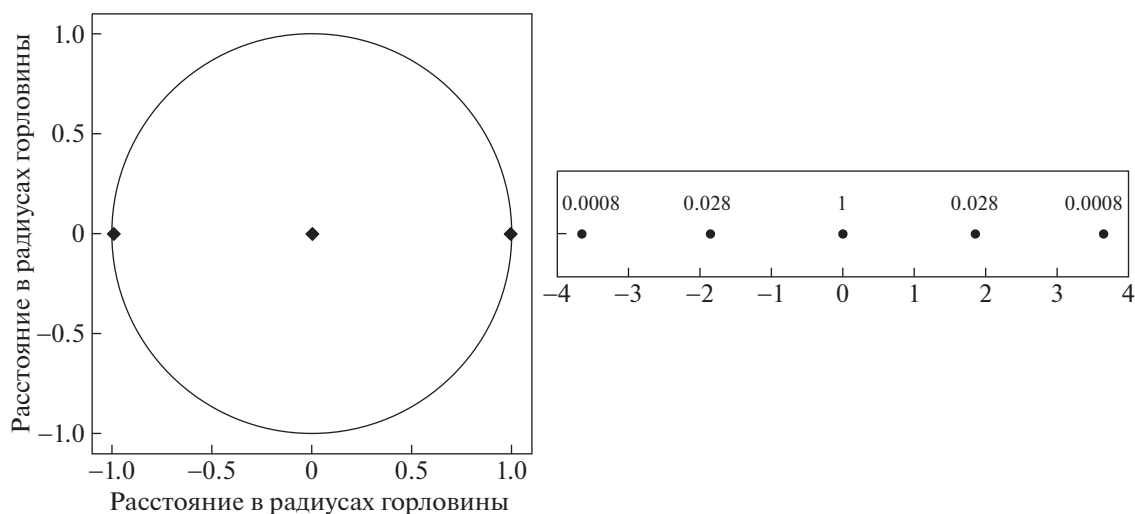


Рис. 6. Слева — множественные изображения одной и той же звезды, находящейся в пространстве-2 и расположенные симметрично в поле зрения наблюдателя. Числа указывают яркость соответствующего изображения. “Главное” изображение находится в центре поля зрения. Справа — для тех же изображений использована горизонтальная координата $\lg(1 - |b|)$. Числа у точек указывают яркость соответствующего изображения.

жения звезд, соответствует горизонтальной линии в поле зрения наблюдателя изображения кротовой норы. Тогда схематически картина с повторяющимися изображениями показана на рис. 5. В районе полюса первое изображение звезды отсутствует. Лучи от нее прямо не попадают к наблюдателю. При этом самые внешние точки в поле зрения на левой панели состоят из двух слившихся изображений, которые в таком масштабе разделить невозможно. На правой панели с горизонтальной координатой $\lg(1 - |b|)$ они хорошо видны.

На рис. 6 показана еще одна симметричная ситуация, когда звезда из пространства-2 видна в центре поля зрения.

4. ВНУТРЕННИЕ СИЛУЭТЫ (ТЕНИ) КРОВОТЫЙ НОРЫ

Рассмотрим теперь изображения, создаваемые для наблюдателя в нашем пространстве-1 протяженными светящимися экранами, расположенными в пространстве-2. Как и в работах [1–3], будем считать интенсивность свечения экрана во

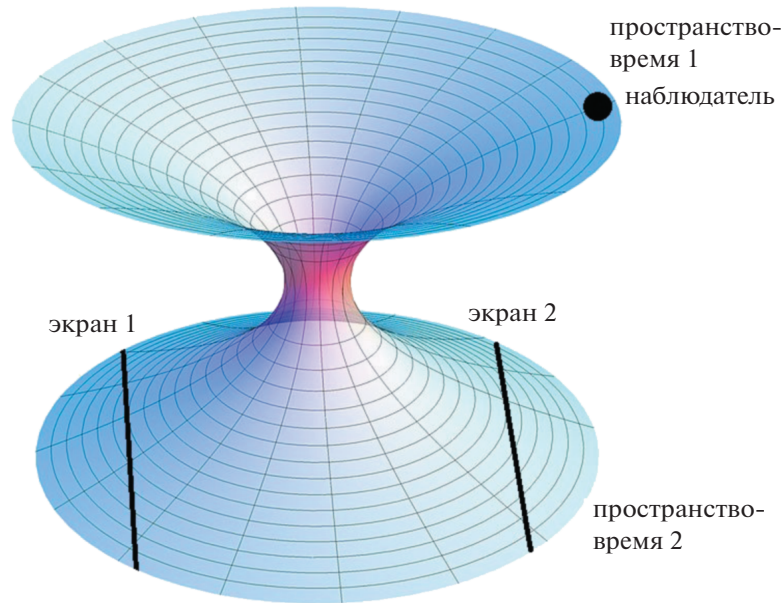


Рис. 7. Схема расположения наблюдателя в пространстве-1 и протяженных ламбертовских экранов в пространстве-2.

всех направлениях одинаковой (ламбертовский источник). Прежде всего рассмотрим экран, расположенный в пространстве-2 в направлении полюса, $\varphi = 180^\circ$, перпендикулярно радиальному направлению и находящемуся достаточно далеко, $R \rightarrow -\infty$. На рис. 7 схематически показано положение наблюдателя в пространстве-1 и два экрана, находящиеся в пространстве-2. По рисунку можно понять, что луч света, идущий от наблюдателя точно в центр кротовой норы (т.е. с нулевым прицельным параметром), приходит в экран-2 перпендикулярно ему и поэтому в экран-1 не попадает. А для того, чтобы попасть в экран-1, луч света должен двигаться с отличным от нуля прицельным параметром b и, значит, повернуть в пространстве-2 (вблизи горловины) на угол, больший 90° . Взглянув снова на рис. 2, можно увидеть, что прицельный параметр такого луча приблизительно равен $b \approx 0.5$.

В первую очередь мы рассмотрим, как выглядит изображение экрана-1 с точки зрения наблюдателя, находящегося в пространстве-1. Размеры экрана считаем неограниченно большими, способы построения изображений аналогичны описанным в работе [1]. Изображение, которое видит наблюдатель в пространстве-1, показано на рис. 8. На левой панели показана форма изображения, которое видит наблюдатель, а справа — распределение интенсивности излучения в том же изображении, показанное в логарифмическом масштабе. Внутренний радиус светлой области, как сказано выше, соответствует повороту луча в пространстве-2 на угол 90° , а внешняя граница соответствует повороту на 270° . Точные значения

прицельных параметров для этих значений угла поворота можно получить только численным интегрированием уравнений нулевых геодезических. Эти значения получились равными:

$$\begin{aligned} b_{90} &= 0.4704q, \\ b_{270} &= 0.94008q. \end{aligned} \quad (10)$$

Луч, однако, может достигнуть экрана и более сложным путем: он может совершить несколько оборотов вблизи горловины кротовой норы и только после этого попасть в экран. Так, при повороте луча на углы от 450° до 630° луч достигнет экрана, сделав один полный оборот, а при повороте на углы от 810° до 990° — два полных оборота и т.д. Эти лучи должны проходить горловину кротовой норы с прицельными параметрами, очень близкими к единице, и образовывать бесконечное количество тонких колец. Для первого такого кольца прицельные параметры внутренней и внешней границ равны, соответственно:

$$\begin{aligned} b_{450} &= 0.9969445q, \\ b_{630} &= 0.9998713q, \\ b_{630} - b_{450} &\approx 0.003q. \end{aligned} \quad (11)$$

Точность этих значений составляет четыре—пять единиц последнего знака. Для второго и последующих колец для определения этих параметров требуется интегрирование с чрезвычайно высокой точностью, поскольку система уравнений становится слишком жесткой для стандартных численных методов.

В работе [15] не учитывалось возникновение кольцевых структур в изображении.

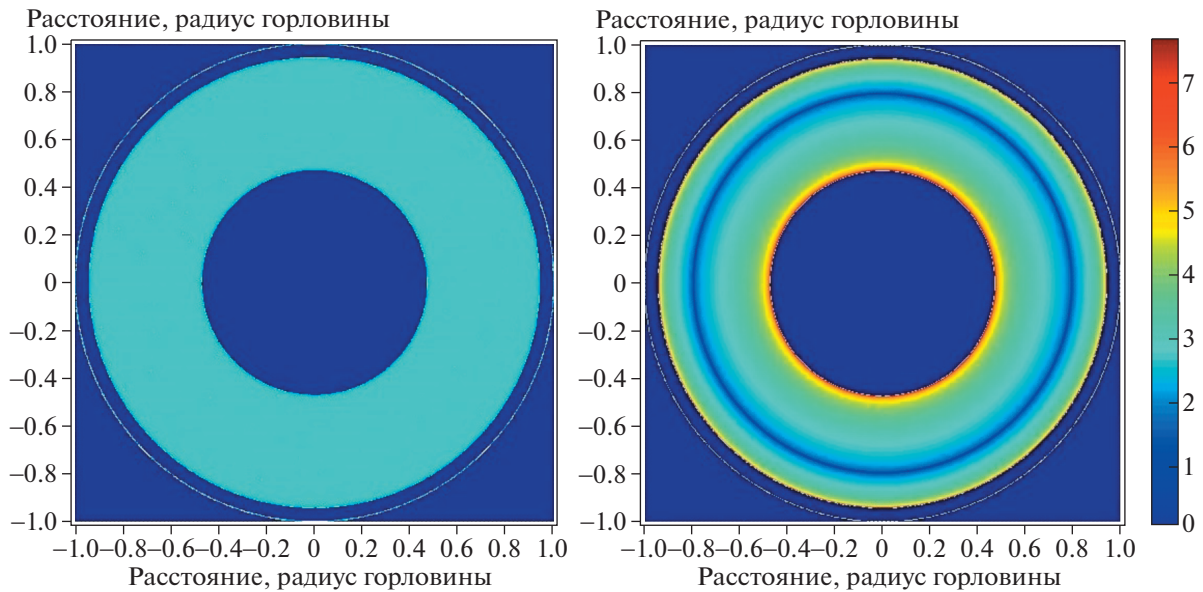


Рис. 8. Изображение плоского ламбертовского экрана-1, которое наблюдатель видит сквозь горловину кротовой норы. Слева показан силуэт этого экрана, а справа – распределение интенсивности излучения изображения в логарифмической шкале.

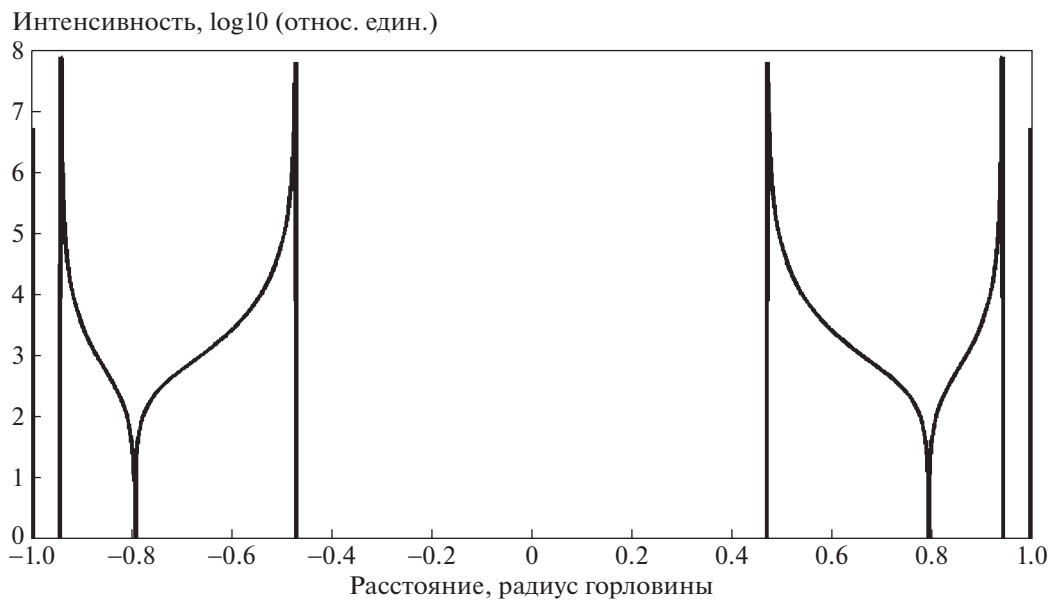


Рис. 9. Распределение интенсивности излучения вдоль диаметра горловины кротовой норы для первого экрана.

Распределение интенсивности вдоль диаметра изображения показано в виде графика на рис. 9. Локальный минимум интенсивности приходится на значение прицельного параметра $b = 0.793$, который соответствует повороту луча на 180° . Появление этого минимума можно легко понять и из общефизических соображений. Дело в том, что лучи, выпущенные от наблюдателя с прицельным параметром $b = 0.793$, попадают в одну и ту же

точку экрана-1 в пространстве-2 и, следовательно, эту точку наблюдатель и видит, регистрируя любой луч с прицельным параметром $b = 0.793$.

Рассмотрим теперь экран-2 (рис. 7), расположенный в пространстве-2 при $\varphi = 0^\circ$, $R \rightarrow -\infty$. В этом случае луч, идущий с нулевым прицельным параметром, попадает в центр экрана и, значит, центр экрана должен быть виден светлым. Более того, луч, который попадает в экран-2, не

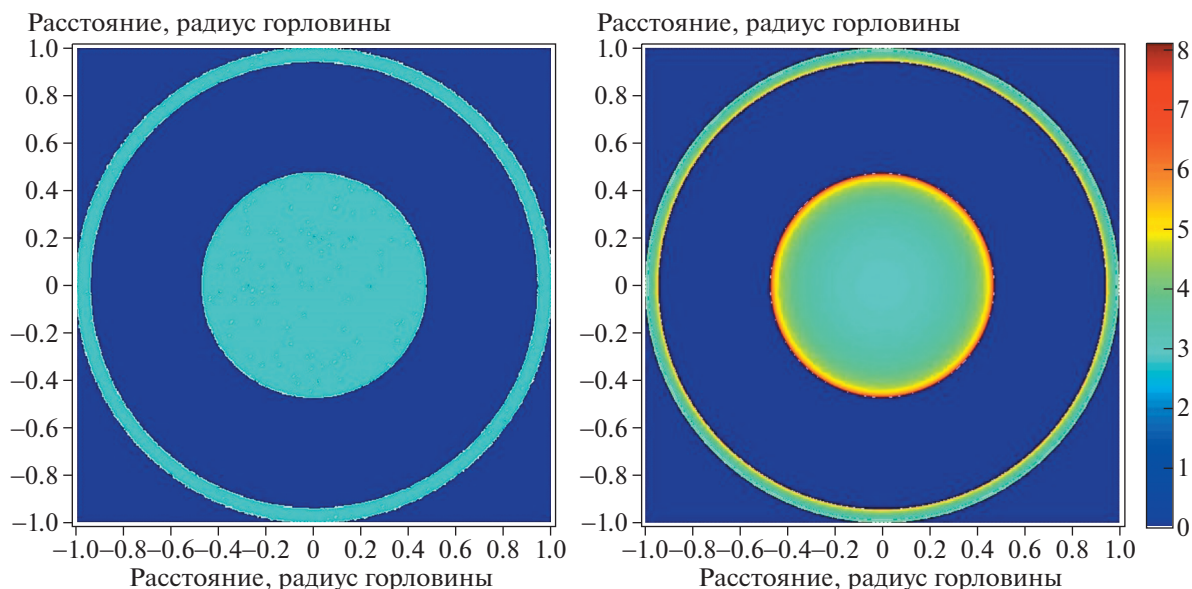


Рис. 10. Изображение плоского ламбертовского экрана-2, которое наблюдатель видит сквозь горловину кротовой норы. Слева показан силуэт этого экрана, а справа – распределение интенсивности излучения изображения в логарифмической шкале.

может попасть в экран-1 и наоборот. Условно можно сказать, что изображение экрана-2 должно быть “дополнительным” к изображению экрана-1, показанному на рис. 8.

Изображение экрана-2 для наблюдателя в пространстве-1 показано на рис. 10. Аналогично рис. 8, на левой панели показан лишь силуэт изображения, которое видит наблюдатель, а справа в логарифмическом масштабе показано распределение интенсивности излучения в том же изображении. Как и следовало ожидать, центр экрана оказывается светлым, но распределение яркости отличается от рис. 8. В центре экрана интенсивность имеет минимум и увеличивается к краю яркого диска. Кроме того, мы видим яркое кольцо, образованное лучами, которые совершили полный оборот в горловине кротовой норы. В этом случае ширина кольца такова, что мы можем построить внутри него распределение интенсивности излучения по радиальной координате. В увеличенном масштабе распределение интенсивности в кольце показано на рис. 11, где можно рассмотреть его детали. Например, хорошо виден минимум интенсивности, причем этот минимум расположен несимметрично и сильно смещен к внешнему краю кольца. Интенсивность излучения возрастает к краям кольца. Как и в первом случае, минимум возникает из-за того, что все лучи с этим прицельным параметром, совершив оборот, попадают в одну и ту же точку экрана. Значение прицельного параметра для минимума интенсивности в кольце составляет

$$b = 0.985q. \quad (12)$$

График распределения интенсивности излучения вдоль экваториального сечения силуэта кротовой норы показан на рис. 12.

Разумеется, наблюдатель в пространстве-1 будет видеть и лучи, прошедшие в его пространстве вокруг входа в КН, и лучи, прошедшие сквозь КН. Первую категорию лучей мы рассмотрели в работах [1–3]. Полная картина для наблюдателя складывается суммированием картины, рассмотренной в [1–3] и рассмотренной в данной работе.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рассмотренной модели силуэта проходимой кротовой норы существуют характерные детали изображения, которые можно использовать для идентификации этих объектов в интерферометрических наблюдениях [7]. Так, в отличие от черных дыр внутри силуэта кротовой норы могут наблюдаться достаточно сложные кольцевые структуры с изменяющейся яркостью изображения. Сами кротовые норы, как и сверхмассивные черные дыры, возможно, могут существовать в центрах галактик [16]. Для поиска и наблюдения таких объектов можно использовать каталог сверхмассивных черных дыр [17], в котором можно найти достаточное количество кандидатов для проведения наблюдений с помощью наземных интерферометров.

Еще более широкие возможности для наблюдений кротовых нор дает наземно-космический интерферометр, в котором одна из приемных антенн расположена на спутнике, находящемся в

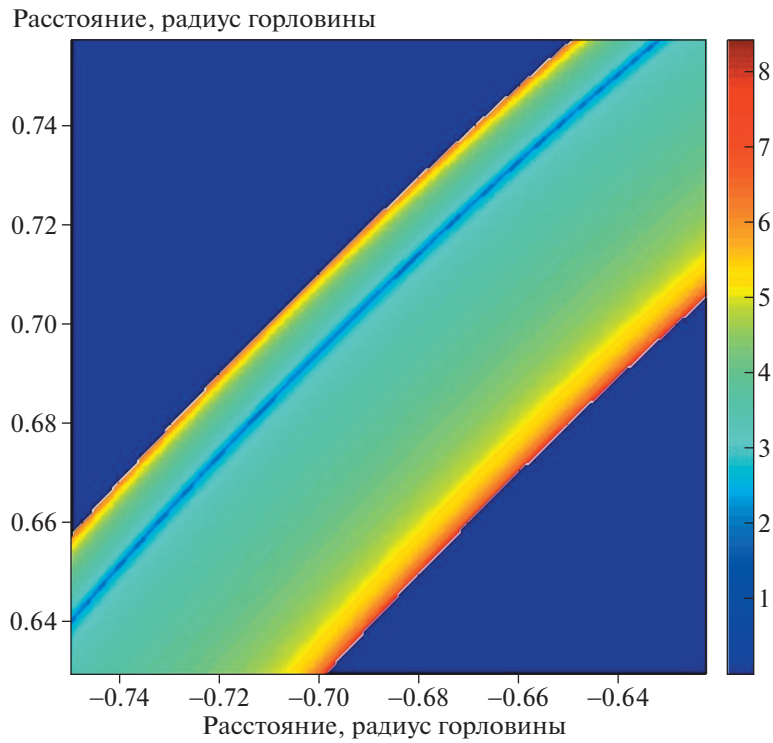


Рис. 11. Детали распределения интенсивности излучения в первом кольце, т.е. квантами, совершившими один полный оборот в горловине кротовой норы.

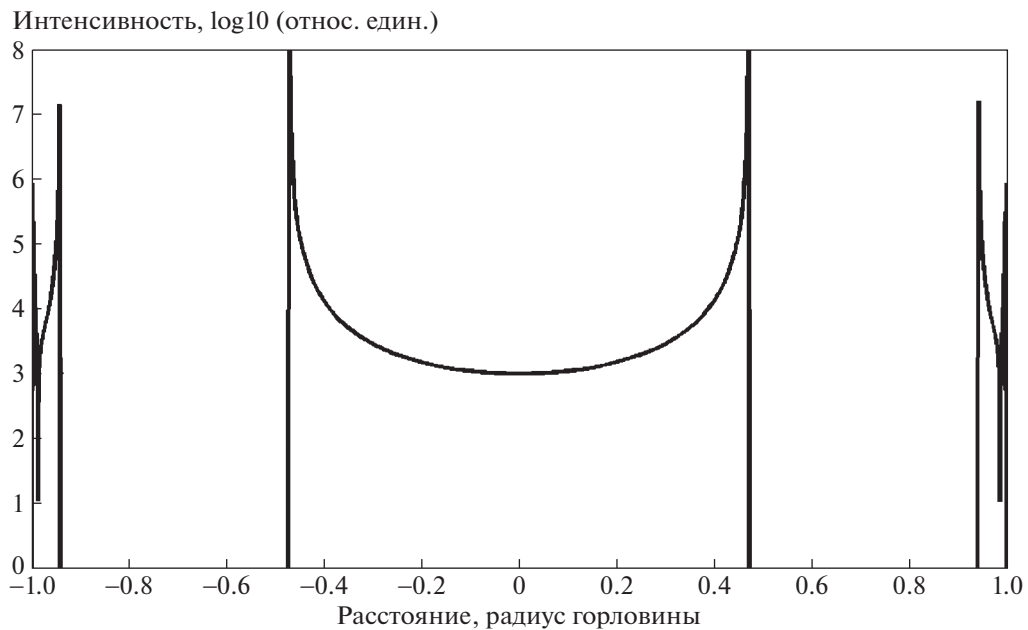


Рис. 12. Распределение интенсивности излучения вдоль диаметра горловины кротовой норы для второго экрана.

космосе на расстоянии от единиц до сотен радиусов Земли. Одним из объектов для установки такой антенны могла бы стать Луна. Другую возможность дает российский проект Миллиметр

[18, 19] с десятиметровой охлаждаемой антенной. Разрешающая способность Миллиметра в режиме интерферометра может достигать десятков наносекунд дуги. Столь высокого разрешения до-

статочно, чтобы детально исследовать силуэты черных дыр и, возможно, кротовых нор в большом количестве галактик. Открытие таких объектов безусловно даст новый импульс развитию астрофизики.

БЛАГОДАРНОСТИ

С.В. Репин выражает свою благодарность О.Н. Суменковой, Р.Е. Бересневой и О.А. Косаревой за возможность плодотворно работать над настоящей задачей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. A. Bugaev, I. D. Novikov, S. V. Repin, and A. A. Shelkovernikova*, *Astron. Rep.* **98**(12), 1 (2021).
2. *M. A. Bugaev, I. D. Novikov, S. V. Repin, and A. A. Shelkovernikova*, *Astronomy at the epoch of multimessenger studies*, Proc. VAK-2021 Conference, p. 271 (2022).
3. *M. A. Bugaev, I. D. Novikov, S. V. Repin, and A. A. Shelkovernikova*, *Astronomy at the epoch of multimessenger studies*, Proc. VAK-2021 Conference, p. 272 (2022).
4. *И. Д. Новиков, С. В. Репин*, *Астрон. журн.* **98**, 3 (2021).
5. *Event Horizon Telescope Collaboration*, *Astrophys. J. Letters* **875**, id. L1 (2019), arXiv:1906.11238 [astro-ph.GA].
6. *R. Roy and S. Chakrabarti*, *Phys. Rev. D* **102**(2), id. 024059 (2020), arXiv:2003.14107 [gr-qc].
7. *E. V. Mikheeva, S. V. Repin, and V. N. Lukash*, *Astron. Rep.* **64**, 578 (2020), arXiv:2004.10429 [astro-ph.GA].
8. *T. Lacroix, M. Karami, A. E. Broderick, J. Silk, and C. Boehm*, *Phys. Rev. D* **96**, id. 063008 (2017), arXiv:1611.01961 [astro-ph.GA].
9. *T. Vetsov, G. Gyulchev, and S. Yazadjiev*, arXiv:1801.04592 [gr-qc] (2018).
10. *H. Ellis*, *J. Math. Phys.* **14**, 104 (1973).
11. *K. A. Bronnikov*, *Acta Phys. Pol.* **84**, 251 (1973).
12. *M. S. Morris and K. S. Thorne*, *American J. Physics* **56**, 395 (1988).
13. *M. S. Morris, K. S. Thorne, and U. Yurtsever*, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1446 (1988).
14. *A. F. Zakharov and S. V. Repin*, *Astron. Rep.* **43**, 705 (1999).
15. *И. Д. Новиков, Н. С. Кардашев, А. А. Шацкий*, *Успехи физ. наук* **177**, 1017 (2007).
16. *N. S. Kardashev, I. D. Novikov, and S. V. Repin*, *Physics Uspekhi* **63**, 617 (2020).
17. *E. V. Mikheeva, V. N. Lukash, S. V. Repin, and A. M. Malinovskii*, *Astron. Rep.* **63**, 343 (2019), arXiv:1811.00808 [astro-ph.GA].
18. *Н. С. Кардашев, И. Д. Новиков, А. А. Шацкий*, *Астрон. журн.* **83**(8), 675 (2006).
19. *И. Д. Новиков, С. Ф. Лихачёв, Ю. А. Шекинов, А. С. Андрианов и др.*, *Успехи физ. наук* **191**, 404 (2021).

НАБЛЮДАЕМОЕ НАПРАВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ И КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЖЕТОВ

© 2022 г. М. С. Бутузова^{1, 2, *}

¹ Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия

*E-mail: mbutuzova@crao.crimea.ru

Поступила в редакцию 28.07.2022 г.

После доработки 30.08.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

Исследование направления поляризации является ключевым в вопросе восстановления пространственной структуры магнитного поля в парсековых джетах активных галактик. Но из-за релятивистских эффектов проекцию на небесную сферу магнитного поля в системе отсчета источника нельзя полагать ортогональной наблюдаемому направлению электрического вектора в волне. Более того, локальная ось компонента джета может не совпадать с направлением его движения, что влияет на наблюдаемое направление поляризации. В данной статье мы анализируем поперечные джету распределения электрического вектора в волне, полученные в результате моделирования при различных кинематических и геометрических параметрах джета для винтового магнитного поля с различным углом закрутки, и для тороидального магнитного поля в центре, окруженного оболочкой с переменной толщиной, пронизанной полоидальным полем. Мы установили, что 1) форма поперечного распределения электрического вектора зависит сложным образом от углов оси джета и вектора скорости с лучом зрения; 2) существует неоднозначность в определении направления закрутки винтового магнитного поля при использовании только распределений электрического вектора в волне; 3) обе рассматриваемые топологии магнитного поля могут воспроизводить как поляризационную структуру “канал-оболочка”, так и отдельные яркие детали на оси струи с продольным направлением поляризации.

Ключевые слова: поляризация, блазар, джет

DOI: 10.31857/S0004629922100036

1. ВВЕДЕНИЕ

Феномен активных ядер галактик (АЯГ) определяется аккрецией вещества на сверхмассивную черную дыру. Этот процесс обуславливает возникновение азимутального компонента даже при изначально полоидальном магнитном поле (см., напр., численное моделирование в работе [1]). Азимутальный компонент играет важную роль в процессах формирования джетов [2, 3]. Поэтому естественно ожидать, что в некоторой мере упорядоченное винтовое магнитное поле будет присутствовать вплоть до расстояний в несколько парсек от истинного начала джета. О магнитном поле можно делать некоторые выводы на основе поляризационных наблюдений. В частности, наблюдения в оптическом диапазоне обнаруживают резкие изменения направления электрического вектора (EV) в волне без четко установленной

корреляции с полной и поляризованной интенсивностью и степенью поляризации на различных временных масштабах (см. [4, 5] и ссылки в них). С одной стороны, наблюдаемую переменность свойств поляризации можно объяснить прохождением ударных волн через ячейки турбулентности, в которых магнитное поле ориентировано случайным образом [6]. Однако Лютиков и Кравченко [7] показали, что при строго упорядоченном винтовом магнитном поле изменение скорости и ориентации джета относительно луча зрения приводит к бессистемным изменениям свойств поляризации.

Джеты на парсековых масштабах непосредственно наблюдаются методом радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ). В данных этих наблюдений присутствуют изменения свойств поляризации как вдоль, так и поперек джета [8, 9]. Недавние результаты многолетнего мониторинга парсековых джетов АЯГ [9, 10], вы-

2. МОДЕЛЬ ДЖЕТА

полненного в рамках проекта MOJAVE¹, указывают на присутствие стабильного распределения свойств поляризации в джетах. Наблюдаемые поперечные джету распределения полной и поляризованной интенсивности, степени поляризации и отклонения EV от локальной оси джета хорошо воспроизводятся в численных моделированиях при строго упорядоченном магнитном поле и с учетом нерадиального движения компонентов и изогнутой формы джетов [11, 12]. Более того, есть свидетельства присутствия упорядоченного винтового магнитного поля на килопарсековых масштабах (см., напр., [13, 14]).

Помимо винтового магнитного поля в джетах АЯГ на парсековых масштабах, часто рассматривается топология “канал-оболочка”. А именно, в центральной части джета (канале) предполагается тороидальное магнитное поле, тогда как во внешней оболочке, окружающей канал, — продольное. Подобная топология магнитного поля подтверждается наблюдаемым распределением EVs для нескольких источников [15] и могла бы возникнуть из-за взаимодействия потока джета с окружающей средой [16, 17]. В недавних моделированиях поперечных джету распределений свойств поляризации при некоторых параметрах было найдено хорошее соответствие между теоретическими и наблюдаемыми профилями одновременно для полной и поляризованной интенсивности, степени поляризации и отклонения EV в волне от локальной оси джета как для винтового магнитного поля, так и для конфигурации “канал-оболочка” [11, 12].

Из сказанного выше следует, что вопросы о том, присутствует ли глобальное магнитное поле в джетах АЯГ на парсековых масштабах, насколько оно упорядоченное и какова его конфигурация, остаются открытыми. Цель данной статьи, во-первых, выявить в релятивистских джетах основные признаки винтового магнитного поля, которые не могут быть интерпретированы в предположении топологии “канал-оболочка”, на основе анализа теоретических поперечных распределений направления EV относительно локальной оси струи, полученных в работах [11, 12]. Во-вторых, проследить зависимость форм поперечных распределений EVs от геометрических параметров джета. В разделе 2 мы приводим краткое описание используемой геометрической и кинематической модели джета, наиболее полно отражающей наблюдаемые свойства [9, 18, 19] исследуемых объектов. Проводимый анализ формы поперечных распределений EVs и выявленные основные особенности для винтового поля и топологии “канал-оболочка” приведены в разделе 3. Разделы 4 и 5 включают обсуждение полученных результатов и выводы соответственно.

Результаты длительного мониторинга парсековых струй АЯГ, выполненного в рамках программы MOJAVE, показывают, что детали джетов инжектируются под различными позиционными углами и часто двигаются по искривленным траекториям [18, 19]. При этом джеты каждого объекта распространяются в пределах строго фиксированного угла на небесной сфере [20]. Эти данные указывают на то, что представление о прямом джете, вектор скорости которого совпадает с осью струи, устарело. Вместо него была предложена модель винтового джета с нерадиальным движением его компонентов, которая позволила описать порой противоречивые наблюдаемые свойства блазаров S5 0716+714 [21–23] и OJ 287 от парсековых до килопарсековых масштабов [24, 25]. Эта модель при широкой вариации параметров была использована для вычисления поперечных распределений свойств поляризации, часть из которых хорошо соответствует наблюдаемым [11, 12]. Важно подчеркнуть, что моделирование проводилось в предположении оптически тонкого джета по следующим причинам. Во-первых, было показано, что оптическая толщина $\tau > 1$ только в РСДБ-ядрах (наиболее компактная и яркая деталь на радиокарте), с удалением от которого τ резко уменьшается [26]. Во-вторых, Фарадеевское вращение для джетов из выборки MOJAVE составляет только несколько градусов и в основном происходит в области, близкой к РСДБ-ядру [27], что свидетельствует о низкой концентрации тепловых электронов, влиянием которых на наблюдаемые на 15 ГГц свойства поляризации можно пренебречь.

Для возможности аналитического описания изменения ориентации локальной оси джета в пространстве, в проводимом моделировании предполагался винтовой джет, ось которого лежит на поверхности воображаемого конуса с углом полураствора $\xi = 1^\circ$. Джет разбивался на цилиндрические компоненты, ось и вектор скорости которых составляет угол ρ и p с образующей конуса, соответственно. Азимутальный угол ϕ последовательных компонентов отличается. Изменение ϕ приводит к изменениям угла θ между вектором скорости компонента и лучом зрения, что отражается на значении Доплер-фактора δ , и угла, под которым расположен компонент джета относительно наблюдателя θ_ρ . Придавая параметрам модели различные значения, а именно, угол оси конуса с лучом зрения $\theta_0 = 2^\circ, 5^\circ$ и 10° , $p = 2^\circ, 3^\circ, 5^\circ$ и 10° , и $\rho/p = 1, 2, 3, 5, 15$ и 25 , при условии $\rho < 90^\circ$, было получено 63 набора геометрических параметров джета. Для каждого из них магнитное поле задавалось винтовым с углом закрутки $\psi' = 0^\circ, 10^\circ, 25^\circ, 45^\circ, 55^\circ, 65^\circ, 75^\circ$ и 90° и

¹ <https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE/allsources.html>

Таблица 1. Основные типы поперечного распределения EVs и критерии их определения

Номер	Краткая характеристика	Критерии определения
1	Поперечное	Среднее по точкам в срезе $> 60^\circ$ и амплитуда изменений (ΔEV) $\leq 20^\circ$
2	Продольное	Среднее по точкам в срезе $< 30^\circ$ и $\Delta EV \leq 20^\circ$
3	“Наклонное”	$30^\circ \leq$ среднее по всем точкам $\leq 60^\circ$
4	“Канал-оболочка”	Среднее на отрезках $[-0.9, -0.3]$ и $[0.3, 0.9] >$ на 30° среднего на отрезке $[-0.39, 0.39]$ и минимальное на отрезке $[-0.39, 0.39] < 45^\circ$
5	“Лево-асимметричное”	Среднее на отрезке $[-0.9, -0.3] <$ среднего на отрезке $[-0.3, 0.3] <$ среднего на отрезке $[0.3, 0.9]$ и $\Delta EV > 30^\circ$
6	“Право-асимметричное”	Среднее на отрезке $[-0.9, -0.3] >$ среднего на отрезке $[-0.3, 0.3] >$ среднего на отрезке $[0.3, 0.9]$ и $\Delta EV > 30^\circ$
7	Не определен	Все остальные, не соответствующие типам 1–6

топологией “канал-оболочка” с расстоянием от оси, на котором происходит переход, равным $R_i = 0.25, 0.33, 0.5, 0.7$ и 0.9 в единицах радиуса джета. Скорость компонентов полагалась равной $0.995c$ (c – скорость света). Таким образом, всего рассматривалось 819 наборов параметров модели. Для каждого из них, с учетом релятивистских эффектов [28], вычислялись параметры Стокса путем интегрирования по лучу зрения в 61 равноудаленных точках, которые в проекции на картинную плоскость располагаются на поперечном сечении компонента джета и находятся в интервале от -0.9 до 0.9 радиусов струи. Компоненты выбирались с шагом по φ в 10° от $\varphi = 1^\circ$ до 351° . Затем производилась свертка полученного распределения с одномерной Гауссианной с шириной на половине высоты, равной $1/3$ от ширины компонента, и строились поперечные распределения полной и поляризованной интенсивности, степени поляризации и отклонения EV в волне от локальной оси джета. Важно отметить ошибочность восстановления магнитного поля в источнике как перпендикулярное наблюдаемому EV, так как этот способ не учитывает релятивистские эффекты [28]. Поэтому в данной статье мы проводим анализ формы полученных поперечных распределений направления EVs в зависимости от геометрических параметров при заданных конфигурациях магнитного поля в джете.

3. АНАЛИЗ ПОПЕРЕЧНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В данных наблюдений [8, 15] выделяют основные типы поперечных джету распределений EVs. А именно, 1) EV направлен параллельно оси джета; 2) EV перпендикулярен оси; 3) EV параллелен

с одной стороны джета и перпендикулярен с другой; 4) EV параллелен вблизи оси струи и перпендикулярен на краях. В последнем случае поляризационную структуру называют “канал-оболочка”, но мы ее напрямую не связываем с топологией магнитного поля “канал-оболочка”. Основные рассматриваемые нами типы распределений EVs и критерии их определения по данным моделирования, выполненных в работах [11, 12], приведены в табл. 1.

Форма наблюдаемого поперечного распределения EVs зависит от δ и от угла между осью компонента и лучом зрения θ_p . Так как скорость компонентов считаем неизменной, то зависимость от δ сводится к зависимости от θ . При $p \neq 0^\circ$ интервал значений θ изменяется в большем диапазоне, чем $\theta_0 \pm \xi$ [21]. Этот интервал зависит от θ_0 и p и индивидуален для каждого набора параметров. Для того чтобы отобразить изменение формы распределения EVs в зависимости от угла, мы для каждого рассматриваемого набора (или наборов) параметров интервал значений θ делили на три части (малые, средние и большие значения углов θ), для каждой из которых строили гистограмму встречаемости выделенных типов распределений (см. Приложение А, рис. 5–17). Для устранения влияния неравномерности распределения значений θ в рассматриваемом интервале, мы для каждого интервала значений θ делили количество распределений EVs определенного типа на их общее количество. Сплошная, штриховая и пунктирная линии соответствуют, в порядке перечисления, большому, среднему и малому углам θ . Анализируя полученные гистограммы, можно выделить следующие закономерности.

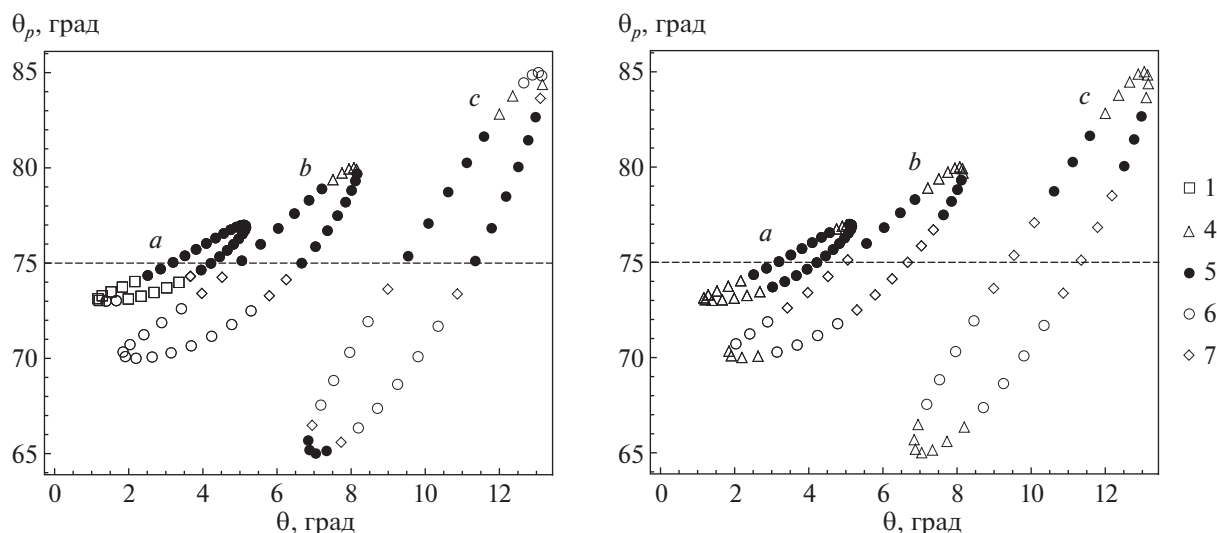


Рис. 1. Типы распределения EVs (отмечены различными символами) в зависимости от θ и θ_p при $p = 3^\circ$ и $\rho/p = 25$. Точки, формирующие замкнутые петли a , b и c , получены при $\theta_0 = 2^\circ, 5^\circ$ и 10° соответственно, и равноотстоящих значениях азимутального угла. Штриховая линия соответствует $\theta_p = p$. Угол винтового магнитного поля с локальной осью джета составляет 25° (слева) и 65° (справа).

3.1. Винтовое магнитное поле

При $\psi' = 0^\circ$ существенно преобладает поперечное джету направление EV (рис. 5 Приложения А). С увеличением как ρ/p , так и p начинают появляться продольные и наклонные к оси джета распределения направлений EVs сначала для малых, затем и для больших углов θ (рис. 5). Ситуация сильно изменяется уже при $\psi' = 10^\circ$ (рис. 6 Приложения А). Поперечные EVs в основном встречаются при $\rho/p = 1$, тогда как преобладающим типом распределения EVs становится “право-асимметричный”. При $\rho/p \geq 15$ и $p \geq 5^\circ$ начинают встречаться и “лево-асимметричные” распределения EVs при всех интервалах значений θ . Более того, только при $p = 10^\circ$ и $\rho/p \geq 5$ при больших значениях θ появляется значимое число распределений EVs типа “канал-оболочка”. Схожая ситуация наблюдается при $\psi' = 25^\circ$ (рис. 7 Приложения А). Интересно отметить, что, например, при $p = 10^\circ$ и $\rho/p \geq 3$ “лево-асимметричный” тип распределения EVs присутствует при больших значениях θ , а при средних и малых — “право-асимметричный”, тогда как при $p = 3^\circ$ и $\rho/p = 25$ “право-” и “лево-асимметричные” распределения EVs встречаются при всех значениях углов θ . То есть, при одной и той же конфигурации магнитного поля и угле между вектором скорости компонента джета и лучом зрения, наблюдатель может зарегистрировать как “право-” так и “лево-асимметричные” распределения EVs. Отличие в распределениях может быть вызвано раз-

ными углами между осью компонента джета и лучом зрения (θ_p) при одинаковых θ .

Для проверки этого предположения мы построили встречаемость типов формы распределения EVs в зависимости от θ и θ_p (рис. 1). Угол θ_p вычисляли по формулам (11)–(13) в [21], подставляя ρ вместо p . Из-за дискретности значений параметров в нашем моделировании, на левой панели рис. 1 проявляются три замкнутых петли a , b и c , точки которых соответствуют 36 равноотстоящим значениям азимутального угла ϕ при $\theta_0 = 2^\circ, 5^\circ$ и 10° соответственно. Для петли a “право-асимметричные” распределения EVs (тип б) встречаются только при минимальных возможных значениях θ_p , тогда как при $\theta_p \geq 74^\circ$ присутствует только “лево-асимметричное” распределение EVs (тип 5). Схожее поведение прослеживается для петель b и c , за исключением двух фактов. Во-первых, повышается частота встречаемости “право-асимметричных” распределений EVs. Во-вторых, для петли c , имеющей максимальную амплитуду изменения θ_p при $\theta_p < 75^\circ$ помимо “право-асимметричного” встречается и “лево-асимметричный” тип распределения EVs при минимально достижимых углах θ_p . С другой стороны, при $\theta_p > 75^\circ$ преобладает “лево-асимметричное” распределение EVs, но при максимально достижимых углах θ_p появляется “право-асимметричное”. Важно отметить, что при одинаковом Доплер-факторе, но при разном θ_p будут реги-

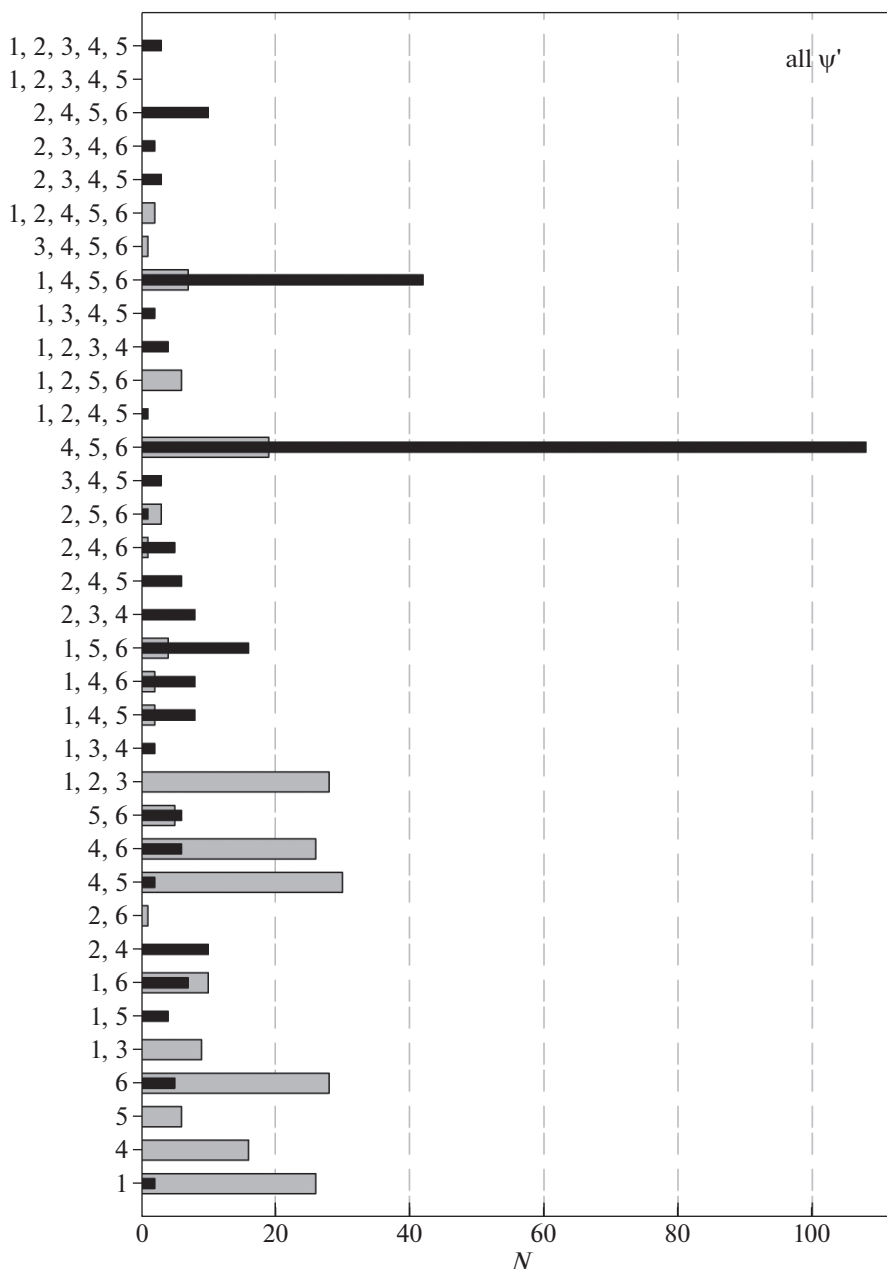


Рис. 2. Гистограмма встречаемости комбинаций форм распределений EVs в каждом модельном джете при всех значениях ψ' . Комбинации типов форм распределений EVs без и содержащие дополнительно тип 7 отмечены серым и черным цветами соответственно.

стрироваться различные типы распределения EVs. Например, при $\theta = 3^\circ$ с увеличением θ_p от 69° до 78° наблюдаются “право-асимметричные”, “продольные” и “лево-асимметричные” распределения EVs при одном и том же винтовом магнитном поле в источнике с углом закрутки $\psi' = 25^\circ$. Таким образом, сложная зависимость формы распределения EVs от θ и θ_p делает невозможным определение направления закрутки маг-

нитного поля в джете только на основе асимметрии распределения EVs.

С дальнейшим увеличением ψ' до 45° поперечные EVs при $\rho/p > 1$ практически полностью пропадают, начинает преобладать “лево-асимметричное” распределение EVs и возрастает встречаемость структуры “канал-оболочка” (рис. 8 Приложения А). Тенденция к доминированию числа случаев распределений 4-го и 5-го типов

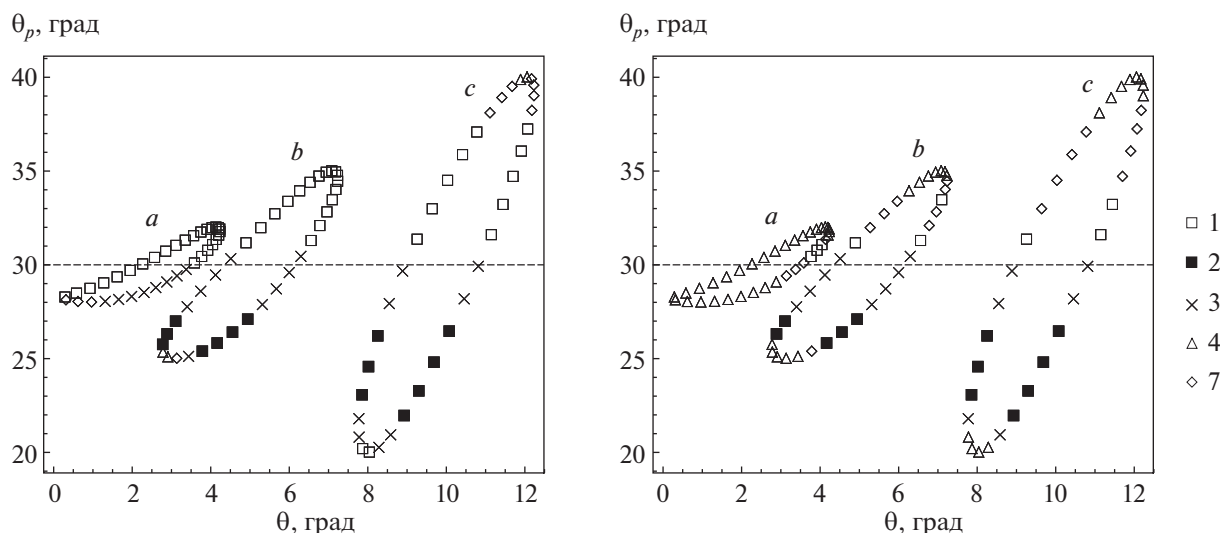


Рис. 3. Зависимость типа распределения EVs от θ и θ_p при $p = 2^\circ$, $p/\rho = 15$ и $R_t = 0.33$ (слева) и 0.5 (справа). Точки, формирующие замкнутые петли a , b и c , получены для 36 равноотстоящих значений азимутального угла ϕ при $\theta_0 = 2^\circ$, 5° и 10° соответственно. Штриховая линия показывает уровень $\theta_p = p$.

присутствует до $\psi' = 65^\circ$ (рис. 10 Приложения А), при котором преобладающее распределение EVs — это структура “канал-оболочка”, которая присутствует практически во всех диапазонах значений θ и θ_p (рис. 1, правая панель). При приближении магнитного поля к тороидальному ($\psi' = 90^\circ$) в подавляющем большинстве присутствует распределение EVs типа “канал-оболочка” (рис. 12 Приложения А).

Как видно из рис. 1, фиксированные наборы модельных параметров могут воспроизводить несколько типов форм распределений EVs. Для анализа количества форм распределений EVs и их типов, присутствующих в отдельном модельном джете, были построены соответствующие гистограммы (Приложение В, рис. 18–25). Чтобы избежать громоздкости рисунков, одинаковые комбинации форм распределений EVs без и с типом 7, были построены совместно. На рис. 2 приведена гистограмма для всех рассмотренных значений ψ' . Видно, что примерно половина случаев имеет только 1 или 2 формы распределений EVs. Около одной трети от всех случаев имеют 4 и более форм распределений EVs. В преобладающем большинстве в модельных джетах встречаются поперечные, “право-” и “лево-асимметричные” распределения, структура “канал-оболочка” и их комбинации. Необходимо подчеркнуть, что типы 5 и 6 при рассматриваемом правостороннем винтовом магнитном поле встречаются одинаково часто, более того, при нескольких наборах параметров модели эти формы распределений EVs

присутствуют в одном джете. Этот факт указывает на неоднозначность определения направления магнитного поля только на основе распределений EVs.

Отдельно отметим, что области с продольным направлением EVs (тип 3), интерпретируемые только в предположении поперечной оси джета ударной волны (см., напр., [16, 29]), возникают в некоторых модельных джетах и всегда в комбинации с другими типами распределений (см. рис. 2). Из рисунков Приложения А видно, что тип 3 возникает только при $\rho/p > 1$ и $\psi' = 0$ или 90° . Для продольного поля тип 3 в целом приходится на все интервалы значений угла вектора скорости с лучом зрения, хотя при некоторых параметрах — только на малые или средние значения θ . Тогда как для тороидального поля тип 3 приходится только на малые и средние углы θ , что подразумевает больший Доплер-фактор, и, как следствие, высокую интенсивность излучения этих областей с продольными EVs.

3.2. Топология “канал-оболочка”

При малом радиусе “канала” $R_t = 0.25$ (в единицах радиуса джета), содержащего тороидальное магнитное поле, на характер поперечного распределения EVs влияет в основном “оболочка”, пронизанная продольным магнитным полем (рис. 13 Приложения А). Это приводит к доминированию поперечных EVs и малому отличию от случая $\psi' = 0^\circ$. При $\rho/p \geq 3$ появляется некоторое количество распределений EVs других типов, частота

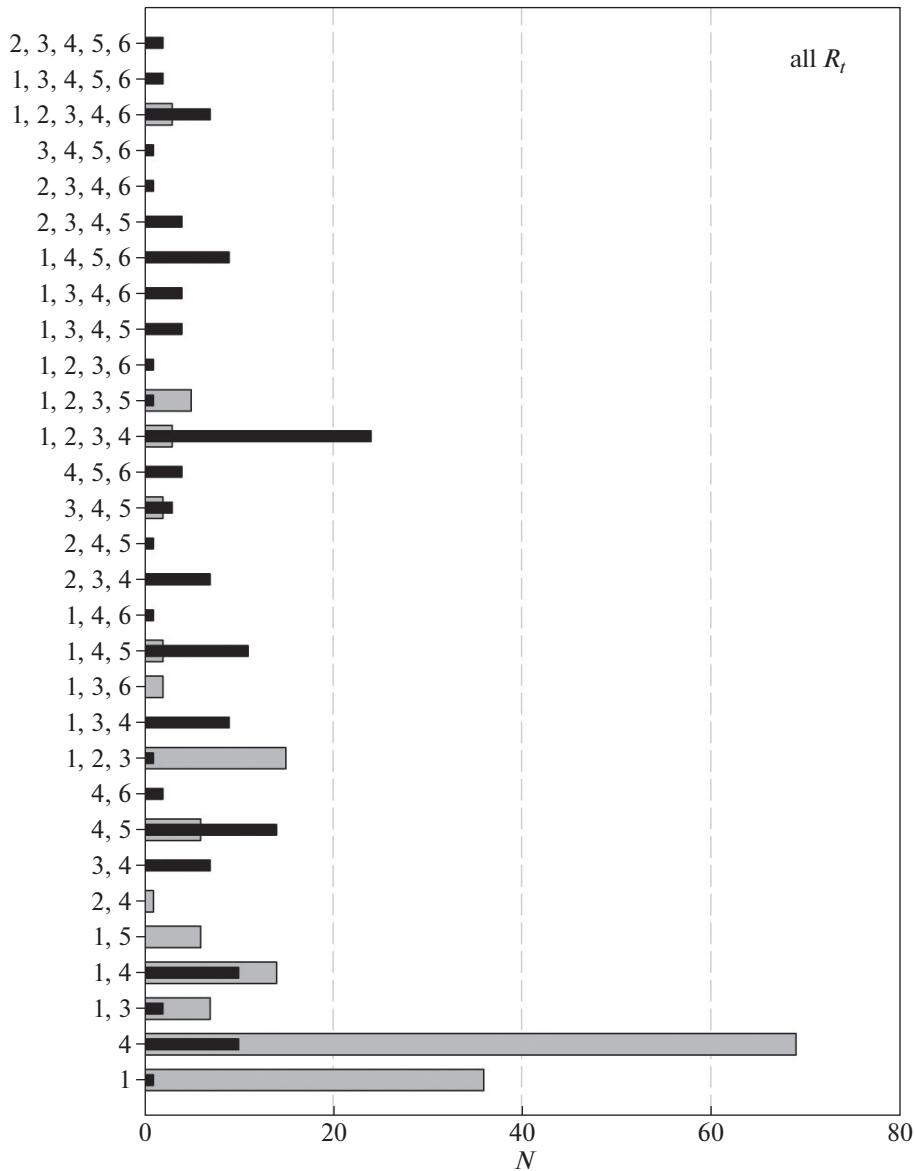


Рис. 4. Комбинации форм распределений EVs в каждом модельном джете при всех значениях R_l . Черным цветом отмечены те, которые дополнительно содержат тип 7.

встречаемости которых, особенно типа “канал-оболочка”, возрастает с увеличением R_l . При $R_l = 0.5$ (рис. 15 Приложения А) форма распределения “канал-оболочка” становится преимущественной. С дальнейшим увеличением R_l (рис. 16, 17 Приложения А) доминирование типа “канал-оболочка” усиливается, а поперечные EVs присутствуют в основном при $\rho/p = 1$.

Из рис. 3 видно, что при $R_l = 0.33$ и $\theta_p \geq 30^\circ$ преобладают продольные EVs, тогда как с увеличением ширины “канала”, и, следовательно, с ростом его вклада в общее излучение, проявляется

структура “канал-оболочка”. С другой стороны, для обоих рассматриваемых R_l при $22^\circ \leq \theta_p \leq 27^\circ$ присутствуют продольные EVs. Однако так же, как и для случая винтового магнитного поля, явно выраженной зависимости формы распределения EVs нет, так как, например, поперечные EVs встречаются и для минимально достижимых θ и θ_p при $R_l = 0.33$ и $\theta_0 = 10^\circ$. В случае $R_l = 0.5$ и $\theta_0 = 10^\circ$ распределение “канал-оболочка” встречается как для минимальных, так и для максимальных значений углов θ и θ_p .

Рассматривая количество различных типов распределений EVs в модельных джетах, можно сказать следующее. Примерно 2/3 наборов параметров воссоздают не более 3 типов распределений EVs, но преобладают модельные джеты, имеющие только один тип (рис. 4). А именно, либо поляризованная структура “канал-оболочка”, либо поперечные EVs, встречающиеся для 20 и 10% случаев соответственно. Примечательно, что для симметричного в системе источника магнитного поля, редко, но появляются “право-” или “лево-асимметричные” распределения EVs, но только в комбинации с другими типами при фиксированном наборе модельных параметров. Продольное распределение EVs встречается только совместно с другими типами при $\rho/p > 1$ и $R_t \leq 0.5$ во всем интервале значений θ , но имея тенденцию к увеличению встречаемости при малых θ . Комбинации форм распределений EVs при различных толщинах оболочки представлены в Приложении В, рис. 26–30.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Определение конфигурации магнитного поля в джетах АЯГ основано на измерении Фарадеевского вращения плоскости поляризации и анализе распределения EVs в струе. Результаты первого метода лишь косвенно можно применить к джету, так как осязательное изменение направления поляризации происходит только при распространении волны в тепловой плазме, вероятно, окружающей релятивистскую струю [30]. Например, Габузда и соавт. [31, 32] обнаружили значимый поперечный джету градиент меры вращения у большинства исследованных объектов. Более того, у некоторых из них мера фарадеевского вращения имеет различный знак на разных сторонах джета, что непосредственно свидетельствует о противоположных направлениях магнитного поля на разных сторонах струи. Эти факты позволили авторам говорить о присутствии винтового магнитного поля в самом джете. Этот вывод получил дополнительное подтверждение тем, что объекты с обнаруженным поперечным градиентом меры вращения имеют EVs продольные на оси джета и поперечные с одного или двух краев [30]. Образование поляризованной структуры “канал-оболочка” объясняется винтовым полем, направленным под большим углом к оси джета, тогда как поле с малым углом закрутки создает асимметричные распределения. Последнее обусловлено влиянием релятивистских эффектов [28] и геометрией, которые дают основание ожидать продольных EVs с той стороны джета, где

магнитное поле направлено ближе к лучу зрения, и поперечных EVs с противоположной [33]. Следовательно, по асимметрии распределений EVs можно определять направление магнитного поля в джете. Однако весь анализ данных наблюдений и моделирование до недавнего времени проводилось в предположении, что ось джета совпадает с вектором скорости (напр., [28, 34, 35]). Поэтому наблюдаемое изменение поперечного джету распределения EVs связывалось с изменением либо угла джета с лучом зрения, либо угла закрутки магнитного поля.

Бутузова и Пушкарев [11, 12] впервые в моделировании рассматривали отличающиеся друг от друга значения углов вектора скорости и локальной оси джета с лучом зрения. В рамках этого, при $\rho/p \neq 1$ получен параметр Стокса $U \neq 0$, что обеспечивает отклонения EVs от локальной оси джета, отличающиеся от ожидаемых в статье [28] 0° и 90° . Несовпадение наблюдаемых EVs с продольным или поперечным направлениями интерпретировалось либо вводом дополнительных предположений, например, о разупорядоченности магнитного поля [34], или нивелировалась учетом Фарадеевского вращения [36]. Так как объекты из выборки MOJAVE мало подвержены Фарадеевскому вращению [27], то этот эффект нами не учитывался в анализе. Мы показали, что в результатах моделирования в большинстве случаев воспроизводятся наблюдаемые характерные поперечные джету распределения EVs. Присутствие распределений EVs, не соответствующих типичным (номер 7 в табл. 1), связано с сильной асимметрией, возникающей при $\psi' \approx (45^\circ \pm 10^\circ)$ и затрудняющей определение формы распределения EVs. При топологии магнитного поля “канал-оболочка”, при некоторой комбинации параметров возникает поперечное распределение EVs, содержащее либо перпендикулярные EVs на оси и параллельные на краях, либо занимающую 3/4 ширины джета описанную структуру “канал-оболочка”, окруженную по краям областями с продольными EVs. Учитывая, что моделирования проведены в предположении строго упорядоченного магнитного поля и имеется соответствие с наблюдаемыми поперечными распределениями полной и поляризованной интенсивности, степени поляризации и EV для джетов квазаров 0333+321 (NRAO 140), 0836+710 (4C+71.07) и 1611+343 [11, 12], есть веские основания полагать, что магнитное поле на парсековых масштабах является сильно упорядоченным.

Мы проанализировали влияние Доплер-фактора на форму поперечного распределения EVs при различных конфигурациях магнитного поля. Так как в моделировании скорость компонентов

джета была неизменной и равной $\beta = 0.995$ в единицах скорости света (что соответствует Лоренц-фактору 10), то были построены распределения встречаемости характерных типов распределений EVs в зависимости от угла между вектором скорости и лучом зрения θ . Отметим, что при ультрарелятивистских скоростях влияние θ на Доплер-фактор больше, чем β . Поэтому изменение β привело бы к малому изменению δ , который стал бы таким же, как и при $\beta = 0.995$, но с немного отличающимся θ . Значение этого угла при заданных параметрах, наиболее вероятно, осталось бы в той же части интервала возможных значений θ , на которые он был разделен при построении гистограмм встречаемости характерных типов распределений EVs. Даже если бы в некоторых случаях новое значение θ стало бы соответствовать другой части интервала, то качественно это бы не изменило полученные здесь результаты.

5. ВЫВОДЫ

Мы проанализировали поперечные джете профили распределения EVs в системе отсчета наблюдателя при фиксированной конфигурации глобального магнитного поля и различных кинематических и геометрических параметрах джета. Основные выводы следующие.

1) Изменение углов оси компонента джета и его вектора скорости с лучом зрения приводит к изменению наблюдаемого профиля поперечного распределения EVs при неизменном магнитном поле.

2) Характерные типы распределений EVs для продольного магнитного поля ($\psi' = 0^\circ$) и конфигурации “канал-оболочка” схожие, преимущественный тип – поперечные EVs, но встречаются продольное и “наклонные”.

3) Обе рассмотренных топологии магнитного поля воспроизводят поляризационную структуру “канал-оболочка”, в которой в середине джета EV параллелен, а на краях перпендикулярен локальной оси струи. Этот тип распределения, наравне с “лево-асимметричным”, является доминирующим при винтовом поле с $\psi' = 45^\circ$, а начиная с $\psi' = 55^\circ$ и выше – основным преобладающим типом распределения. Для топологии поля “канал-оболочка” при $R_f \leq 0.33$ поляризационная структура “канал-оболочка” заметно начинает проявляться только при $p \geq 5^\circ$ и $\rho/p \geq 3$, тогда как доминирующими остаются поперечные джете EVs. При $R_f \geq 0.5$ распределение EV “канал-оболочка” является существенно преобладающим при всех

остальных параметрах модели. Несмотря на это, поперечные EVs продолжают встречаться при $R_f \geq 0.5$ только при $\rho/p = 1$.

4) Правостороннее направление закрутки магнитного поля при $\psi' = 10^\circ$ может дать “право-” и “лево-асимметричные” устойчивые наблюдаемые распределения EVs в одном источнике. При больших ψ' вплоть до 75° одновременно в модельных джетах распределения 5-го и 6-го типов не наблюдаются, они присутствуют в комбинации со структурой “канал-оболочка” или более сложных. При некоторых фиксированных модельных параметрах и при $\psi' = 10^\circ$ и 25° в источниках может быть только “право-”, или только “лево-асимметричное” распределение EVs. Все вышечисленное указывает на то, что для определения направления закрутки винтового магнитного поля необходимо учитывать формы поперечных распределений EVs вдоль всего джета, геометрические и кинематические параметры струи.

5) Как при винтовом магнитном поле, так и при топологии “канал-оболочка” в некоторых наборах модельных параметров воспроизводятся продольные оси джета распределения EVs, причем только в комбинации с другими типами распределений. Продольные EVs имеют тенденцию возникать при больших Доплер-факторах, что приводит к детектированию ярких деталей джета с продольным EVs, которые ранее ассоциировались только с ударными волнами.

Таким образом, для получения надежных выводов о физических условиях в джетах на основе данных радиоинтерферометрических наблюдений, исследование свойств поляризации необходимо дополнять результатами анализа кинематики и геометрии.

Работа поддержана грантом РФФ 21-12-00241.

Приложения А и В, состоящие только из рисунков, приведены в конце статьи.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ EVs ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРАХ

Рисунки 5–17.

ПРИЛОЖЕНИЕ В

КОМБИНАЦИИ ФОРМ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ EVs В ОТДЕЛЬНОМ ДЖЕТЕ

Рисунки 18–30.

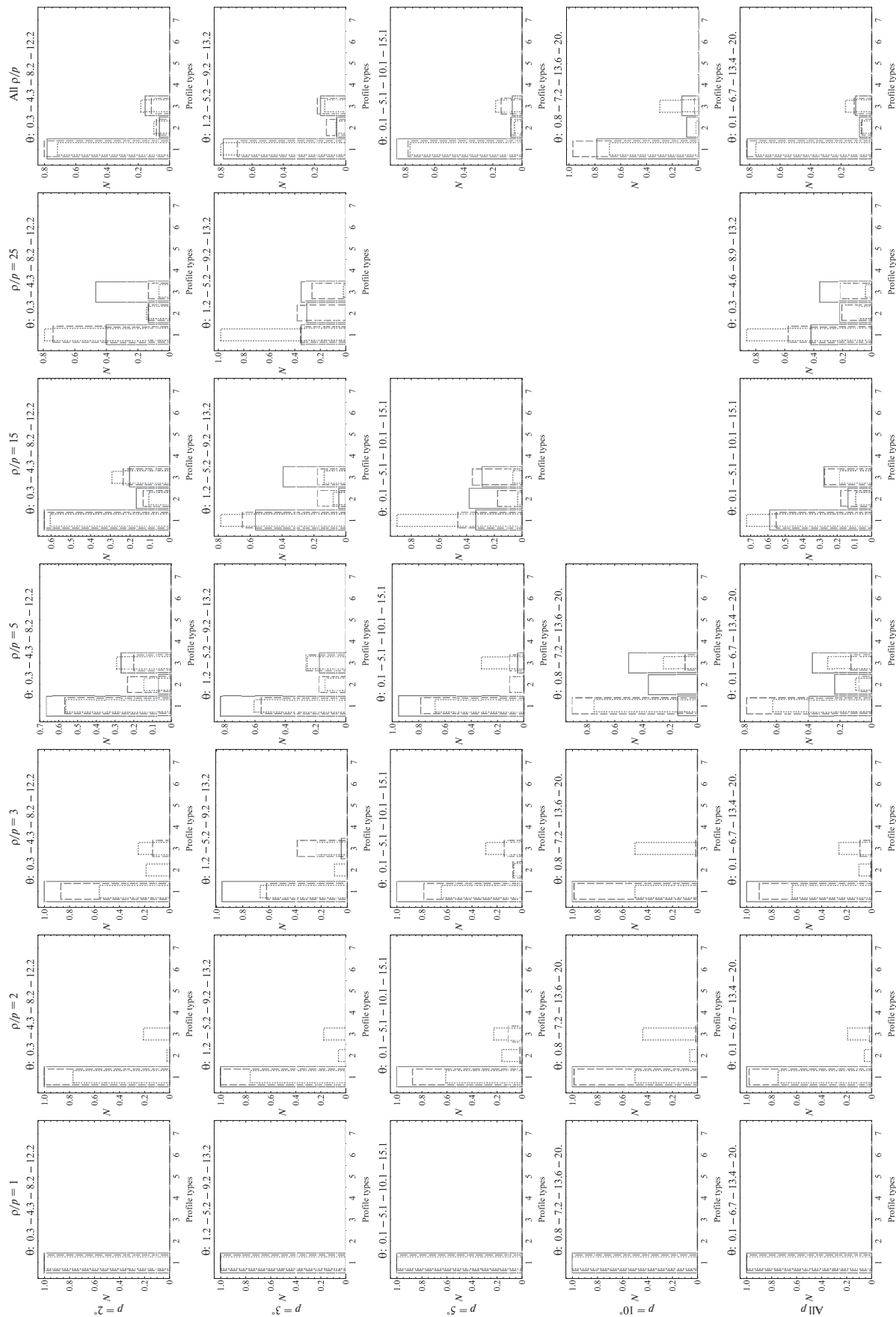


Рис. 5. Формы распределений EVs в зависимости от угла вектора скорости (θ) и оси компонента джета (θ_p) с лучом зрения при $\psi' = 0^\circ$. Сплошная, штриховая и пунктирная линии ассоциируются с интервалами больших, средних и малых значений θ , соответственно. Интервалы θ указаны вверху каждого графика.



Рис. 6. То же, что на рис. 5, при $\psi' = 10^\circ$.

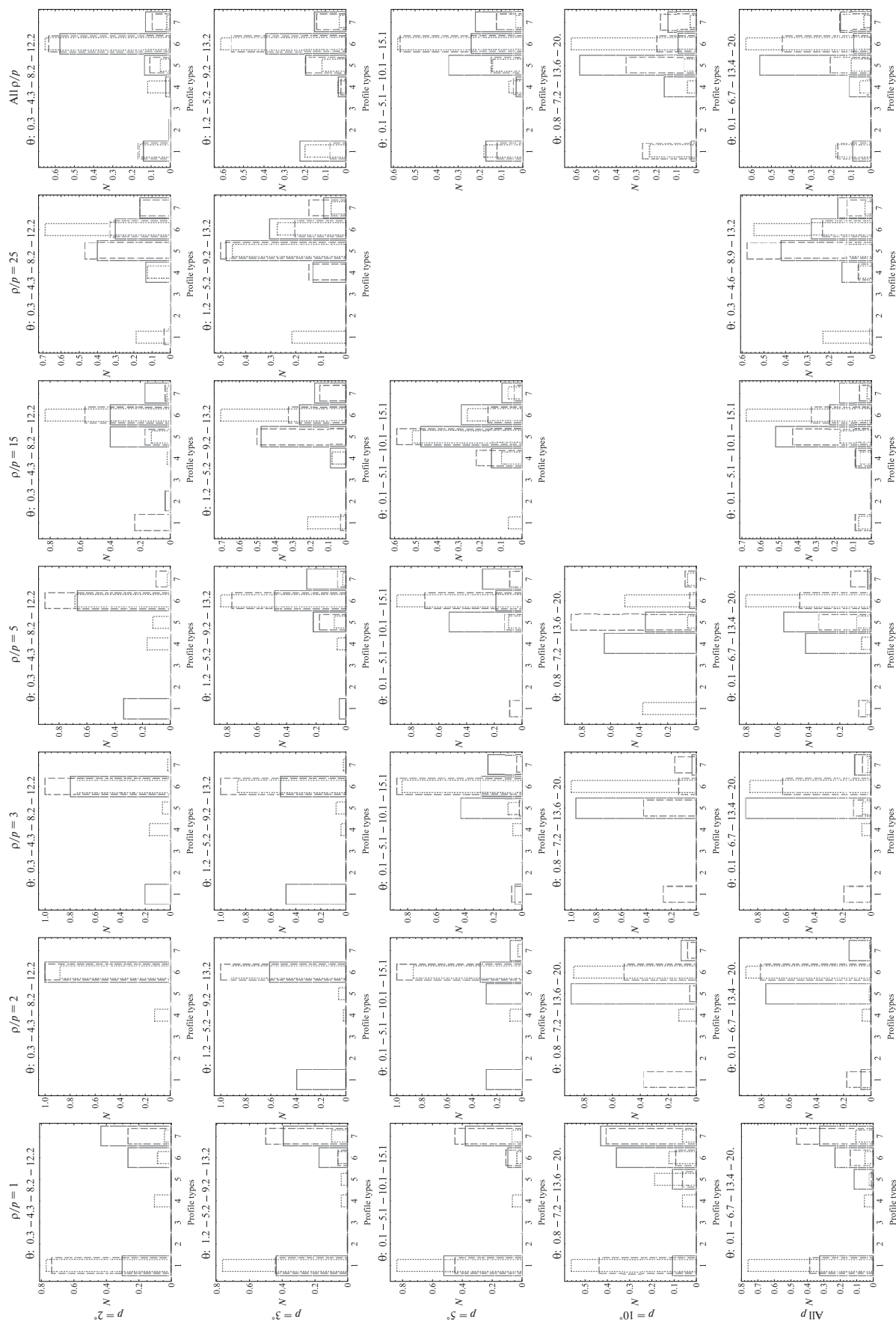


Рис. 7. То же, что на рис. 5, при $\psi' = 25^\circ$.

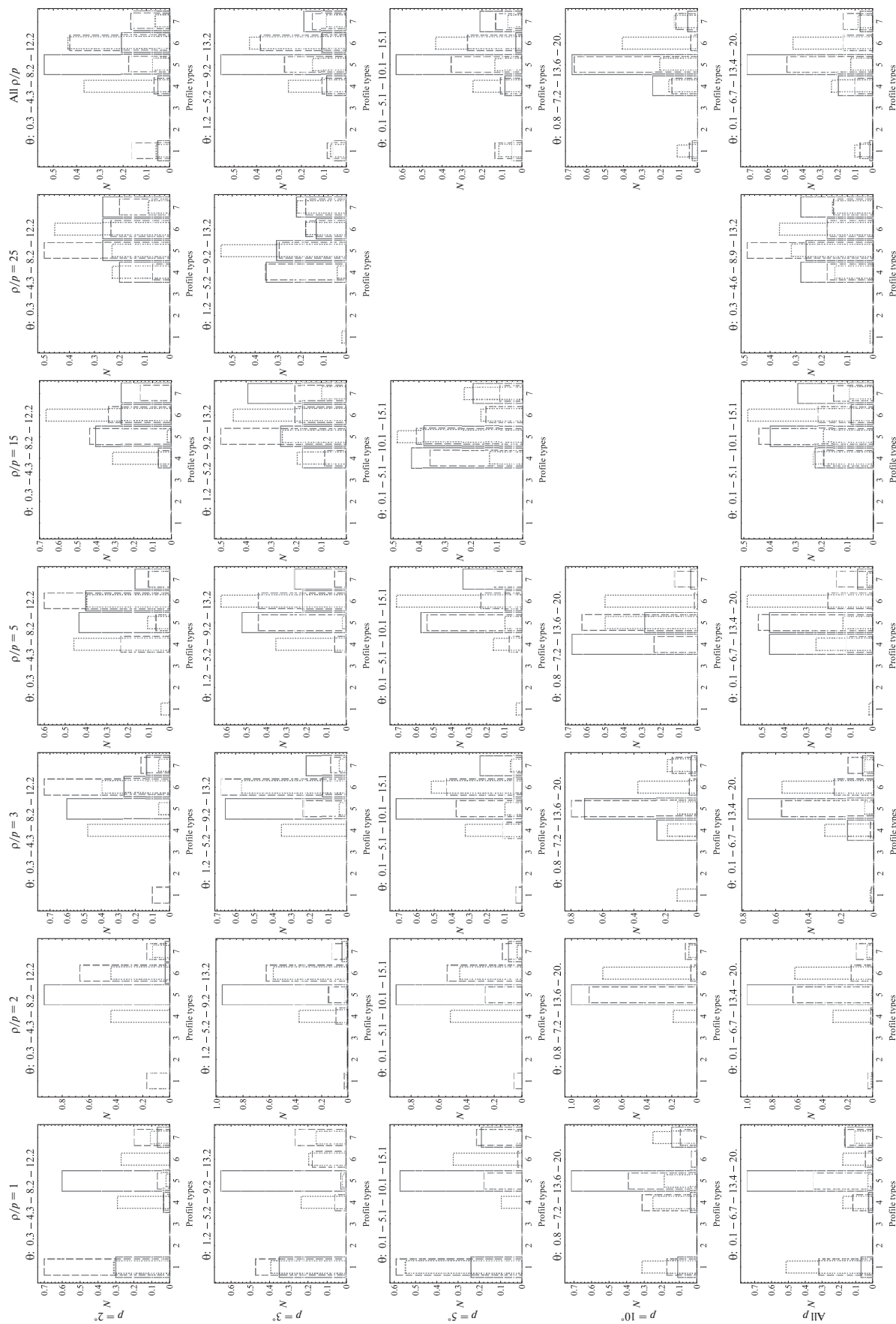


Рис. 8. То же, что на рис. 5, при $\psi' = 45^\circ$.

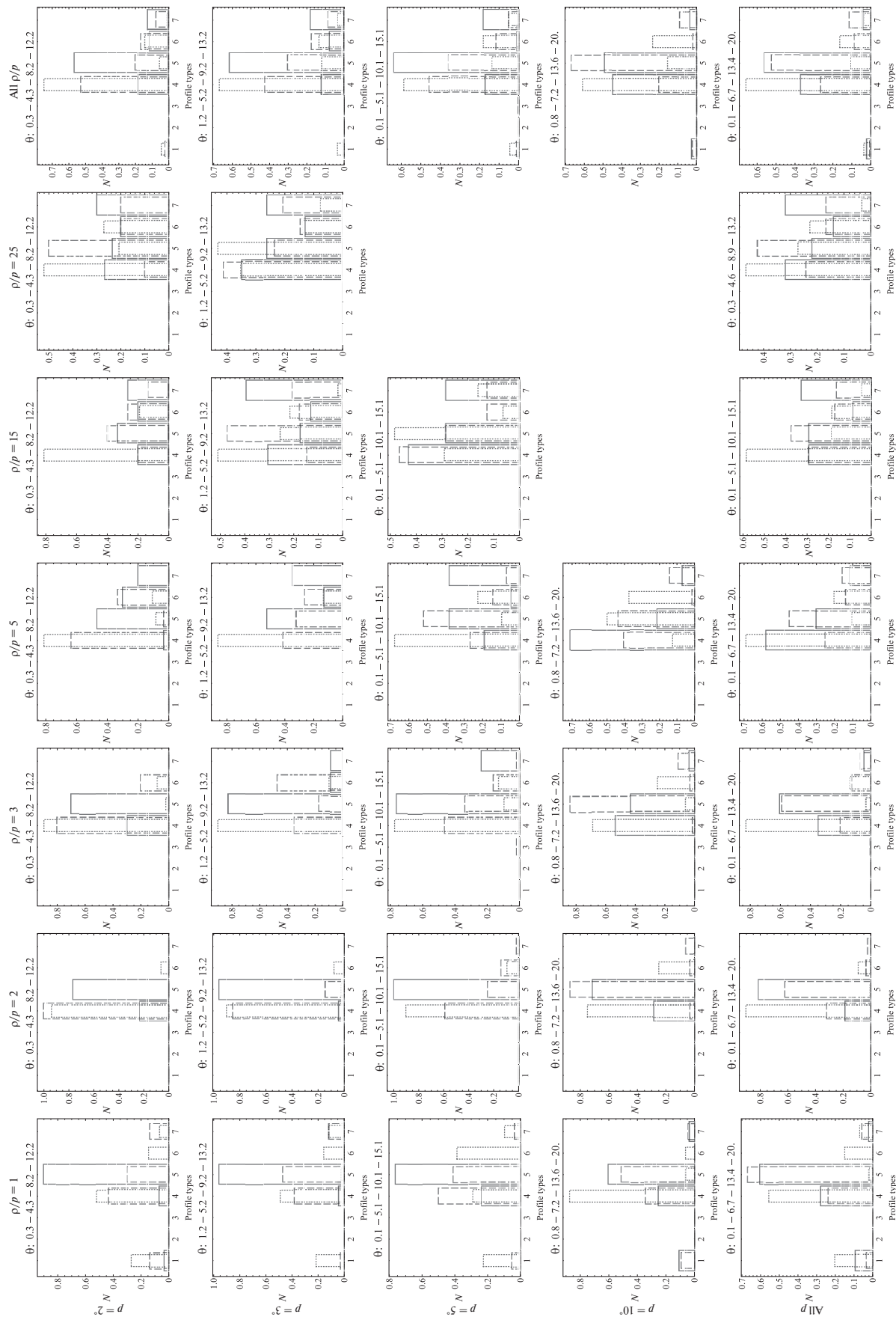


Рис. 9. То же, что на рис. 5, при $\psi' = 55^\circ$.

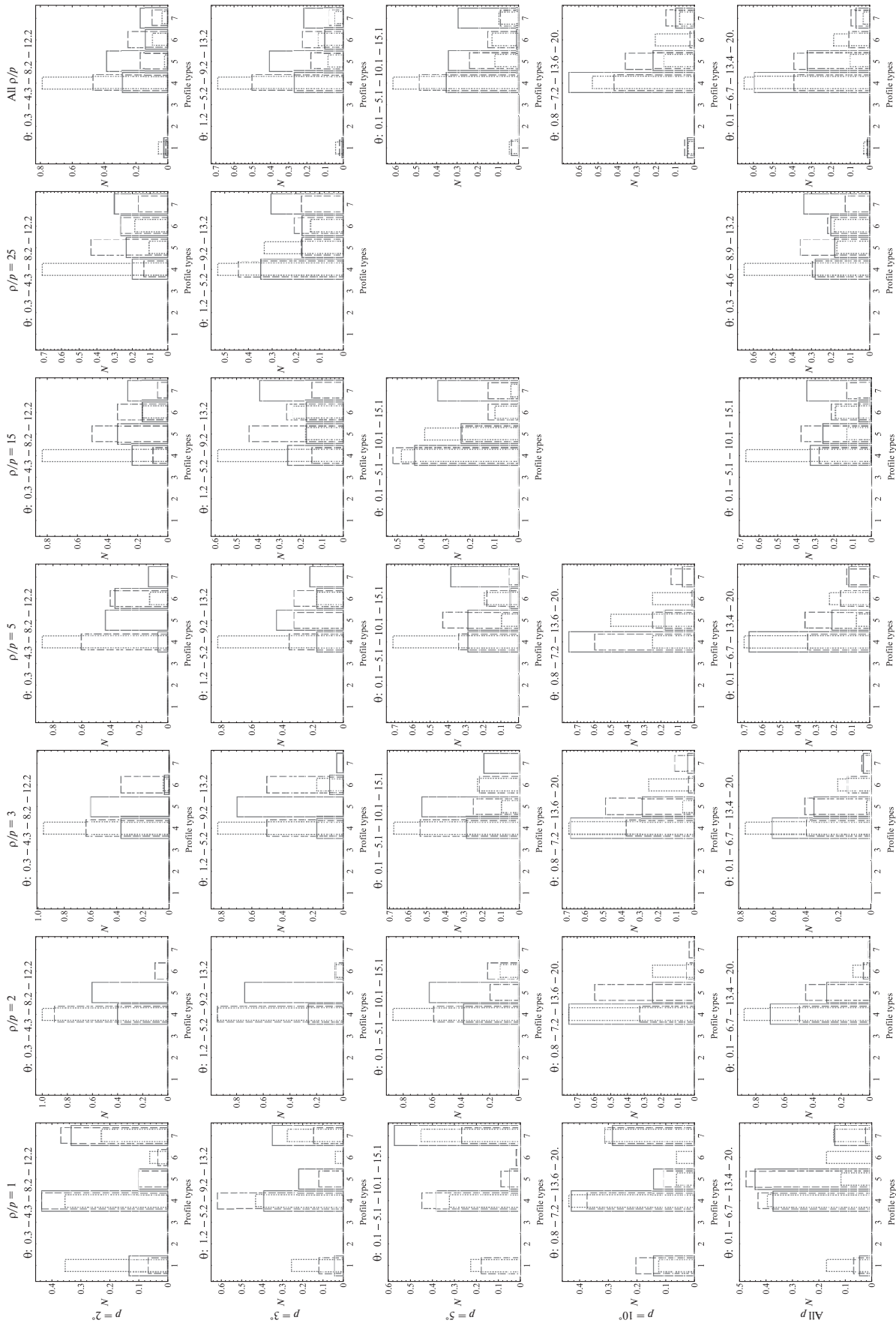


Рис. 10. То же, что на рис. 5, при $\psi' = 65^\circ$.

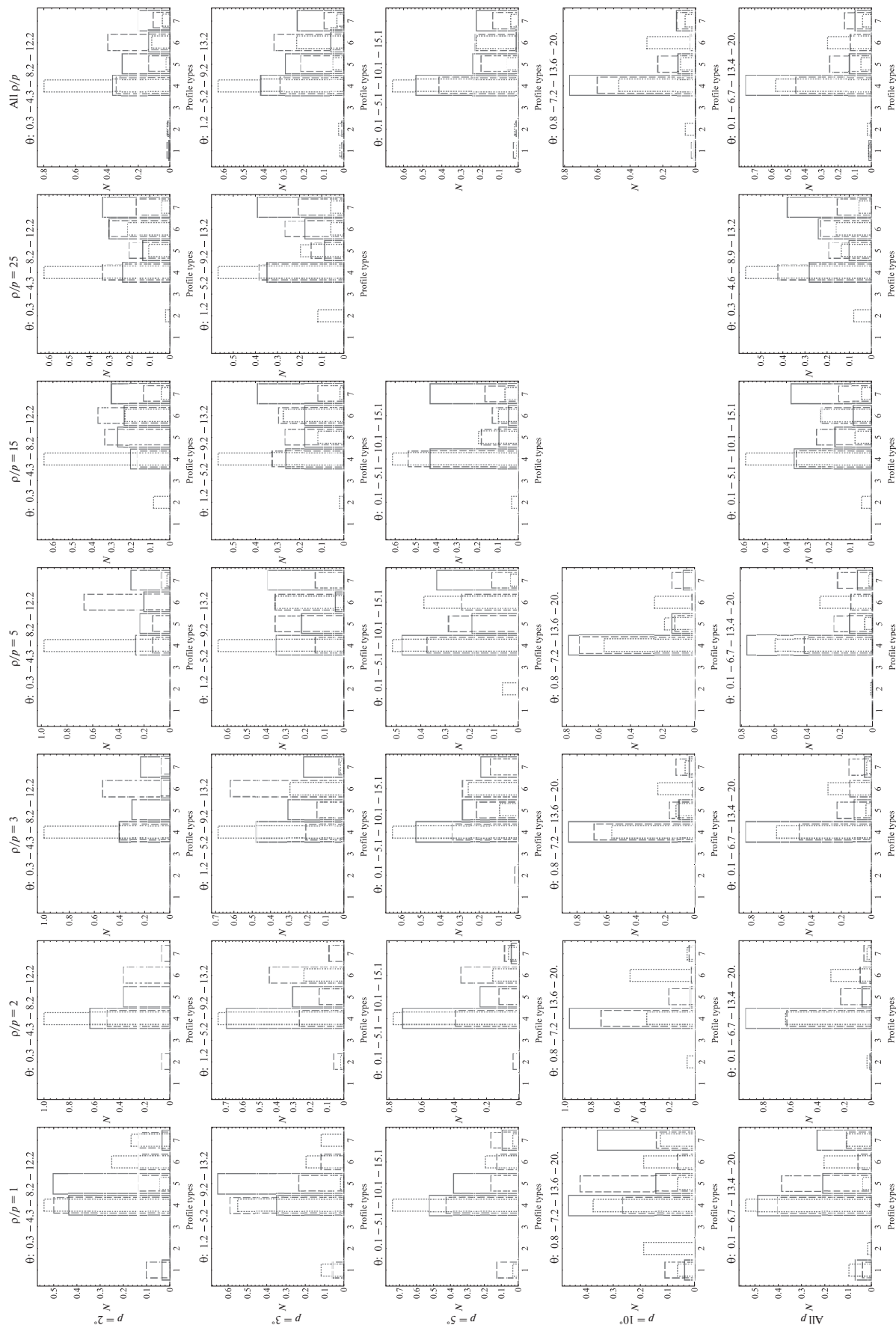


Рис. 11. То же, что на рис. 5, при $\psi' = 75^\circ$.

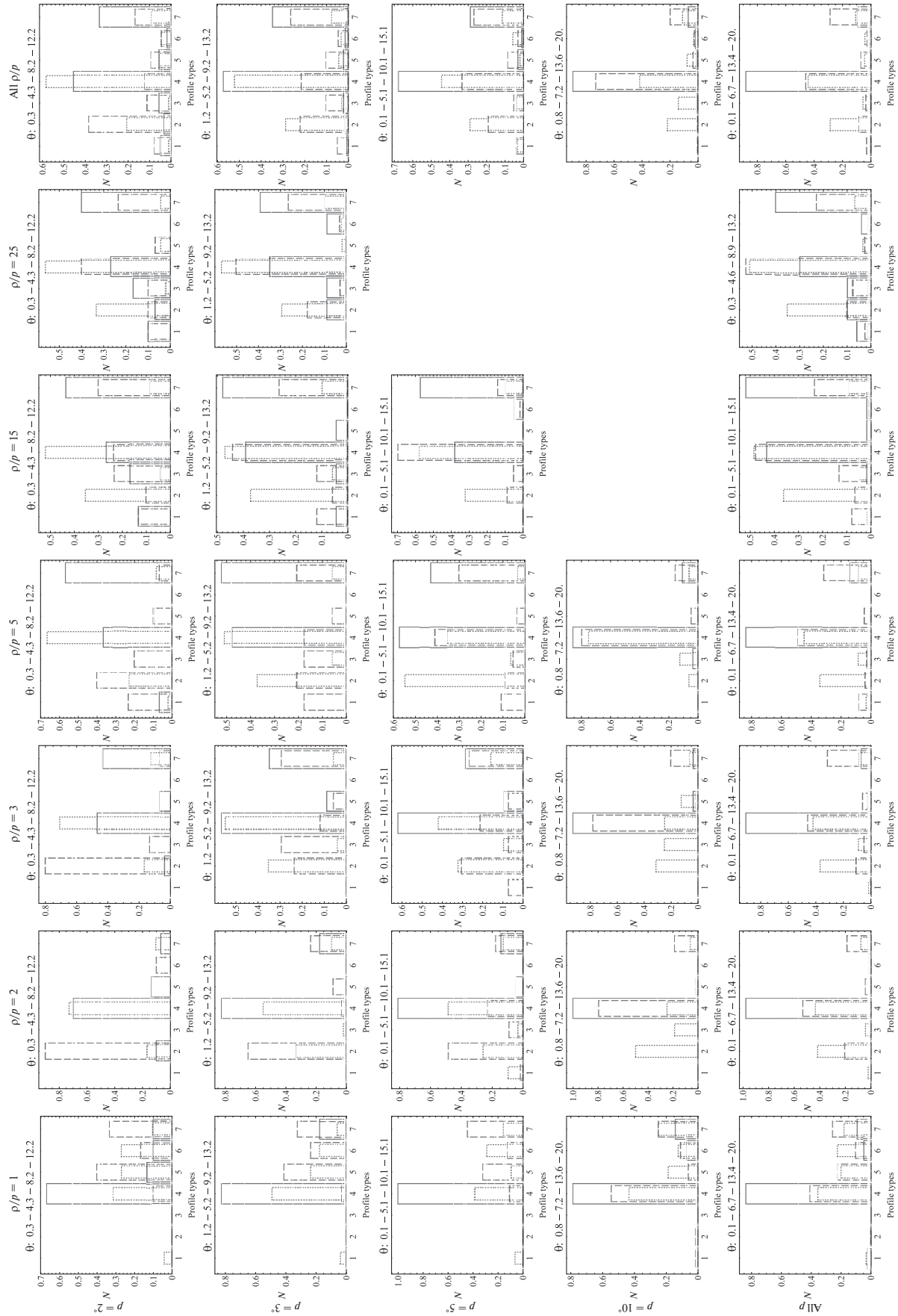


Рис. 12. То же, что на рис. 5, при $\psi' = 90^\circ$.

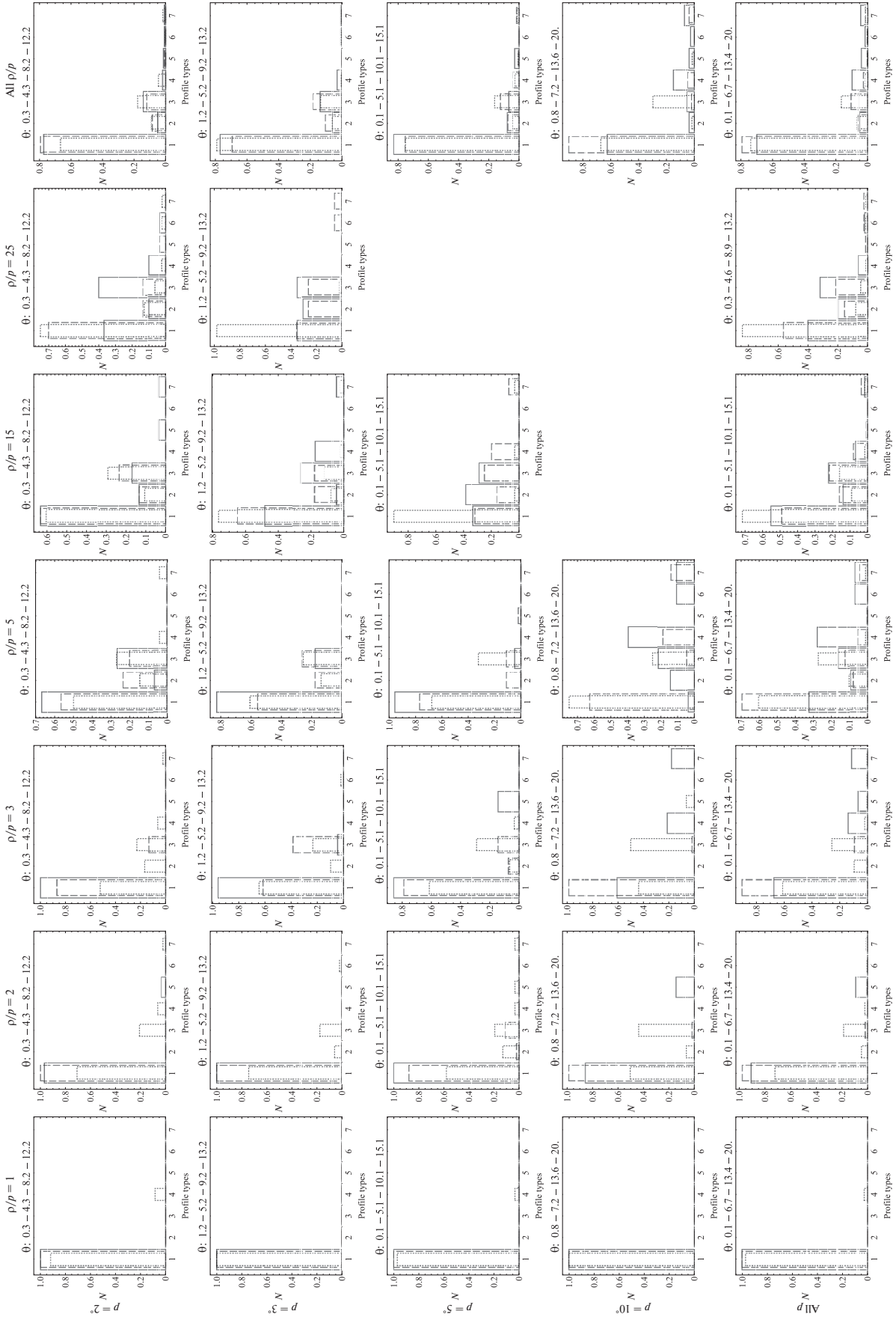


Рис. 13. Формы распределений EVs в зависимости от угла вектора скорости (θ) и оси компонента джета (ρ/p) с лучом зрения при $R_j = 0.25$. Сплошная, штриховая и пунктирная линии ассоциируются с интервалами больших, средних и малых значений θ соответственно. Интервалы θ указаны вверху каждого графика.

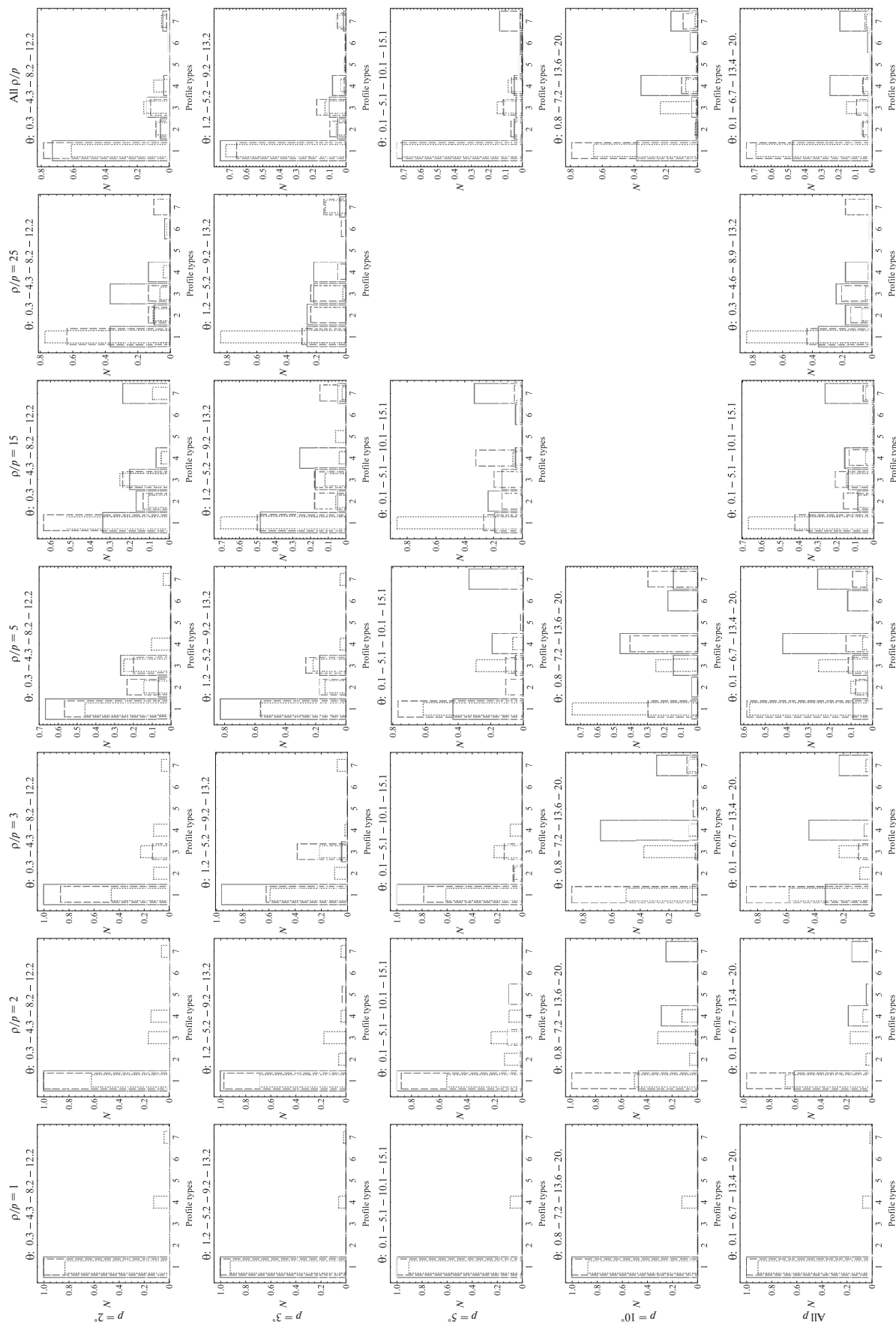


Рис. 14. То же, что на рис. 13, при $R_f = 0.33$.

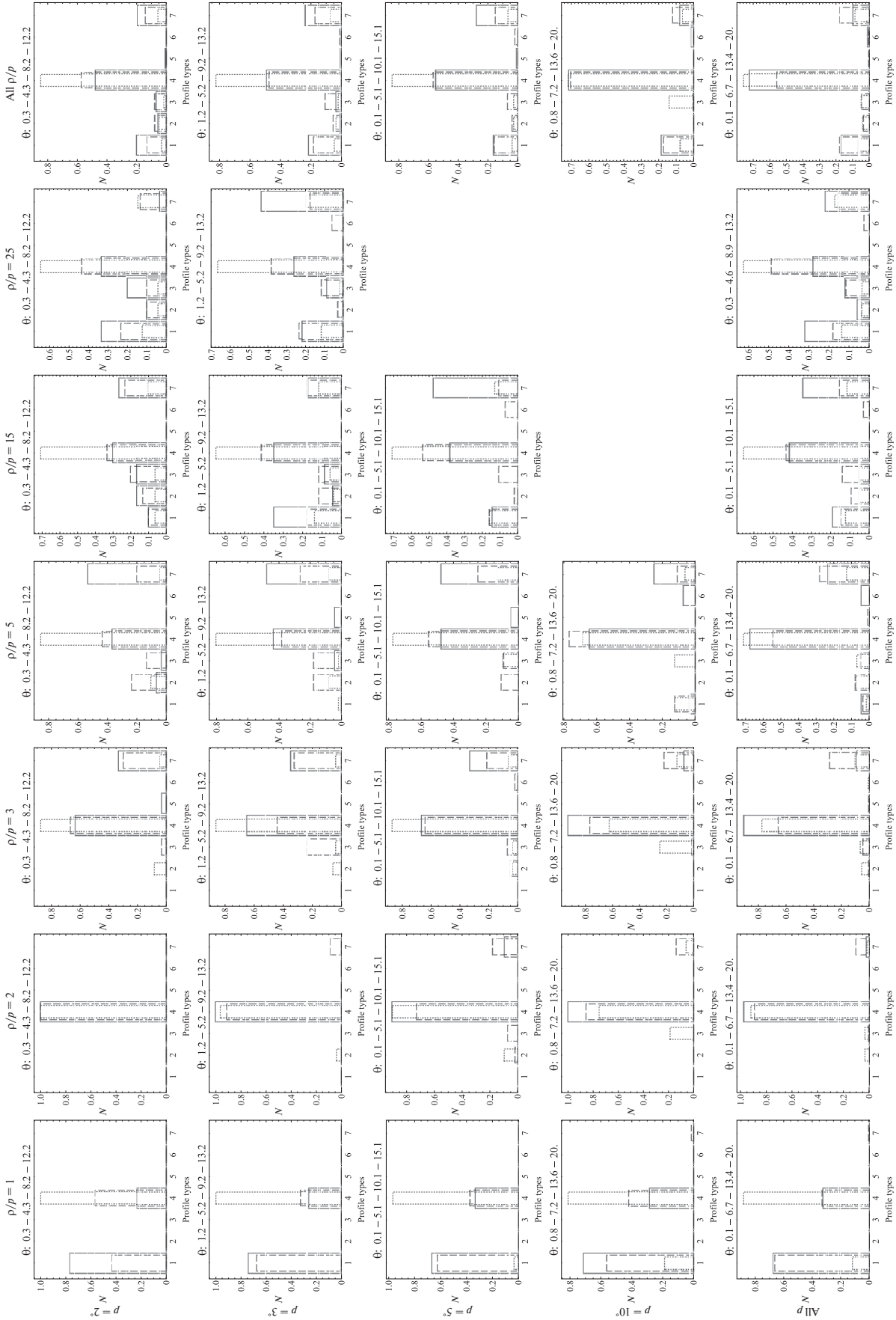


Рис. 15. То же, что на рис. 13, при $R_1 = 0.5$.

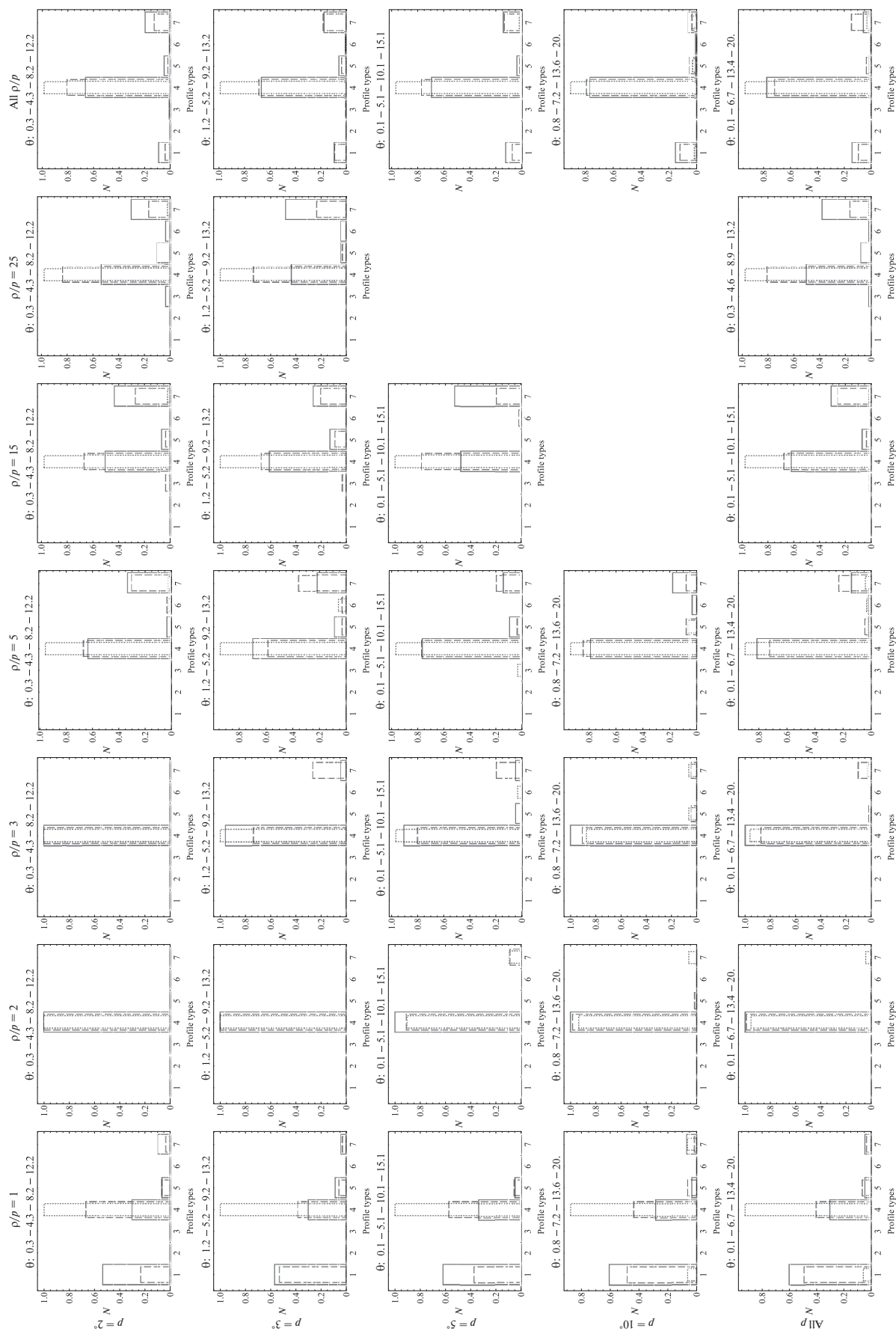


Рис. 16. То же, что на рис. 13, при $R_f = 0.7$.

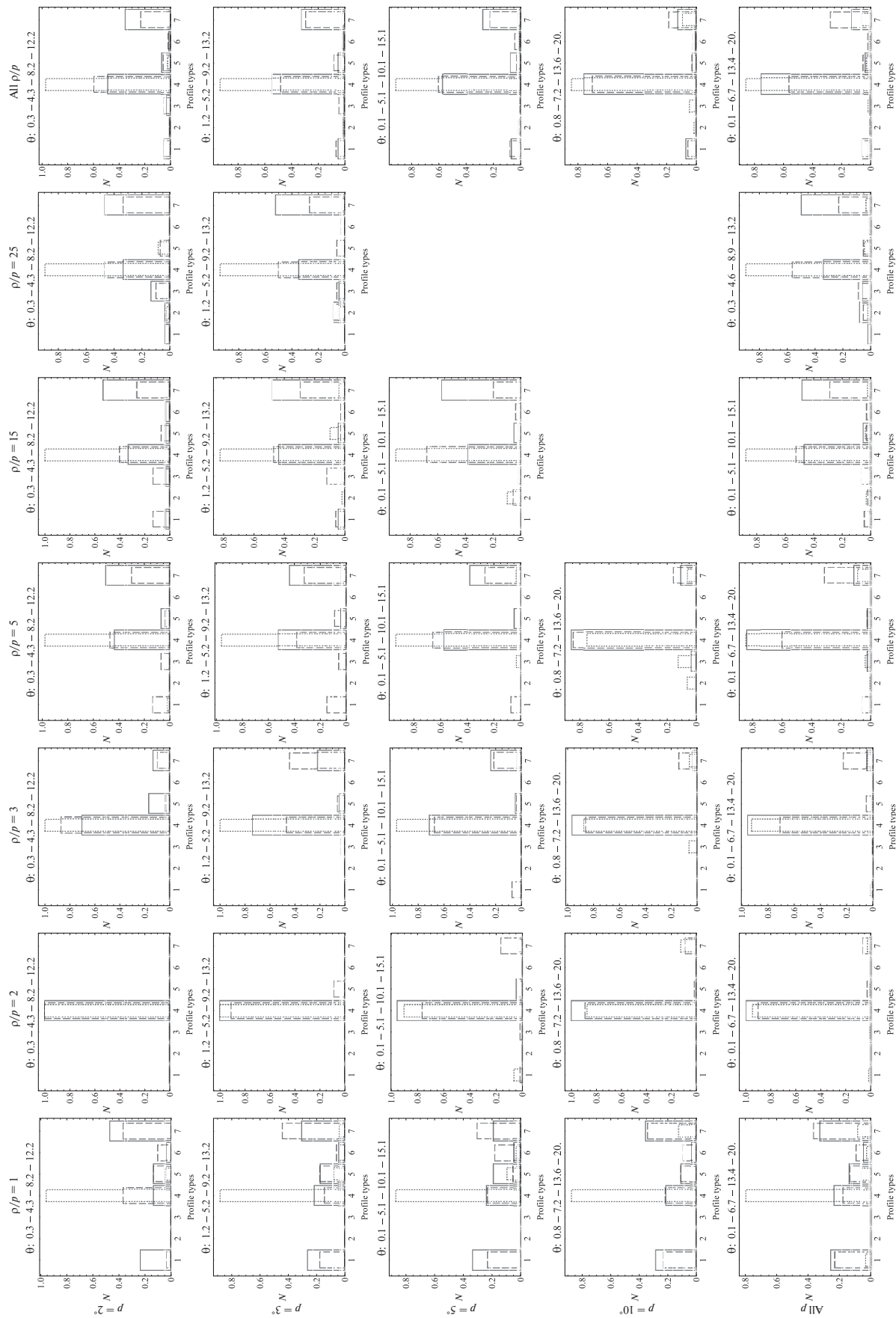


Рис. 17. То же, что на рис. 13, при $R_f = 0.9$.

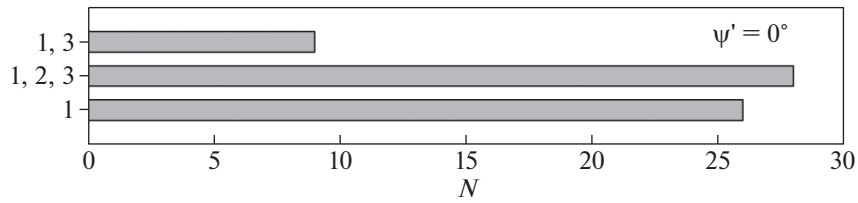


Рис. 18. Комбинация форм распределений EVs в каждом модельном джете при $\psi' = 0^\circ$. Черным цветом отмечены те, которые дополнительно содержат тип 7.

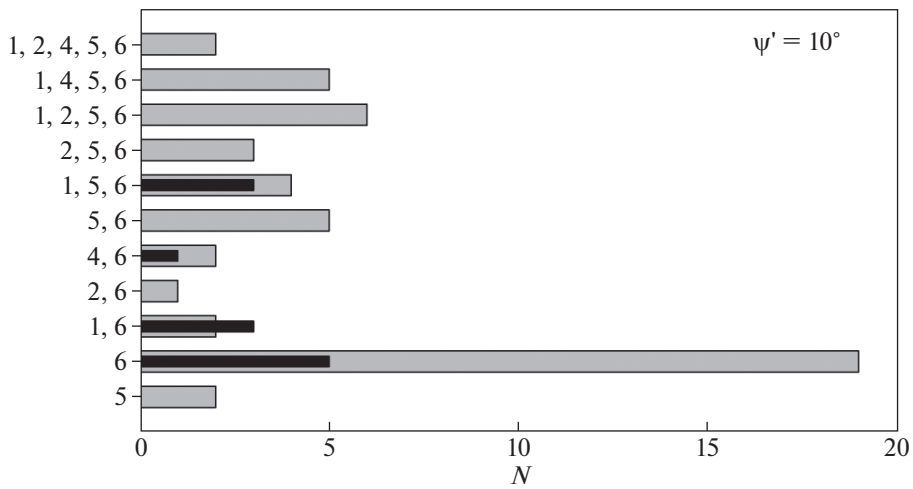


Рис. 19. То же, что на рис. 18, при $\psi' = 10^\circ$.

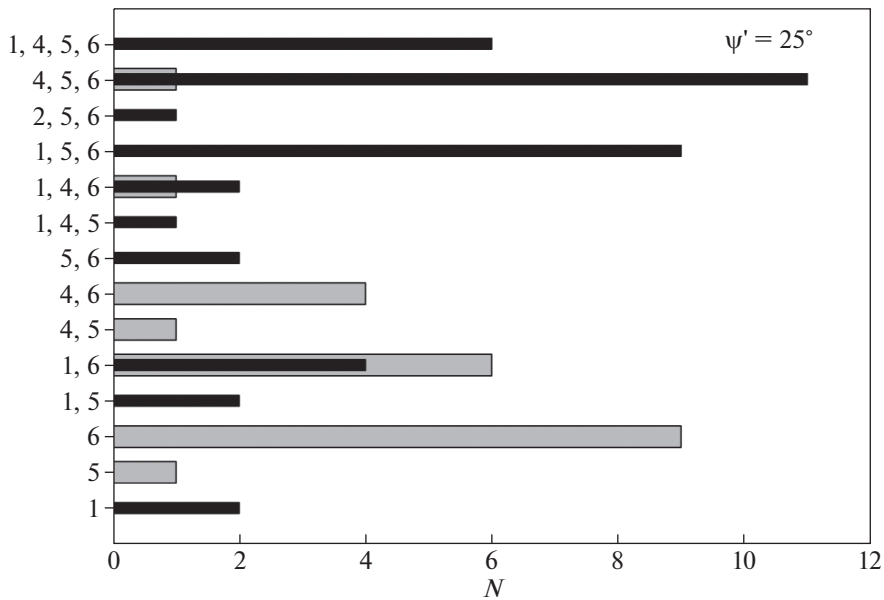


Рис. 20. То же, что на рис. 18, при $\psi' = 25^\circ$.

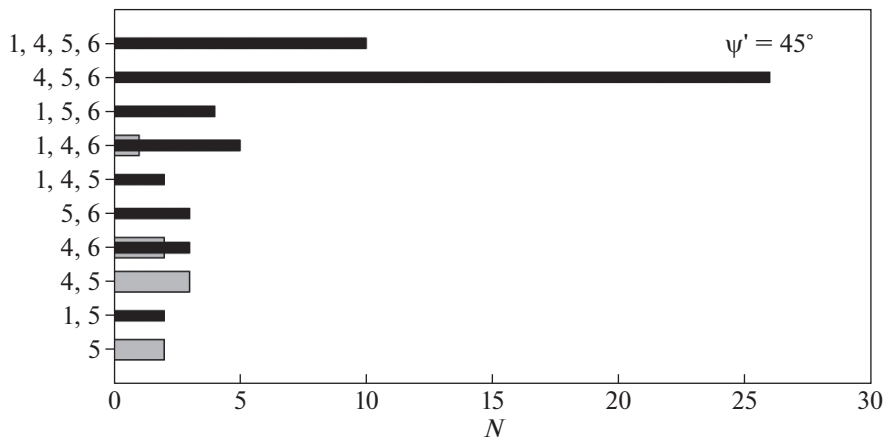


Рис. 21. То же, что на рис. 18, при $\psi' = 45^\circ$.

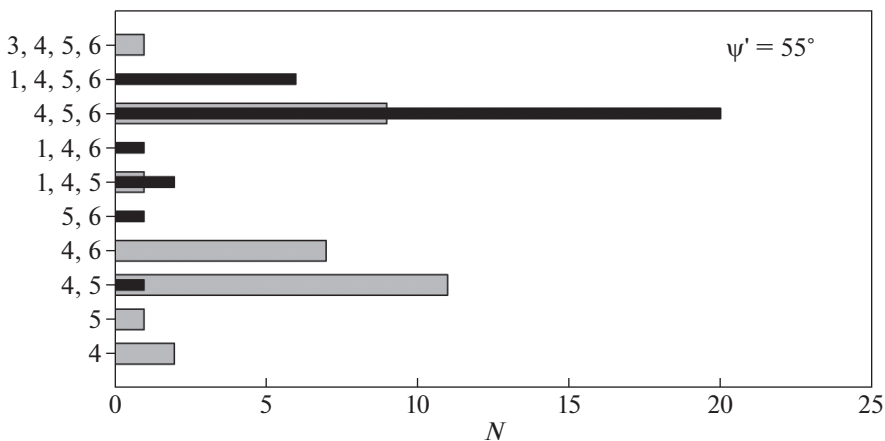


Рис. 22. То же, что на рис. 18, при $\psi' = 55^\circ$.

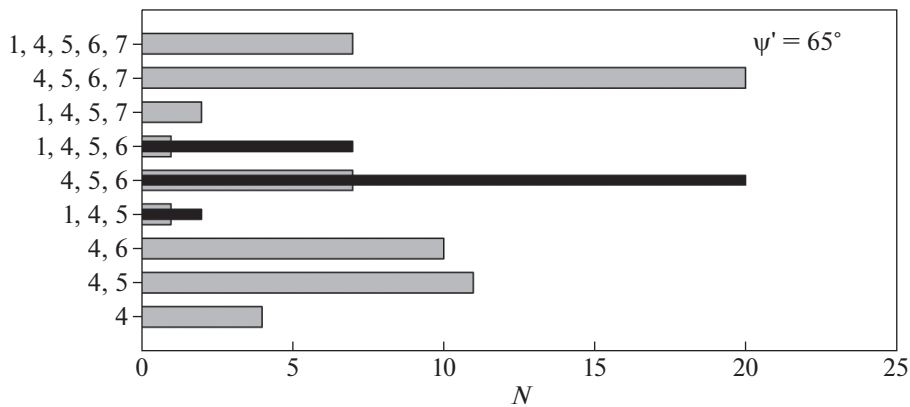


Рис. 23. То же, что на рис. 18, при $\psi' = 65^\circ$.

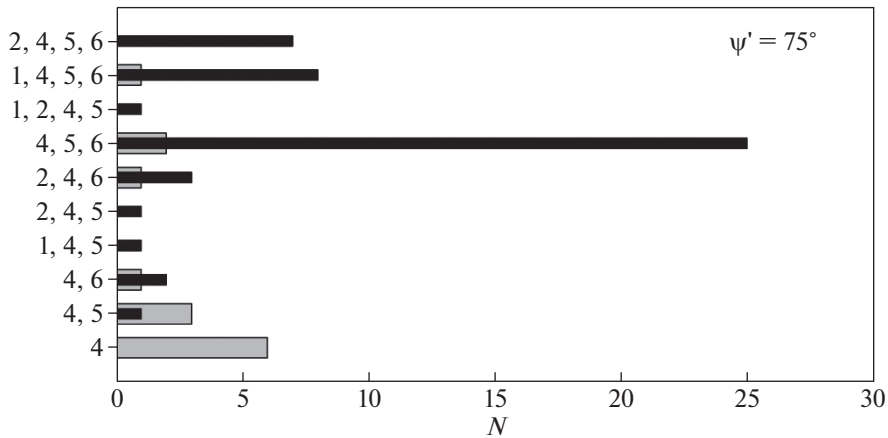


Рис. 24. То же, что на рис. 18, при $\psi' = 75^\circ$.

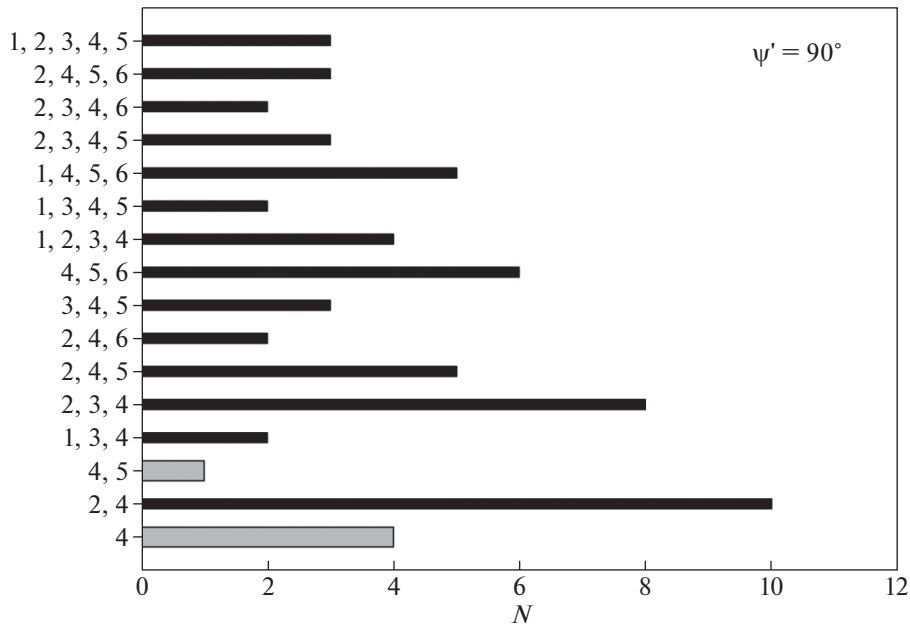


Рис. 25. То же, что на рис. 18, при $\psi' = 90^\circ$.

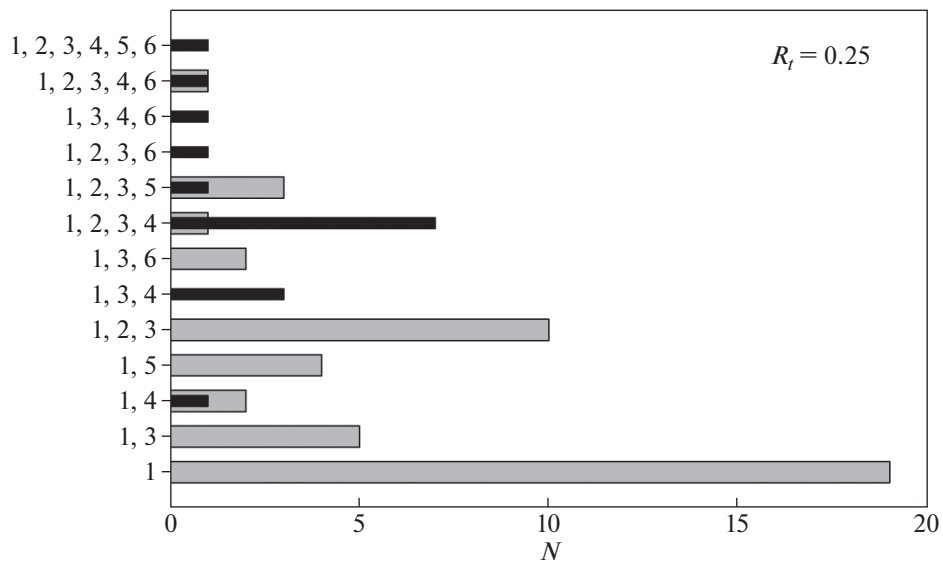


Рис. 26. Комбинация форм распределений EVs в каждом модельном джете при $R_t = 0.25$. Черным цветом отмечены те, которые дополнительно содержат тип 7.

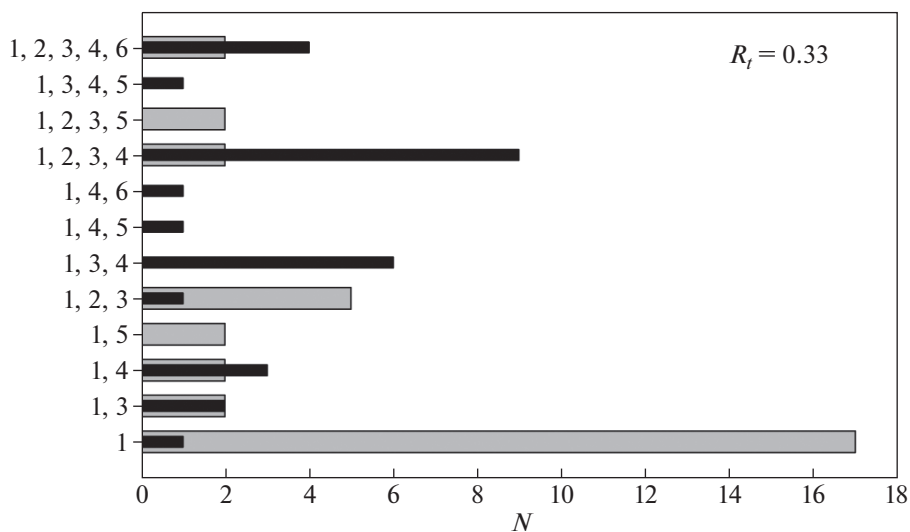


Рис. 27. То же, что на рис. 26, при $R_t = 0.33$.

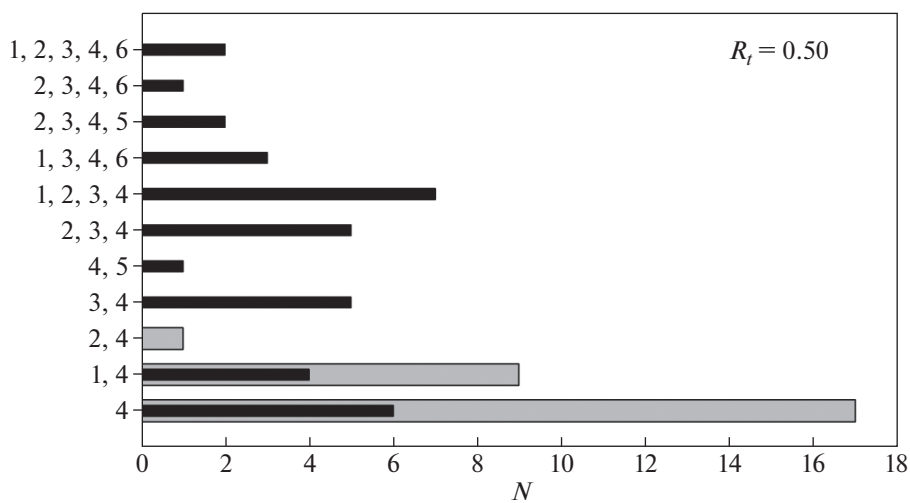


Рис. 28. То же, что на рис. 26, при $R_t = 0.5$.

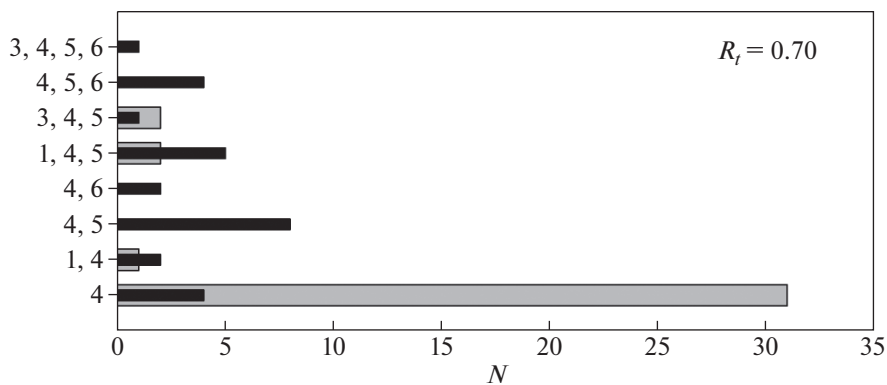


Рис. 29. То же, что на рис. 26, при $R_t = 0.7$.

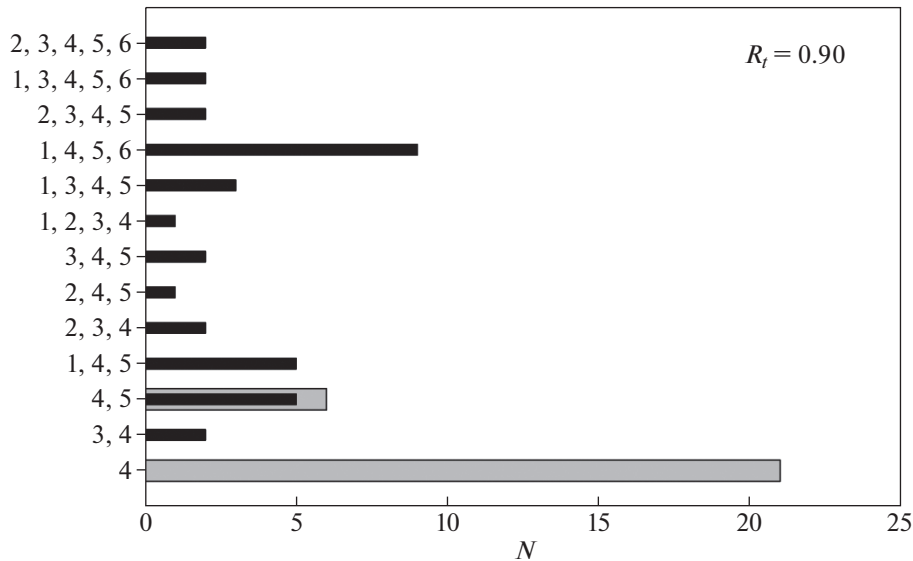


Рис. 30. То же, что на рис. 26, при $R_t = 0.9$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. Tchekhovskoy and O. Bromberg*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **461**, L46 (2016).
2. *R. D. Blandford and R. L. Znajek*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **179**, 433 (1977).
3. *R. D. Blandford and D. G. Payne*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **199**, 883 (1982).
4. *C. M. Raiteri, M. Villata, M. I. Carnerero, J. A. Acosta-Pulido, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **489**, 1837 (2019).
5. *M. Raiteri and M. Villata*, Galaxies **9**, 42 (2021).
6. *A. P. Marscher*, Astrophys. J. **780**, id. 87 (2014).
7. *M. Lyutikov and E. V. Kravchenko*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **467**, 3876 (2017).
8. *M. L. Lister and D. C. Homan*, Astron. J. **130**, 1389 (2005).
9. *A. Pushkarev, Y. Kovalev, M. Lister, T. Savolainen, M. Aller, H. Aller, and M. Hodge*, Galaxies **5**, 93 (2017).
10. *A. B. Pushkarev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., submitted, arXiv:2209.04842 (2022).
11. *M. Butuzova and A. Pushkarev*, European VLBI Network Mini-Symposium and Users' Meeting 2021, 12–14 July, 2021 (2022), <https://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid99>, id.5 .
12. *M. S. Butuzova and A. B. Pushkarev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., submitted, arXiv: arXiv:2209.15359 (2022).
13. *D. M. Christodoulou, D. C. Gabuzda, S. Knuettel, I. Contopoulos, D. Kazanas, and C. P. Coughlan*, Astron. and Astrophys. **591**, id. A61 (2016).
14. *S. Knuettel, D. Gabuzda, and S. O'Sullivan*, Galaxies **5**, 61 (2017).
15. *A. B. Pushkarev, D. C. Gabuzda, Y. N. Vetukhnovskaya, and V. E. Yakimov*, Astron. Rep. **49**, 5 (2005).
16. *R. A. Laing*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **193**, 439 (1980).
17. *G. Ghisellini, F. Tavecchio, and M. Chiaberge*, Astron. and Astrophys. **432**, 401 (2005).
18. *M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, D. C. Homan, et al.*, Astron. J. **146**, id. 120 (2013).
19. *M. L. Lister, D. C. Homan, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, E. Ros, and T. Savolainen*, Astrophys. J. **923**, id. 30 (2021).
20. *A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, and T. Savolainen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **468**, 4992 (2017).
21. *M. S. Butuzova*, Astron. Rep. **62**, 116 (2018).
22. *M. S. Butuzova*, Astron. Rep. **62**, 654 (2018).
23. *M. S. Butuzova*, Astroparticle Phys. **129**, id. 102577 (2021).
24. *M. S. Butuzova and A. B. Pushkarev*, Universe **6**, 191 (2020).
25. *M. S. Butuzova*, Astron. Rep. **65**, 635 (2021).
26. *A. B. Pushkarev, T. Hovatta, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, et al.*, Astron. and Astrophys. **545**, id. A113 (2012).
27. *T. Hovatta, M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, D. C. Homan, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, and T. Savolainen*, Astron. J. **144**, id. 105 (2012).
28. *M. Lyutikov, V. I. Pariev, and D. C. Gabuzda*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **360**, 869 (2005).
29. *P. A. Hughes, H. D. Aller, and M. F. Aller*, Astrophys. J. **341**, 54 (1989).
30. *C. Gabuzda, A. R. Reichstein, and E. L. O'Neill*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **444**, 172 (2014).
31. *D. C. Gabuzda, S. Knuettel, and B. Reardon*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **450**, 2441 (2015).
32. *D. C. Gabuzda, M. Nagle, and N. Roche*, Astron. and Astrophys. **612**, id. A67 (2018).
33. *D. C. Gabuzda*, Galaxies **9**, 58 (2021).
34. *T. V. Murphy*, Cawthorne, and D. C. Gabuzda, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **430**, 1504 (2013).
35. *C. Prior and K. N. Gourgouliatos*, Astron. and Astrophys. **622**, id. A122 (2019).
36. *J. M. Hutchison, T. V. Cawthorne, and D. C. Gabuzda*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **321**, 525 (2001).

ДИНАМИКА ЗАМАГНИЧЕННЫХ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

© 2022 г. С. А. Хайбрахманов^{1, 2, *}, А. Е. Дудоров^{2, 1}

¹Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

²Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

*E-mail: khaibrakhmanov@csu.ru

Поступила в редакцию 23.05.2022 г.

После доработки 06.07.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

В работе исследуется динамика аккреционных дисков молодых звезд с остаточным крупномасштабным магнитным полем. Авторская магнитогазодинамическая (МГД) модель аккреционных дисков обобщается для учета динамического влияния магнитного поля на скорость вращения газа и вертикальную структуру диска. С помощью развиваемой динамической МГД-модели рассчитывается структура аккреционного диска звезды типа Т Тельца солнечной массы для различных значений темпа аккреции \dot{M} и размеров пылинок a_d . Расчеты радиальной структуры диска показывают, что при типичных значениях $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ и $a_d = 0.1$ мкм магнитное поле в диске является кинематическим, и электромагнитная сила не влияет на скорость вращения газа. В случае крупных пылинок, $a_d \geq 1$ мм, магнитное поле заморожено в газ и на радиальных расстояниях от звезды $r \geq 30$ а.е. генерируется динамически сильное магнитное поле, натяжения которого замедляют скорость вращения на величину $\leq 1.5\%$ от кеплеровской скорости. Это эффект сравним с вкладом радиального градиента газового давления и может приводить к увеличению скорости радиального дрейфа пылинок в диске. В случае высокого темпа аккреции, $\dot{M} \geq 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$, магнитное поле является динамически сильным и во внутренней области диска, $r < 0.2$ а.е. Расчеты вертикальной структуры показывают, что, в зависимости от условий на поверхности диска, вертикальный градиент магнитного давления может приводить как к уменьшению, так и увеличению характерной толщины диска по сравнению с гидростатической на 5–20%. Изменение толщины диска происходит вне области низкой степени ионизации и эффективной диффузии магнитного поля (“мертвой” зоны), которая при типичных параметрах простирается от $r = 0.3$ до 20 а.е.

Ключевые слова: аккреция, аккреционные диски, магнитные поля, магнитная газодинамика (МГД)

DOI: 10.31857/S0004629922100073

1. ВВЕДЕНИЕ

Аккреционные диски молодых звезд (АД МЗ) представляют собой геометрически тонкие вращающиеся газопылевые диски размерами ~ 100 – 1000 а.е. и массами ~ 0.001 – $0.1 M_{\odot}$ (см. [1]). В процессе эволюции АД темп аккреции вещества на МЗ уменьшается от 10^{-6} до $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$. АД МЗ могут эволюционировать в протопланетные диски (ППД) – аналоги протосолнечной туманности, в которых условия благоприятны для образования планет. В последние годы это предположение получает прямые наблюдательные подтверждения [2, 3]. Процессы, связанные с формированием и динамикой протопланет также проявляются как кольца, спирали, вихри и другие субструктуры на картах излучения АД и ППД в инфракрасном и (суб)миллиметровом диапазо-

нах спектра [4, 5]. Развитие техник проведения и анализа наблюдений позволяет исследовать структуру АД и ППД, в частности восстанавливать двумерные распределения температуры и определять компоненты скорости в дисках (см., напр., [6, 7]). Для интерпретации имеющихся и будущих наблюдений АД и ППД, а также объяснения происхождения и свойств внесолнечных планетных систем интерес представляет разработка теоретических моделей АД и ППД.

Современные наблюдательные данные позволяют утверждать, что АД и ППД МЗ имеют крупномасштабное магнитное поле. Первые указания на это были получены из поляризметрических исследований излучения окрестностей звезд типа Т Тельца [8]. Поляризационное картирование аккреционных дисков звезд типа Т Тельца и Ae/Ве

звезд Хербига с пространственным разрешением порядка 50 а.е. показало, что крупномасштабное магнитное поле в дисках может иметь сложную геометрию [9]. Наличие магнитного поля косвенно подтверждается обнаружением истечений и джетов из молодых звездных объектов (см. обзор Франка и др. [10]). Надежные измерения интенсивности магнитного поля АД и ППД МЗ до сих пор затруднительны из-за ограничений на чувствительность и пространственное разрешение инструментов. Донати и др. [11] заявили о регистрации зеемановского уширения линий в диске звезды FU Ori и отметили, что в диске может присутствовать магнитное поле интенсивностью $B \sim 1$ кГс. Перспективным инструментом является измерение зеемановского расщепления молекулярных линий CN в субмиллиметровом диапазоне [12], с помощью которого пока удается получить лишь верхние оценки на интенсивность магнитного поля в поверхностных слоях дисков [13, 14]. Наконец, измерения остаточной намагниченности метеоритов дают косвенные оценки интенсивности магнитного поля протосолнечной туманности ~ 0.1 –1 Гс на расстоянии 1–3 а.е. от звезды [15, 16].

Наличие крупномасштабного магнитного поля в АД и ППД естественным образом объясняется в рамках теории остаточного магнитного поля, основанной на анализе наблюдательных данных и численных расчетах процесса образования звезд в результате гравитационного коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаках (ПЗО). Согласно этой теории, магнитный поток ПЗО частично сохраняется в процессе коллапса ПЗО, и звезды с аккреционными дисками рождаются с остаточным крупномасштабным магнитным полем [17, 18]. При условии развитой циклонической конвекции в дифференциально вращающемся диске возможна также генерация магнитного поля за счет динамомеханизма [19, 20].

В первых работах по моделированию эволюции аккреционных дисков с крупномасштабным магнитным полем рассматривался вопрос об эффективности адвекции полоидального магнитного поля в турбулентных дисках [21, 22]. Рейес-Руиз и Степински [23] указали на то, что во вращающихся дисках происходит также генерация тороидального магнитного поля. Шу и др. [24] получили аналитическое решение для распределения полоидального магнитного поля в диске для предписанных коэффициента диффузии и степени отклонения скорости вращения газа от кеплеровской. В работе Лавлэйса и др. [25] рассчитана вертикальная структура стационарных аккреционных дисков в предположении, что поверхностные слои аккреционного диска являются нетурбулентными. В указанных статьях вели-

чина коэффициента диффузии предписывалась с помощью безразмерного магнитного числа Прандтля. Подход Лубова и др. [22] был развит в работе Гуилет и Огильви [26], в которых было постулировано и исследовано влияние турбулентной диффузии на эволюцию крупномасштабного полоидального магнитного поля. Авторы сделали аккуратное усреднение коэффициентов переноса по высоте диска и учли самосогласованное влияние магнитного поля на эти коэффициенты, что позволило описать более эффективное усиление магнитного поля в дисках. Окудзumi и Такеучи [27] получили стационарное распределение вертикального магнитного поля в диске с учетом только омической диффузии. Лицано и др. [28] рассчитали вертикальную структуру АД МЗ с предписанным замороженным полоидальным магнитным полем. Они рассмотрели влияние вязкого и омического нагрева, а также нагрева излучением звезды на температуру диска.

Большинство численных магнитогазодинамических (МГД) расчетов эволюции АД с учетом омической диффузии и магнитной амбиполярной диффузии [29], а также с учетом эффекта Холла [30] проводились только в локальном приближении с использованием предписанной интенсивности и/или геометрии магнитного поля. Грессел и др. [31] выполнили первые глобальные расчеты с учетом магнитной амбиполярной диффузии и ионизации только рентгеновскими лучами и ультрафиолетовым излучением звезды. В расчетах исследовалась динамика диска в небольшой области от 1 до 5 а.е. от звезды. В ряде недавних работ проведены масштабные МГД-расчеты эволюции АД и ППД с целью исследования переноса углового момента посредством дискового ветра и попыток объяснения образования кольцевых структур в газе за счет МГД-процессов [32–35]. Недостатками указанных работ являются априорное задание коэффициентов диффузии магнитного поля и/или интенсивности магнитного поля в предположении о постоянстве плазменного параметра β во всем диске.

В рамках теории остаточного магнитного поля Дудоров и Хайбрахманов разработали кинематическую МГД-модель АД МЗ [36–39]. Модель основана на приближениях базовой модели Шакуры и Сюняева [40, 41]. В дополнении к уравнениям базовой модели решается уравнение индукции с учетом омической и магнитной амбиполярной диффузий, магнитной плавучести и эффекта Холла, а также уравнения тепловой и ударной ионизации с учетом основных ионизационных и рекомбинационных эффектов. Расчеты с помощью модели в частности показали, что магнитное поле может быть динамически сильным в некоторых областях диска, $\beta \leq 1$, где β – плазменный параметр (отношение газового давления к магнитно-

му). В связи с этим необходима разработка динамической модели АД, в которой бы учитывалось влияние магнитного поля на структуру и эволюцию диска. Ранее модель Дудорова и Хайбрахманова была расширена для учета влияния диссипативных МГД-эффектов на тепловую структуру диска [42], а также градиента магнитного давления на вертикальную структуру диска [43]. В настоящей работе выполняется дальнейшее развитие модели. Впервые самосогласованно рассматривается влияние натяжений крупномасштабного магнитного поля на центробежное равновесие диска и определяется степень отклонения от кеплеровского вращения.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 описывается постановка задачи. Уравнения модели, описывающие радиальную структуру диска, записываются в разделе 3.1, уравнения вертикальной структуры – в разделе 3.2. В разделе 4.1 приводятся основные параметры модели и методы решения уравнений. Результаты расчетов радиальной структуры диска с помощью развиваемой модели и влияние магнитного поля на скорость вращения вещества в диске приводятся и обсуждаются в разделе 4.2. Результаты расчетов вертикальной структуры диска и влияние магнитного поля на толщину диска описываются в разделе 4.3. В разделе 5 обсуждаются результаты работы и делаются выводы.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим стационарный геометрически тонкий и оптически толстый аккреционный диск, масса которого мала по сравнению с массой звезды. Используем цилиндрические координаты (r, φ, z) . Будем считать, что угловой момент переносится в радиальном направлении r посредством турбулентности. Диск находится в центробежном равновесии по r и магнитостатическом равновесии в вертикальном направлении z . Энергия, выделяемая в диске за счет турбулентного трения, уносится излучением в вертикальном направлении.

Вещество в аккреционных дисках молодых звезд представляет собой слабоионизованную газопылевую плазму. Для исследования динамики аккреционного диска с крупномасштабным магнитным полем используем систему уравнений диссипативной магнитной газодинамики,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \rho \mathbf{g} + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} + \text{div } \hat{\sigma}', \quad (2)$$

$$\rho T \left[\frac{\partial s}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) s \right] = \sigma'_{ik} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \nabla \cdot \mathbf{F}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (4)$$

где \mathbf{g} – гравитационное ускорение, s – энтропия на единицу объема, $\hat{\sigma}'$ – тензор вязких напряже-

ний (σ'_{ik} в индексных обозначениях, индексы i и k нумеруют пространственные координаты), \mathbf{F} – плотность потока лучистой энергии, η – коэффициент диффузии магнитного поля, включающий омическую и магнитную амбиполярную диффузию. Для остальных величин используются стандартные физические обозначения. Для замыкания системы уравнений (1)–(4) используем уравнение состояния идеального газа со средним молекулярным весом $\mu = 2.3$.

3. УРАВНЕНИЯ МГД-МОДЕЛИ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ

В приближении геометрически тонкого диска в исходных уравнениях можно пренебречь радиальными градиентами по сравнению с вертикальным, а последние заменить на конечные разности. В рассматриваемом случае маломассивного диска гравитационное ускорение определяется притяжением звезды,

$$\mathbf{g} = -\frac{GM}{R^3} \mathbf{R}, \quad (5)$$

где $\mathbf{R} = (r, 0, z)$ – радиус-вектор. В геометрически тонком диске r -компонента гравитационной силы доминирует, так что выполняются следующие соотношения для компонент вектора скорости газа: $|v_z| \ll |v_r| \ll |v_\varphi|$. Эти приближения позволяют разделить переменные в уравнениях МГД и решать уравнения радиальной структуры (уравнения аккреции) и уравнения вертикальной структуры (уравнение магнитостатического равновесия) отдельно, полагая, что диск находится в центробежном равновесии.

Применимость стационарного приближения обусловлена тем, что основной динамический масштаб времени в рассматриваемом случае – кеплеровский период обращения, $t_k = 1$ год $(r/1 \text{ а.е.})^{3/2}$, – мал по сравнению со временем жизни диска $t_{\text{disk}} \sim 1\text{--}10$ млн. лет.

3.1. Уравнения радиальной структуры

Система уравнений, описывающих радиальную структуру диска в кинематическом приближении, была получена Дудоровым и Хайбрахмановым [36–38]. Рассмотрим, как изменятся уравнения системы, если учесть динамические

слагаемые, в частности, влияние магнитных напряжений на центробежное равновесие и диссипативных МГД-эффектов на тепловой баланс в диске.

Влияние магнитного поля на скорость вращения вещества в диске описывается радиальной компонентой уравнения движения (2),

$$\rho\Omega^2 r - \rho \frac{GM}{r^2} \left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{-3/2} + \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{B_z}{4\pi} \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B_z^2 + B_\phi^2}{8\pi} \right) - \frac{B_\phi^2}{4\pi r} = 0, \quad (6)$$

где $\Omega = v_\phi/r$ – угловая скорость газа. Градиентом газового давления, $\partial p/\partial r$, в геометрически тонком диске тоже можно пренебречь. Отметим, что в задачах о взаимодействии газа и пылинок в диске это слагаемое играет важную роль, т.к. вызываемое им небольшое отклонение от центробежного баланса обуславливает дрейф пылинок относительно газа [44]. Четвертое слагаемое в уравнении (6) описывает магнитные натяжения, а последние два – градиент магнитного давления. В геометрически тонком диске можно пренебречь последними двумя слагаемыми, поэтому

$$v_\phi = \sqrt{\frac{GM}{r} \left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{-3/2} - \frac{r B_z}{4\pi r} \frac{\partial B_r}{\partial z}}. \quad (7)$$

Таким образом, основной вклад электромагнитной силы в центробежный баланс определяется rz -компонентой тензора напряжений Максвелла. В приближениях модели это слагаемое можно оценить как $(rB_z/4\pi r)(B_r/H)$.

Влияние диссипативных МГД-эффектов – омической и магнитной амбиполярной диффузии – на тепловую структуру диска было включено в модель и исследовано в работе [42].

Итоговая система уравнений модели радиальной структуры диска с учетом рассмотренных динамических эффектов выглядит следующим образом:

$$\dot{M} = -2\pi r v_r \Sigma, \quad (8)$$

$$\dot{M} \Omega_k f = 2\pi \alpha c_T^2 \Sigma, \quad (9)$$

$$v_\phi = \sqrt{\frac{GM}{r} \left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{-3/2} - \frac{r B_r B_z}{4\pi \Sigma}}, \quad (10)$$

$$H = \frac{c_T}{\Omega_k}, \quad (11)$$

$$\sigma_{\text{sb}} T_{\text{eff}}^4 = \frac{3}{8\pi} \dot{M} \Omega_k^2 f + \Gamma_{\text{MGD}}, \quad (12)$$

$$T^4 = \frac{3}{8} \kappa_R \Sigma T_{\text{eff}}^4, \quad (13)$$

$$B_r = -\frac{v_r H}{\eta} B_z, \quad (14)$$

$$B_\phi = -\frac{3}{2} \left(\frac{H}{r}\right)^2 \frac{v_\phi H}{\eta} B_z - \frac{1}{2} \left(\frac{H}{r}\right) \frac{v_\phi H}{\eta} B_r, \quad (15)$$

$$B_z = \begin{cases} B_{z0} \frac{\Sigma}{\Sigma_0}, & R_m \gg 1, \\ \sqrt{4\pi \chi \rho^2 r |v_r|}, & R_m < 1, \end{cases} \quad (16)$$

где \dot{M} – темп аккреции, $\Sigma = 2\langle\rho\rangle H$ – поверхностная плотность газа в диске, $\langle\rho\rangle$ – средняя по z плотность газа, H – шкала высоты диска, $\Omega_k = \sqrt{GM/r^3}$ – кеплеровская угловая скорость, $f = 1 - (r_0/r)^{1/2}$, r_0 – радиальная координата внутренней границы диска, $c_T = \sqrt{R_g T/\mu}$ – изотермическая скорость звука, T – температура в экваториальной плоскости диска, σ_{sb} – постоянная Стефана–Больцмана, T_{eff} – эффективная температура диска, Γ_{MGD} – скорость нагрева за счет диссипативных МГД-эффектов на единицу площади диска, κ_R – Росселандов средный коэффициент поглощения, $B_{z0} = B_z(r_{\text{out}})$, $\Sigma_0 = \Sigma(r_{\text{out}})$, r_{out} – внешний радиус диска, R_m – магнитное число Рейнольдса, χ – степень ионизации.

Обсудим кратко физический смысл уравнений модели. Уравнение (8) следует из уравнения непрерывности. Уравнение (9) представляет собой уравнение переноса углового момента. Уравнение (12) отражает баланс между поверхностными скоростями нагрева за счет турбулентного трения (первое слагаемое справа) и за счет диссипативных МГД-эффектов (второе слагаемое) и потоком излучения. Поверхностная скорость нагрева за счет омической и магнитно амбиполярной диффузий определяется как (см. [42]):

$$\Gamma_{\text{MGD}} = \frac{v_m B_r^2 + B_\phi^2}{4\pi H} + \frac{(B_r B_z)^2 + (B_\phi B_z)^2 + (B_r^2 + B_\phi^2)^2}{32\pi^2 R_{\text{in}} H}, \quad (17)$$

где v_m – магнитная вязкость (коэффициент омической диффузии), R_{in} – коэффициент трения между ионной и нейтральной компонентами плазмы.

Связь (13) между температурой в экваториальной плоскости диска и эффективной температурой получена из решения уравнения переноса излучения в диффузионном приближении. Решения (14), (15) уравнения индукции для компонент магнитного поля B_r и B_ϕ отражают баланс между адвекцией магнитного поля в соответствующих направлениях и диффузией в z -направлении.

Вклад эффекта Холла в уравнение индукции был рассмотрен в [39], в настоящей работе он для ясности не учитывается. Решения (16) для вертикальной компоненты магнитного поля B_z получены для случаев замороженного магнитного поля ($R_m \gg 1$) и эффективной магнитной амбиполярной диффузии ($R_m < 1$).

Коэффициенты омической и амбиполярной диффузии магнитного поля зависят от степени ионизации вещества и рассчитываются в соответствии с работой [38]. Степень ионизации рассчитывается следуя Дудорову и Сазонову [45]. Рассматривается тепловая ионизация металлов и водорода, ударная ионизация космическими лучами, рентгеновским излучением и радиоактивными элементами. Учитываются лучистые рекомбинации и рекомбинации на пылевых гранулах.

3.2. Уравнения вертикальной структуры

Уравнения вертикальной структуры аккреционного диска с крупномасштабным магнитным полем выведены Дудоровым и Хайбрахмановым [43]. Полагается, что диск находится в магнито-статическом равновесии и основной вклад электромагнитной силы в баланс сил в z -направлении определяется градиентом тороидаального магнитного поля. Магнито-статическое равновесие устанавливается за время распространения МГД-волн в z -направлении,

$$t_A \approx \frac{H}{\sqrt{c_T^2 + v_A^2}} \sim \Omega_k^{-1} \left(1 + \frac{2}{\beta}\right)^{-1/2}, \quad (18)$$

где v_A — альвеновская скорость. Оценка (18) показывает, что $t_A \sim t_k \ll t_{\text{disk}}$ при $\beta \sim 1$.

В модели полагается, что тепло, выделяющееся в результате турбулентного трения соседних слоев газа, уносится излучением в вертикальном направлении. Для оптически толстого диска поток излучения записывается в диффузионном приближении. В выбранных приближениях уравнения магнито-статического равновесия имеют вид:

$$\frac{dp}{dz} = -\rho \frac{GM}{r^3} z - \frac{d}{dz} \left(\frac{B_\phi^2}{8\pi} \right), \quad (19)$$

$$-\frac{16\sigma T^3}{3\kappa_R \rho} \frac{dT}{dz} = \mathcal{F}_z, \quad (20)$$

$$\frac{d\mathcal{F}_z}{dz} = \frac{3}{2} \alpha \rho \Omega_k, \quad (21)$$

$$\frac{d^2 B_\phi}{dz^2} = -\frac{3v_k B_z}{2\eta r^2} z, \quad (22)$$

где \mathcal{F}_z — z -компонента вектора плотности потока излучения \mathbf{F} , $v_k = \Omega_k r$ — кеплеровская скорость.

Обыкновенные дифференциальные уравнения первого порядка (19), (20) и (21) и уравнение второго порядка (22) образуют замкнутую систему уравнений относительно неизвестных p , T , \mathcal{F}_z и B_ϕ при заданных коэффициентах $\kappa_R(\rho, T)$, $v_k(r)$, $\eta(r)$ и $B_z(r)$ на некотором радиусе r . Будем решать уравнения в области $z \in [0, z_s]$, где z_s — координата фотосферы диска, которая характеризуется оптической толщиной $\tau = \int_{z_s}^{\infty} \kappa_R \rho dz = 2/3$. Граничные условия для давления, температуры и плотности потока излучения:

$$p(z_s) = p_s, \quad (23)$$

$$T(z_s) = T_{\text{eff}}, \quad (24)$$

$$\mathcal{F}_z(0) = 0, \quad (25)$$

$$\mathcal{F}_z(z_s) = \sigma T_{\text{eff}}^4. \quad (26)$$

Давление на границе фотосферы p_s можно оценить из приближенного решения уравнения гидростатического равновесия вблизи фотосферы (см. [46]):

$$p_s = \frac{2}{3} \frac{\Omega_k}{\kappa_R(\rho_s, T_{\text{eff}})} z_s. \quad (27)$$

При получении этой оценки принято, что $p(\tau = 0) \ll p_s$.

В силу экваториальной симметрии остаточного крупномасштабного магнитного поля $B_\phi(z = 0) = 0$.

На поверхности диска для ϕ -компоненты магнитного поля можно рассмотреть как граничные условия типа Дирихле (I), так и Неймана (II).

В случае граничных условий типа I на поверхности диска интенсивность магнитного поля фиксируется:

$$B_\phi(z_s) = B_{\text{ext}}, \quad (28)$$

где величина B_{ext} определяется моделью среды над диском. Например, в случае, если над диском формируется истечение, вызванное действием градиента тороидаального магнитного поля [47], то $B_{\text{ext}} \sim B_z$ и плазменный параметр $\beta \sim 1$. В случае магнито-центробежного истечения Блэндфорда и Пэйна [48] на поверхности диска магнитное поле является квазирадиальным и $B_\phi < B_r \sim B_z$.

В случае граничных условий типа II полагается, что среда над диском является вакуумом,

$$\partial B_\phi / \partial z(z_s) = 0. \quad (29)$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

4.1. Параметры и методы решения уравнений модели

Системы уравнений (8)–(16), (19)–(22) совместно с уравнениями для расчета степени ионизации образуют замкнутую систему уравнений, описывающую радиальную и вертикальную структуру диска. Эти уравнения решаются в следующей последовательности.

На первом этапе система нелинейных алгебраических уравнений (8)–(16), описывающая радиальную структуру диска, решается методом простых итераций совместно с методом бисекции. В качестве начального приближения выбирается решение соответствующих уравнений в кинематическом приближении [38]. Полагается, что интенсивность магнитного поля ограничена максимальным значением, соответствующим равномерному распределению магнитной энергии и тепловой энергии газа, $B_{\text{eq}} = \sqrt{8\pi\rho}$. Уравнения решаются в области от внутренней границы диска, r_{in} , до внешней границы, r_{out} , на логарифмической сетке, содержащей 200 узлов. Внутренняя граница диска определяется радиусом магнитосферы звезды, внешняя граница – как контактный разрыв с межзвездной средой. Индукция магнитного поля на внешней границе, B_{z0} , “сшивается” с индукцией магнитного поля межзвездной среды (см. [38]). Основными параметрами для уравнений радиальной структуры являются темп аккреции и параметр турбулентности, а также характеристики звезды. В качестве стандартных в данной работе выбраны параметры звезды типа Т Тельца солнечной массы: $\alpha = 0.01$, $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, радиус звезды $R_{*} = 2 R_{\odot}$, светимость звезды $L_{*} = 1 L_{\odot}$, индукция магнитного поля на поверхности звезды $B_{*} = 2$ кГс. Степень ионизации и коэффициенты диффузии магнитного поля рассчитываются для следующих стандартных параметров: радиус пылевой гранулы $a_d = 0.1$ мкм, скорость ионизации неэкранированными космическими лучами $\xi_0 = 3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$, пробег космических лучей $\Sigma_{\text{CR}} = 100 \text{ г/см}^2$, скорость ионизации за счет распада радиоактивных элементов $\xi_{\text{RE}} = 7.6 \times 10^{-19} \text{ с}^{-1}$, рентгеновская светимость звезды $L_{\text{XR}} = 10^{30} \text{ эрг/с}$, энергия рентгеновских фотонов $kT_{\text{XR}} = 0.5 \text{ кэВ}$. Коэффициент поглощения κ_{R} рассчитывается с помощью интерполяции таблиц Семенова и др. [49] и OPAL [50].

На втором этапе обыкновенные дифференциальные уравнения (19)–(22), описывающие вертикальную структуру диска, решаются на каждом заданном r методом Рунге–Кутты 4-го порядка

точности с автоматическим выбором шага. Коэффициенты уравнений задаются из решения уравнений радиальной структуры. Координата фотосферы находится методом стрельбы. В случае, когда для магнитного поля на поверхности диска рассматриваются граничные условия первого рода, принято, что $B_{\text{ext}} = -0.1 B_z$.

Итерационные процедуры на каждом этапе вычислений осуществляются для требуемой относительной точности 10^{-4} .

Алгоритм решения уравнений модели реализован в программном комплексе “Belmondo” на языке программирования C++.

4.2. Радиальная структура диска

В данном разделе приводятся результаты расчетов радиальной структуры диска при различных параметрах и анализируется влияние магнитного поля на отклонение от кеплеровского вращения.

4.2.1. Кинематика. Для начала рассмотрим случай, соответствующий звезде типа Т Тельца солнечной массы при стандартных параметрах.

Обсудим кратко структуру диска в этом случае (детальный анализ см. в [38, 39]). На рис. 1 показаны радиальные профили поверхностной плотности, температуры, степени ионизации и компонент вектора магнитной индукции, а также профиль плазменного параметра β .

Рис. 1(а) и (б) показывают, что плотность и температура уменьшаются с расстоянием в диске. В области $1 < r < 30$ а.е. характерные наклоны профилей $\Sigma(r)$ и $T(r)$ составляют $-3/8$ и -1 соответственно, что согласуется с типичными наблюдательными значениями (см., напр., [1]). В области $r \lesssim 50$ а.е. диск области является оптически толстым по отношению к собственному излучению и $T > T_{\text{eff}}$.

Согласно рис. 1(в), профиль степени ионизации является немонотонным и имеет минимум $x_{\text{min}} \approx 5 \times 10^{-15}$ вблизи $r_{\text{min}} \approx 0.3$ а.е. В области $r < r_{\text{min}}$ степень ионизации резко растет при приближении к звезде из-за тепловой ионизации металлов. В области $r > r_{\text{min}}$ степень ионизации возрастает при удалении от звезды из-за уменьшения плотности и более эффективной ионизации космическими лучами и рентгеновским излучением звезды.

Рис. 1(г) показывает, что в диске можно выделить три области с различной геометрией магнитного поля. В области $r < r_{\text{min}}$ магнитное поле является квазиазимутальным, $B_r < B_{\phi} \sim B_z$. В этой области высокой степени ионизации магнитное поле заморожено в газ, поэтому происходит ин-

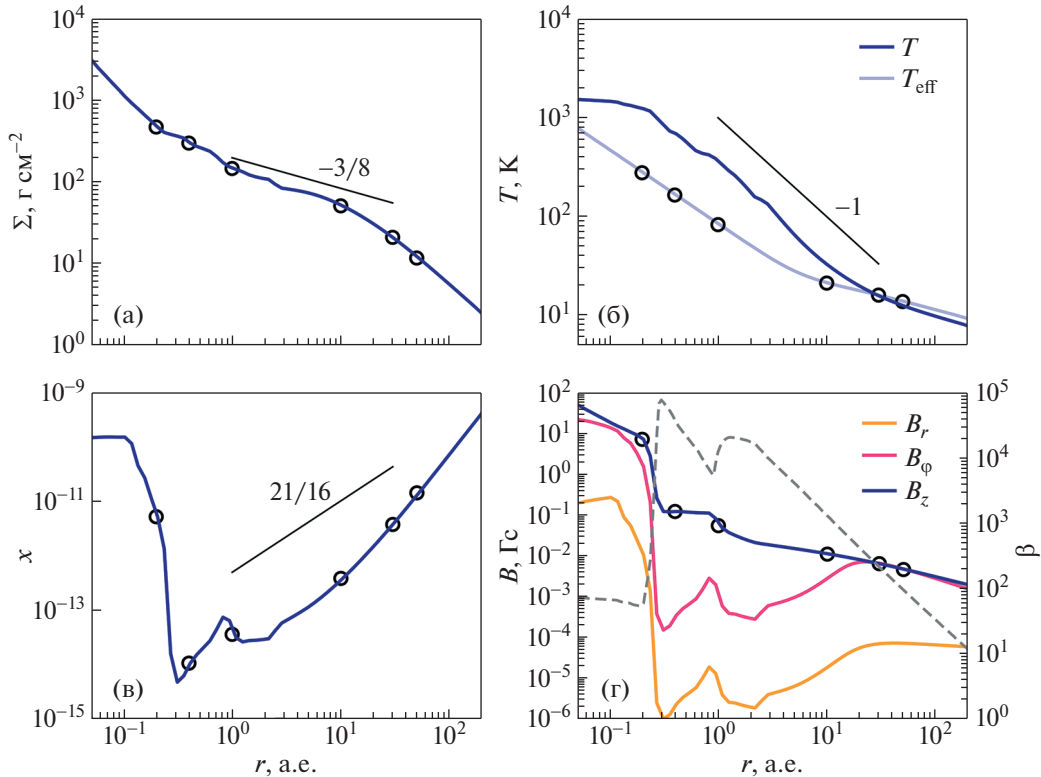


Рис. 1. Радиальная структура диска при стандартных параметрах, приведены профили поверхностной плотности (а); эффективной температуры T_{eff} и температуры в экваториальной плоскости (б); степени ионизации (в); и компонент вектора магнитной индукции (левая ось ординат, сплошные линии) и плазменного параметра (правая ось ординат, штриховая линия)(г). Кружочки на линиях отмечают точки, для которых было выполнено моделирование вертикальной структуры (см. далее рис. 4 и 5). Отрезки с числами указывают характерные наклоны профилей из аналитического решения уравнений модели [38].

тенсивная генерация тороидального магнитного поля. В области $r_{\text{min}} < r \lesssim 20$ а.е. магнитное поле является квазиоднородным, $B_z \gg (B_r, B_\phi)$. Данная область является “мертвой” зоной, в которой степень ионизации мала, $x \lesssim 10^{-12}$, и омическая диффузия препятствует усилению магнитного поля по сравнению с начальным значением. Во внешней по отношению к “мертвой” зоне части диска, $r > 20$ а.е., магнитное поле является квазиазимутальным. Эффективная магнитная амбиполярная диффузия подавляет усиление радиальной компоненты магнитного поля в этой области. Магнитное поле может быть квазирадialным, $B_r \sim B_z$, в этой области при условии повышенных скоростей ионизации [38] или за счет эффекта Холла [39].

Радиальный профиль плазменного параметра β показывает, что магнитное поле во всем диске является кинематическим, $\beta \gg 1$, т.е. электромагнитная сила не влияет на структуру диска. Отметим, что величина плазменного параметра меняется вдоль радиуса диска, от $\beta \sim 100$ вблизи внут-

решней границы диска до $\beta \sim (10^3 - 10^5)$ в “мертвой” зоне и $\beta \rightarrow 10$ на периферии диска.

4.2.2 Динамика. Наиболее интенсивная генерация магнитного поля происходит в областях с высокой степенью ионизации, т.е. вне “мертвой” зоны. Для исследования условий генерации динамически сильного магнитного поля рассмотрим предельный случай, когда в диске отсутствует “мертвая” зона. Как показали Дудоров и Хайбрахманов [38], этот случай реализуется в аккреционных дисках с высоким темпом аккреции, $\dot{M} \geq 10^{-7} M_\odot/\text{год}$, и/или в случаях, когда пылинки в диске отсутствуют или имеют крупные размеры.

На рис. 2 показаны радиальные профили степени ионизации и компонент магнитного поля в диске с теми же параметрами, что и на рис. 1, но для случая пылинок размером 1 мм.

Согласно рис. 2(а), радиальный профиль степени ионизации является немонотонным, как и в случае $a_d = 0.1$ мкм. Отличие заключается в том, что минимальное значение x составляет $\sim 10^{-11}$,

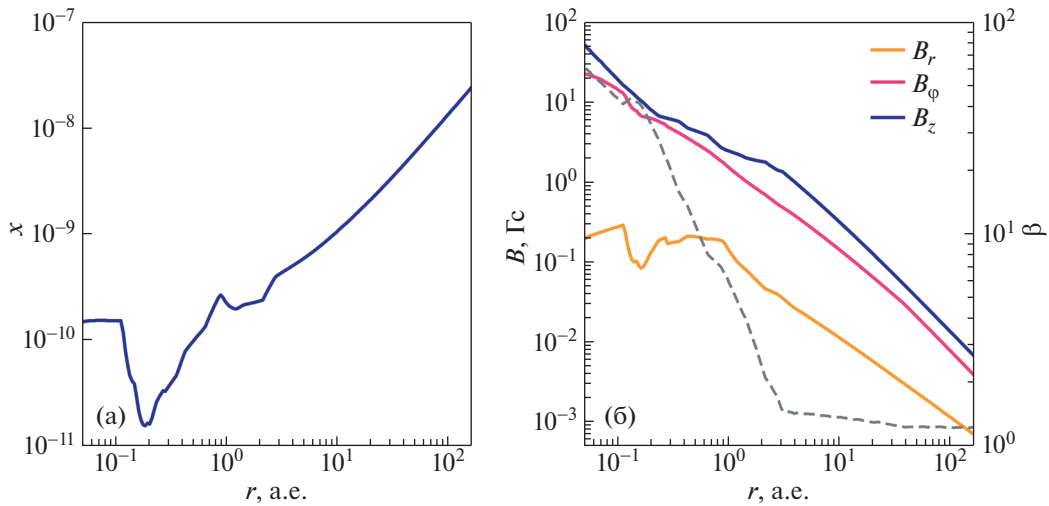


Рис. 2. То же, что на рис. 1(в) и (г), но для случая пылинок размером $a_d = 1$ мм.

что на пять порядков больше, чем в случае, рассмотренном в предыдущем разделе. Это объясняется тем, что в рассматриваемом диапазоне плотностей основным типом рекомбинаций являются рекомбинации на пылинках, и в этом случае $x \propto a_d$ (см. [38]). Таким образом, “мертвая” зона отсутствует в случае $a_d \geq 1$ мм.

В силу более высокой, чем в случае мелких пылинок, степени ионизации, на всем протяжении диска происходит интенсивная генерация магнитного поля. Компонента B_z в этом случае пропорциональна поверхностной плотности диска Σ . Как показывает рис. 2(б), интенсивность B_z уменьшается от примерно 500 Гс на внутренней границе диска до 25 Гс на $r = 1$ а.е. и 0.06 Гс на внешней границе диска, $r_{out} = 165$ а.е. Рисунок показывает, что магнитное поле является квази-азимутальным, $B_\phi \sim B_z$, во всем диске. Интенсивность радиальной компоненты магнитного поля примерно на порядок меньше интенсивности B_z в области $r > 1$ а.е. и на два порядка – в области минимальной степени ионизации, $r < 1$ а.е.

Радиальный профиль плазменного параметра показывает, что магнитное поле является динамически сильным на периферии диска: $\beta \sim 1$ для $r > 30$ а.е. Во внутренней области диска, $r < 10$ а.е., плазменный параметр увеличивается при приближении к звезде и достигает $\beta \sim 50$ на внутренней границе диска.

4.2.3. Отклонение от кеплеровского вращения. Результаты, приведенные в предыдущем разделе на рис. 2, показали, что если пылинки в аккреционном диске являются крупными, $a_d \geq 1$ мм, то в диске генерируется динамически сильное магнитное поле. В этом случае можно ожидать замет-

ного влияния магнитных натяжений на угловую скорость вращения газа в диске. Это влияние описывается вторым слагаемым под знаком корня в уравнении (10). Рассмотрим вклад магнитных натяжений в отклонение скорости газа от кеплеровской, и сравним этот вклад с отклонением, вызванным градиентом давления. Если учитываются оба эффекта, то из уравнения центробежного баланса (6) можно получить следующее выражение для азимутальной скорости газа в диске:

$$v_\phi = \sqrt{\frac{GM}{r} \left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{-3/2} - \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{r B_r B_z}{2\pi \Sigma}}. \quad (30)$$

Эту формулу можно переписать в следующем виде:

$$v_\phi = v_k \sqrt{1 - \beta_k^{GD} - \beta_k^{MGD}}, \quad (31)$$

где

$$\beta_k^{GD} = \left(\frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}\right) \frac{1}{g_r}, \quad \beta_k^{MGD} = \left(\frac{r B_r B_z}{2\pi \Sigma}\right) \frac{1}{g_r} \quad (32)$$

– степени отклонения скорости газа от кеплеровской, обусловленные действием градиента газового давления и магнитными натяжениями соответственно. Из формулы (31) следует, что разница между кеплеровской скоростью и скоростью v_ϕ определяется как $\Delta v \approx 1/2 \cdot \beta_k v_k$, где β_k – одна или обе из величин в (32). Например, при $\beta_k = 0.02$ получим $\Delta v \approx 1\% v_k$.

На рис. 3(а) изображены радиальные профили величин (32) для расчета со стандартными параметрами при $a_d = 1$ мм. На рис. 3(б) показаны аналогичные профили для расчета с теми же параметрами, но для темпа аккреции $10^{-7} M_\odot/\text{год}$.

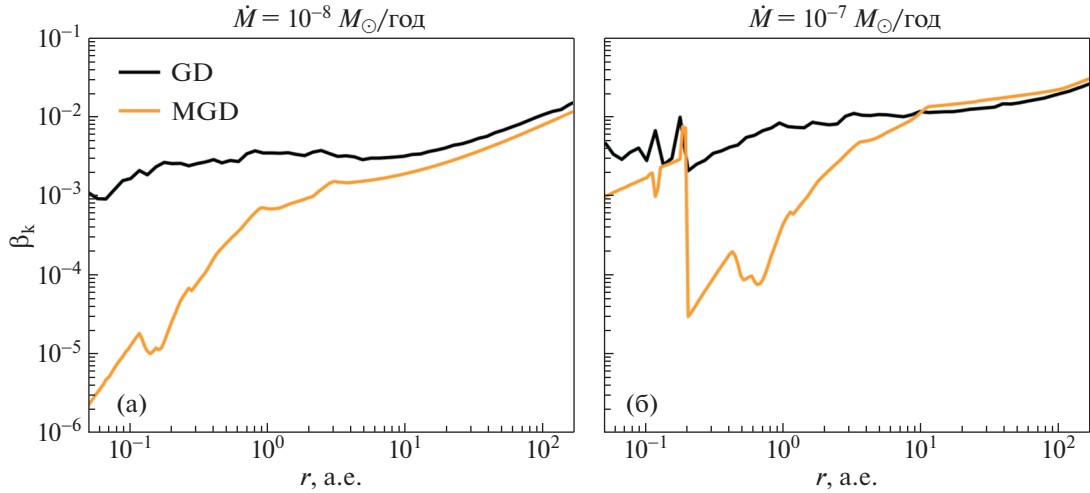


Рис. 3. Радиальные профили степеней отклонения азимутальной скорости газа от кеплеровской, вычисленные согласно (32). Черной линией (GD) показано отклонение, обусловленное градиентом газового давления, желтой линией (MGD) – магнитными натяжениями. Расчеты проведены для радиуса пылинок $a_d = 1$ мм и темпов аккреции $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ (а) (соответствует рис. 2), и $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ (б).

Производная газового давления по r в выражении β_k^{GD} вычислена с помощью формулы правых прямоугольников по радиальному профилю давления, полученному в результате численного решения уравнений радиальной структуры диска.

Рисунок 3(а) показывает, что “газодинамическая” степень отклонения угловой скорости газа от кеплеровской, β_k^{GD} , мало меняется с расстоянием, и ее значение лежит в диапазоне от 10^{-3} вблизи внутренней границы диска до 2×10^{-2} ($\Delta v \approx 1\% v_k$) на внешней границе диска. Характерное значение β_k^{GD} в области $r \in [1, 50]$ а.е. составляет $(3-4) \times 10^{-3}$ ($\Delta v \approx 0.15-0.20\% v_k$). “Магнитогазодинамическое” отклонение, описываемое величиной β_k^{MGD} , меняется в более широких пределах. Величина β_k^{MGD} в целом практически монотонно увеличивается с радиальным расстоянием r от 2×10^{-6} на внутренней границе диска до 10^{-2} ($\Delta v \approx 0.5\% v_k$) на внешней границе. В области $r \lesssim (3-10)$ а.е. величина β_k^{MGD} значительно меньше β_k^{GD} , т.е. вклад магнитных натяжений в центробежное равновесие мал по сравнению с вкладом градиента газового давления. Это обусловлено тем, что в этой области магнитное поле является динамически слабым, $\beta > 1$, как показывает рис. 2. Во внешней части диска, где магнитное поле играет динамически важную роль, $\beta \sim 1$, “магнитогазодинамическое” отклонение от

кеплеровского вращения близко по величине к “газодинамическому”, $\beta_k^{\text{GD}}/\beta_k^{\text{MGD}} \approx (1-2)$.

Расчеты, проведенные для более высокого темпа аккреции, $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ (рис. 3(б)), показывают, что в таком случае магнитное поле является динамически сильным не только во внешней, но и во внутренней области диска. В этом случае степень “газодинамического” отклонения составляет от 10^{-3} до 3×10^{-2} ($\Delta v \approx 1.5\% v_k$), т.е. несколько выше, чем в случае $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$. “Магнитогазодинамическое” отклонение, β_k^{MGD} , оказывается сравнимо с “газодинамическим” как во внутренней области диска, $r < 0.2$ а.е., так и во внешней, $r > 10$ а.е.

4.3. Вертикальная структура диска

Как следует из системы уравнений магнито-статического равновесия (19)–(22), влияние магнитного поля на вертикальную структуру диска определяется вертикальным градиентом магнитного давления. Хайбрахманов и Дудоров [43] показали, что уравнение (22) для доминирующей азимутальной компоненты магнитного поля может быть решено аналитически. В случае граничного условия Дирихле (28), когда интенсивность магнитного поля на поверхности диска фиксирована,

$$B_{\varphi}(r, z) = B_{\text{ext}} \frac{z}{z_s} + \frac{1}{4} \frac{v_k z}{\eta} B_z \left[\left(\frac{z}{r} \right)^2 - \left(\frac{z_s}{r} \right)^2 \right]. \quad (33)$$

Таблица 1. Параметры расчетов вертикальной структуры диска

r , а.е.	R_m	B_z , Гс	ρ_0 , г/см ³	T_0 , К
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
0.2	194	7.2	2.79×10^{-9}	1230
1	3	5.5×10^{-2}	1.43×10^{-9}	350
50	5400	4.9×10^{-3}	2.13×10^{-13}	13

В этом случае вертикальный профиль B_ϕ является, вообще говоря, немонотонным, так что максимальное значение достигается внутри диска.

В случае граничного условия Неймана (29)

$$B_\phi(r, z) = B_z \frac{v_k z}{\eta} \left(\frac{z_s}{r} \right)^2 \left[\frac{1}{4} \left(\frac{z}{z_s} \right)^2 - \frac{3}{4} \right], \quad (34)$$

т.е. B_ϕ монотонно увеличивается от нуля в экваториальной плоскости до максимального значения на поверхности диска.

Выбор подходящего граничного условия на поверхности диска определяется моделью среды над диском. В данной работе анализируются оба случая.

4.3.1. Вертикальная структура на различных расстояниях. Рассмотрим вертикальную структуру диска, рассчитанную при типичных параметрах на радиальных расстояниях $r = 0.2, 1$ и 50 а.е. В табл. 1 показаны магнитное число Рейнольдса R_m , интенсивность вертикальной компоненты магнитного поля B_z , плотность и температура в экваториальной плоскости на выбранных расстояниях. Магнитное число Рейнольдса определено как $R_m = v_k H / \nu_m$. Расстояние $r = 0.2$ а.е. соответствует области тепловой ионизации вблизи звезды, $r = 1$ а.е. — “мертвой” зоне, $r = 50$ а.е. — внешней по отношению к “мертвой” зоне области диска. Как показывает табл. 1, вне “мертвой зоны”, $r = 0.2$ и 50 а.е., магнитное поле заморожено в газ, $R_m \gg 1$, внутри нее — эффективно развивается диффузия магнитного поля, $R_m \sim 1$.

На рис. 4 показаны вертикальные профили азимутальной компоненты магнитного поля, плазменного параметра, плотности и температуры на выбранных расстояниях. Для удобства сравнения все величины изображены в безразмерном виде. В качестве масштабов интенсивности магнитного поля выбрана величина B_z (столбец 3 в табл. 1), масштабов плотности и температуры — соответствующие значения в экваториальной плоскости (столбцы 4 и 5 в табл. 1).

Рисунок 4 показывает, что характер профилей $B_\phi(z)$ зависит от граничных условий на поверхности и от расстояния r . В случае граничных усло-

вий первого рода профиль $B_\phi(z)$ является немонотонным вне “мертвой” зоны, $r = 0.2$ и 50 а.е. Например, на $r = 0.2$ а.е. интенсивность B_ϕ меняется от 0 в экваториальной плоскости до $0.1B_z \approx 0.7$ Гс на поверхности, и принимает максимальное значение $\approx 0.4B_z \approx 0.28$ Гс на высоте $z \sim 1.5H$. Во внешней части диска, $r = 50$ а.е. максимальное значение $|B_\phi|$ составляет $\approx 20B_z$, т.е. в этой области наиболее эффективно генерируется квазиазимутальное магнитное поле, $|B_\phi| \gg B_z$. Внутри “мертвой” зоны генерации магнитного поля практически не происходит из-за эффективной омической диффузии, и B_ϕ почти линейно увеличивается до максимального значения $0.1B_z = 5.5 \times 10^{-3}$ Гс на поверхности диска.

В случае граничных условий второго рода, интенсивность B_ϕ монотонно увеличивается от экваториальной плоскости к поверхности диска. Вне “мертвой” зоны, $r = 0.2$ и 50 а.е., генерация магнитного поля происходит наиболее эффективно так, что интенсивность B_ϕ превосходит интенсивность начального поля B_z . Внутри “мертвой” зоны генерации магнитного поля практически не происходит, $|B_\phi| \lesssim 0.02B_z$.

Вертикальные профили плазменного параметра, изображенные во втором ряду панелей на рис. 4, показывают, что во всех рассмотренных случаях магнитное поле является динамически слабым, $\beta \gg 1$, вблизи экваториальной плоскости, $z \lesssim (0.5-1)H$. При удалении от экваториальной плоскости плазменный параметр уменьшается во всех случаях, кроме варианта с граничными условиями второго рода на $r = 50$ а.е. — в последнем случае уменьшение β с высотой сменяется увеличением вблизи поверхности диска. Вне “мертвой” зоны, $r = 0.2$ и 50 а.е., магнитное поле является динамически сильным вблизи поверхности, $\beta \approx (0.1-10)$ на $z \gtrsim (1-1.5)H$. Внутри “мертвой” зоны $\beta \gg 1$ вплоть до поверхности диска, т.е. магнитное поле является кинематическим.

Рассмотрим влияние магнитного поля на структуру диска. Вертикальные профили плотности на выбранных расстояниях (третий ряд панелей на рис. 4) показывают, что вне “мертвой” зоны, $r = 0.2$ и 50 а.е., распределения плотности, рассчитанные с учетом влияния магнитного поля, отличаются от гидростатического. Внутри “мертвой” зоны, $r = 1$ а.е., отличий нет. Изменение характера профилей $\rho(z)$ связано с действием градиента магнитного давления в областях, где магнитное поле является динамически сильным. Знак градиента магнитного давления зависит от граничного условия на поверхности.

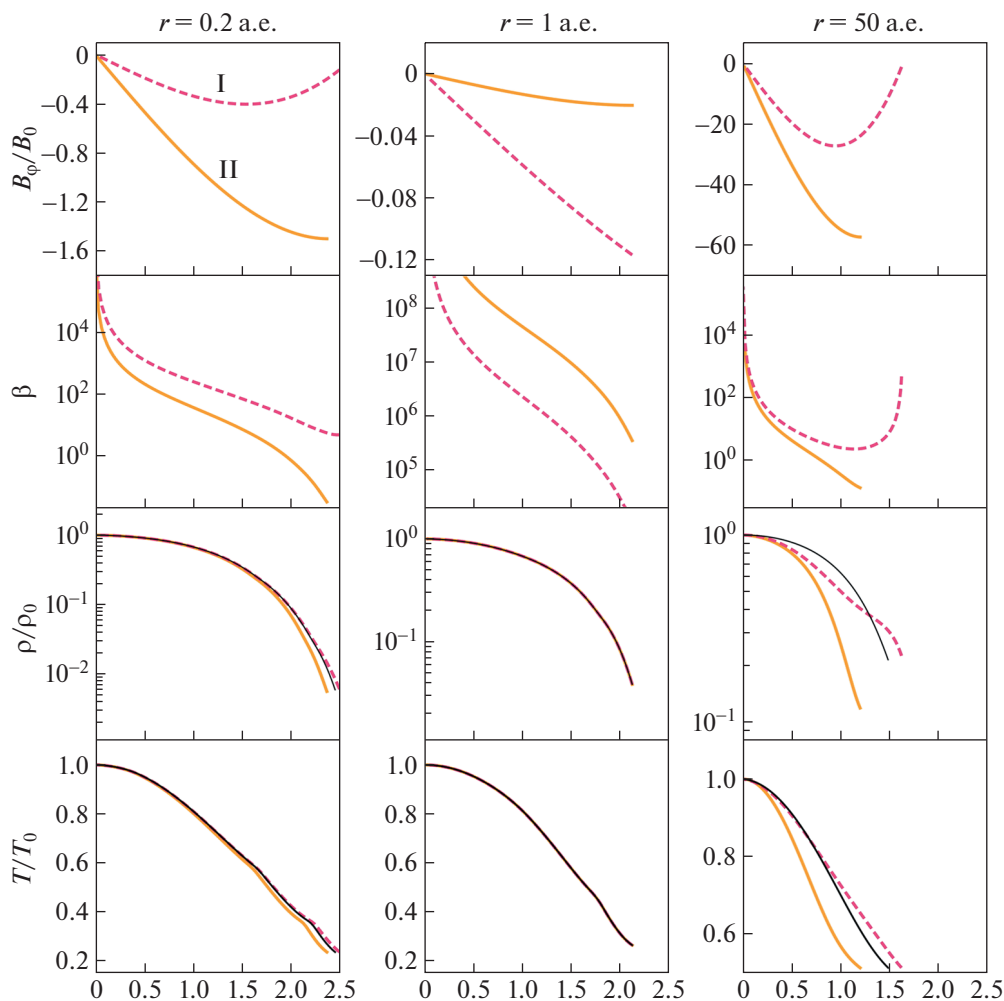


Рис. 4. Вертикальная структура диска на радиальных расстояниях $r = 0.2$ а.е. (левый столбец панелей), $r = 1$ а.е. (средний столбец), $r = 50$ а.е. (правый столбец). Верхний ряд панелей: вертикальные профили азимутальной компоненты магнитного поля, рассчитанные для граничных условий первого рода (штриховая лиловая линия, помеченная символом “I”) и второго рода (сплошная желтая линия, помеченная “II”). Второй, третий и нижний ряды панелей показывают соответствующие вертикальные профили плазменного параметра, плотности и температуры. Тонкими черными линиями приведены вертикальные профили плотности и температуры для гидростатического случая ($B_\phi = 0$).

В случае граничных условий первого рода профили плотности становятся более пологими вблизи поверхности диска и наблюдается увеличение характерной полутолщины диска (z -координаты фотосферы) вне “мертвой” зоны, $r = 0.2$ и 50 а.е. Как показывает рис. 4, увеличение полутолщины диска является небольшим на $r = 0.2$ а.е. и существенным – на $r = 50$ а.е. В последнем случае не только увеличивается полутолщина диска, но и меняется характерный наклон профиля $\rho(z)$ внутри диска. Увеличение полутолщины диска обусловлено тем, что в данном случае в поверхностных слоях интенсивность магнитного поля растет с высотой, так что сила, обусловленная градиентом магнитного давления, действует против z -компоненты силы гравитации звезды и

приводит к “расширению” диска в областях с $\beta \sim 1$.

В случае граничных условий второго рода профиль плотности вблизи поверхности диска является более крутым, чем гидростатический, а соответствующая полутолщина диска меньше. Этот эффект наиболее выражен на $r = 50$ а.е., где $z_s \approx 1.5H$ в гидростатическом случае, и $z_s \approx 1.2H$ – в магнитоэлектрическом. Уменьшение характерной полутолщины диска связано с тем, что интенсивность магнитного поля монотонно увеличивается к поверхности диска, так что z -компонента электромагнитной силы сонаправлена с z -компонентной силой гравитации звезды и приводит к “поджатию” диска в областях с $\beta \sim 1$.

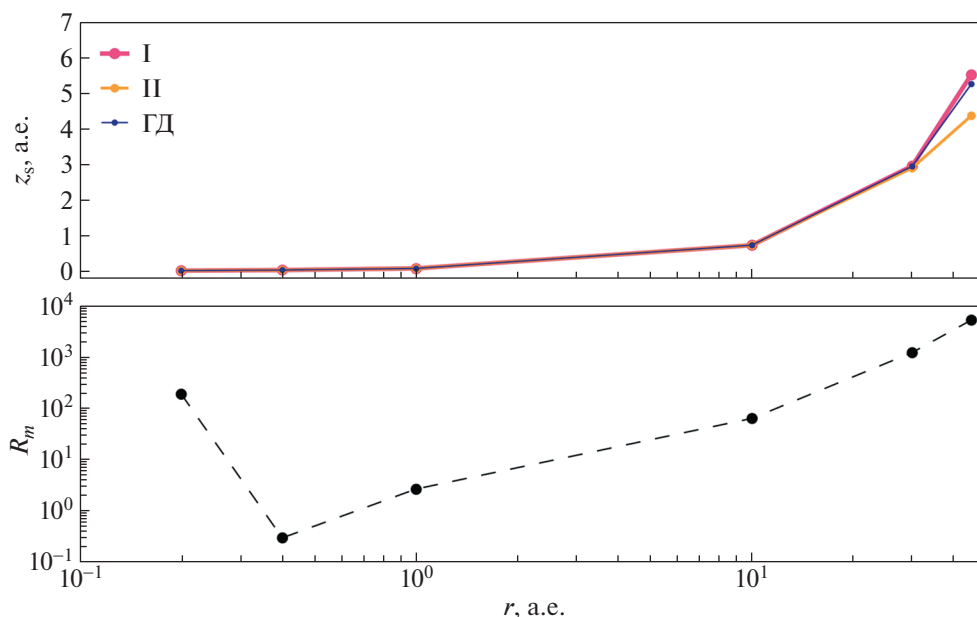


Рис. 5. (а) — зависимость вертикальной координаты фотосферы диска, z_s , от радиального расстояния r . Розовой линией с маркерами показан профиль, полученный с использованием граничных условий первого рода для $B_\varphi(z)$, желтой линией с маркерами — для граничных условий второго рода, синей линией — без учета влияния магнитного поля на вертикальную структуру диска. Расчеты проведены с учетом омической диффузии; (б) — соответствующий профиль магнитного числа Рейнольдса. Рассмотрен случай стандартных параметров, соответствующая радиальная структура диска показана на рис. 1.

4.3.2. Влияние магнитного поля на толщину диска. В предыдущем разделе показано, что магнитное давление может приводить к изменению толщины аккреционного диска. Рассмотрим этот эффект в приложении к аккреционному диску молодой звезды типа Т Тельца солнечной массы при типичных параметрах, соответствующих рис. 1.

На верхней панели рис. 5 показаны зависимости координаты фотосферы диска от радиального расстояния, определенные на основе проведенных расчетов вертикальной структуры на $r = 0.2, 0.4, 1, 10, 30$ и 50 а.е. Для каждого r проведено три расчета: без учета магнитного поля (расчет “ГД”), с учетом магнитного поля и омической диффузии для граничных условий типа I и II (расчеты “ОД, I” и “ОД, II”). Значения магнитного числа Рейнольдса на каждом радиусе r приведены на нижней панели рисунка.

Рисунок 5 показывает, что в расчете без магнитного поля координата фотосферы увеличивается с радиусом от $z_s \approx 0.015$ а.е. на $r = 0.2$ а.е. до $z_s \approx 5.5$ а.е. на $r = 50$ а.е., т.е. толщина диска увеличивается с расстоянием, но он является геометрически тонким, $z_s \ll r$.

В расчетах с магнитным полем отличия профилей $z_s(r)$ от расчета “ГД” проявляются только во внешней области диска, $r > 30$ а.е., где магнит-

ное число Рейнольдса $R_m \gtrsim 10^3$. В случае граничных условий первого рода, как было показано в предыдущем разделе, градиент магнитного давления приводит к утолщению диска, что проявляется в том, что фотосфера в этой области диска находится выше, чем в случае без магнитного поля. В случае граничных условий типа II, наоборот, градиент магнитного поля приводит к поджатию диска, и фотосфера располагается ниже, чем в расчете “ГД”. Отличия толщины диска с магнитным полем от гидростатической во внутренней области диска, $r \sim 0.2$ а.е., где $R_m \sim 200$, малы и незаметны в масштабе рисунка.

В области $r \in [0.3, 30]$ а.е., соответствующей “мертвой” зоне (см. раздел 4.2 и рис. 1), профили $z_s(r)$ в расчетах “ГД” и “ОД” совпадают, т.е. магнитное поле не влияет на вертикальную структуру диска. Внутри “мертвой” зоны магнитное число Рейнольдса R_m мало, т.е. эффективная омическая диффузия препятствует генерации динамически сильного магнитного поля.

В рассматриваемом случае максимальная степень утолщения диска в случае граничных условий типа I и поджатия в случае граничных условий типа II составляет примерно 5 и 20% соответственно.

5. ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В данной работе выполнено развитие авторской МГД-модели аккреционных дисков молодых звезд для учета динамического влияния остаточного крупномасштабного магнитного поля диска на структуру диска. Уравнения, описывающие радиальную структуру диска, записаны с учетом влияния магнитных натяжений на вращение газа. Вертикальная структура диска определяется из уравнений магнитостатического равновесия с учетом градиента магнитного давления. Полагается, что поверхность диска лежит в области его фотосферы.

С помощью развиваемой модели проведены расчеты структуры аккреционного диска звезды типа Т Тельца солнечной массы при различных значениях темпа аккреции \dot{M} и радиуса пылинок a_d . Моделирование радиальной структуры проводилось в предположении, что интенсивность магнитного поля в диске ограничена величиной, соответствующей равномерному тепловому энергия газа и магнитной энергии. Вертикальная структура диска рассчитывалась для граничных условий первого и второго рода.

Расчеты радиальной структуры диска показывают, что при типичных параметрах, $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ и $a_d = 0.1$ мкм, магнитное поле в диске является кинематическим: плазменный параметр $\beta \gg 1$, и электромагнитная сила не влияет на центробежное равновесие газа в диске. Отметим, что плазменный параметр меняется в широких пределах: от ~ 100 вблизи внутренней границы диска, до $\sim 10^3 - 10^5$ внутри “мертвой” зоны и ~ 10 на периферии диска.

В случае стандартного темпа аккреции, $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, и крупных пылинок, $a_d \gtrsim 1$ мм, “мертвая” зона отсутствует, т.е. магнитное поле заморожено в газ на всем протяжении диска. В этом случае во внешней области диска, $r \gtrsim 30$ а.е., генерируется динамическим сильное магнитное поле с $\beta \sim 1$. Натяжения остаточного крупномасштабного магнитного поля в этой области приводят к уменьшению скорости вращения газа по сравнению с кеплеровской. Степень отклонения от кеплеровской скорости составляет $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$, что соответствует $\Delta v = v_k - v_{\phi} \approx 0.15 - 0.5\% v_k$. Эта величина сравнима с величиной, обусловленной градиентом газового давления. При более высоком темпе аккреции, $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$, магнитное поле является динамически сильным не только во внешней, $r \gtrsim 10$ а.е., но и во внутренней области диска, $r \lesssim 0.2$ а.е. Степень “магнитогазодинамического” отклонения от кеплеровского вращения в

этом случае составляет до $\sim 3 \times 10^{-2}$ ($\Delta v \approx 1.5\% v_k$), что превышает степень “газодинамического” отклонения при выбранных параметрах. Современные наблюдения нескольких протопланетных дисков указывают на субкеплеровское вращение во внешних областях исследуемых дисков с максимальным отклонением Δv до нескольких процентов от v_k [6, 7, 51]. Полученные в настоящей работе результаты показывают, что этот наблюдаемый эффект может быть вызван не только градиентом газового давления, но и магнитными натяжениями.

Отклонение азимутальной скорости газа от кеплеровской является основной причиной радиального дрейфа пылинок и малых тел в протопланетных дисках [44]. Согласно полученным результатам, в областях с динамически сильным магнитным полем радиальный дрейф пылинок будет происходить с большей скоростью, чем предсказывают газодинамические расчеты. Этот эффект может иметь важное значение с точки зрения условий образования и динамики планетезималей и зародышей планет в протопланетных дисках. Задача о радиальном дрейфе с учетом влияния остаточного магнитного поля требует дальнейшего детального исследования.

Расчеты вертикальной структуры аккреционного диска при стандартных параметрах показывают, что характер профилей азимутальной компоненты магнитного поля зависит от типа граничных условий и от радиального расстояния r .

В случае граничных условий первого рода, соответствующих заданной интенсивности B_{ext} магнитного поля на поверхности диска, профиль B_{ϕ} является немонотонным вне “мертвой” зоны, и максимальная интенсивность магнитного поля достигается внутри диска. Наиболее интенсивная генерация магнитного поля происходит во внешней по отношению к “мертвой” зоне части диска, где $|B_{\phi}| \sim 20 B_z$. Расчеты показывают, что в этой области максимальная интенсивность магнитного поля мало зависит от B_{ext} . Внутри “мертвой” зоны генерации магнитного поля практически не происходит, и B_{ϕ} практически линейно растет с высотой, оставаясь пренебрежимо малой по сравнению с B_z .

В случае граничных условий второго рода, интенсивность магнитного поля монотонно увеличивается от экваториальной плоскости и достигает максимального значения у поверхности диска. Во внутренней области, $r < 1$ а.е., $|B_{\phi}| \sim B_z$, т.е. магнитное поле является квазиазимутальным. Во внешней области диска, $r \gtrsim 30$ а.е., магнитное поле также является квазиазимутальным, причем $|B_{\phi}| \gg B_z$. Внутри “мертвой” зоны генерации маг-

нитного поля не происходит даже вблизи поверхности диска, $|B_\phi| \ll B_z$.

В обоих случаях магнитное поле является кинематическим, $\beta \gg 1$, вблизи экваториальной плоскости, $z \lesssim (1-1.5)H$, и динамическим, $\beta = 0.1-10$, в поверхностных слоях диска вне “мертвой” зоны. В случае граничных условий первого рода градиент магнитного давления приводит к увеличению характерной толщины диска вне “мертвой” зоны, второго рода — к уменьшению толщины диска, т.е. к его “поджатию”. Вообще говоря, возможны оба случая в зависимости от условий над диском. При характерных параметрах отклонение толщины диска от гидростатической составляет 5–20% во внешней области, $r > 30$ а.е. Для детального исследования этого эффекта необходимо дальнейшее развитие модели и дополнение ее моделью среды над диском.

Следует отметить, что генерация интенсивного тороидального магнитного поля в поверхностных слоях аккреционного диска неизбежно должна приводить к развитию неустойчивости магнитной плавучести (известной также как неустойчивость Паркера [52] или магнитная неустойчивость Рэля—Тэйлора). Для развития перестановочной моды неустойчивости достаточно, чтобы магнитное поле уменьшалось с высотой медленнее, чем плотность [53, 54]. Возможно также развитие изгибной моды, если интенсивность магнитного поля уменьшается с высотой. Как показывают расчеты настоящей работы, оба случая реализуются в поверхностных слоях диска вне “мертвой” зоны. Детальное исследование неустойчивости магнитной плавучести в аккреционных дисках молодых звезд планируется в одной из наших следующих работ.

Дальнейшее развитие модели предполагает разработку полностью самосогласованной двумерной МГД-модели диска, учитывающей перенос углового момента крупномасштабным магнитным полем, а также неоднородность коэффициентов диффузии и плавучести магнитного поля в уравнениях магнитостатики. Разработка такой модели позволит учесть эффекты, связанные с образованием истечений из диска, и определить относительную роль различных механизмов переноса углового момента в аккреционных и протопланетных дисках молодых звезд.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа С. А. Хайбрахманова в разделе 4.2 выполнена при поддержке правительства Российской Федерации и Министерства высшего образования и науки РФ по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039, договор 780-10).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность анонимному рецензенту за полезные замечания. С.А. Хайбрахманов благодарит С.Н. Замоздру за полезные комментарии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. P. Williams and L. A. Cieza*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49**, 67 (2011).
2. *A. Boccaletti, E. Di Folco, E. Pantin, A. Dutrey, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **637**, id. 5 (2020).
3. *S. Nayakshin, T. Tsukagoshi, C. Hall, A. Vazan, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **495**, 285 (2020).
4. *C. L. Brogan, L. M. Pérez, T. R. Hunter, W. R. F. Dent, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **808**, id. L3 (2015).
5. *S. M. Andrews, J. Huang, L. M. Pérez, A. Isella, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **869**, id. L41 (2018).
6. *C. Pinte, F. Ménard, G. Duchêne, T. Hill, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **609**, id. A47 (2018).
7. *R. Teague, J. Bae, Y. Aikawa, S. M. Andrews, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **257**, id. 18 (2021).
8. *M. Tamura and S. Sato*, *Astron. J.* **98**, 1368 (1989).
9. *D. Li, C. M. Telesco, H. Zhang, C. M. Wright, E. Pantin, P. J. Barnes, and C. Packham*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 1427 (2018).
10. *A. Frank, T. P. Ray, S. Cabrit, P. Hartigan, et al.* in: *Jets and Outflows from Star to Cloud: Observations Confront Theory*, edited by *H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning* (University of Arizona Press, Tucson, 2019), Ch. 2, p. 451.
11. *J.-F. Donati, F. Paletou, J. Bouvier, and J. Ferreira*, *Nature* **438**, 466 (2005).
12. *С. А. Хайбрахманов, А. Е. Дудоров, А. И. Васюнин, М. Ю. Кискин*, Краткие сообщения по физике ФИАН **48**, 29 (2021).
13. *R. E. Harrison, L. W. Looney, I. W. Stephens, Zhi-Yun Li, et al.*, *Astrophys. J.* **908**, id. 141 (2021).
14. *W. H. T. Vlemmings, B. Lankhaar, P. Cazzoletti, C. Cecobello, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **624**, 7 (2019).
15. *R. R. Fu, B. P. Weiss, E. A. Lima, R. J. Harrison, Xue-Ning Bai, et al.*, *Science*, **346**(6213), 1089 (2014).
16. *E. H. Levy*, *Nature* **276**, 481 (1978).
17. *А. Е. Дудоров*, *Астрон. журн.* **72**, 884 (1995).
18. *А. Е. Дудоров and С. А. Хайбрахманов*, *Adv. Space Research* **55**, 843 (2015).
19. *D. Moss, D. D. Sokoloff, and V. Suleimanov*, *Astron. and Astrophys.* **588**, id. A18 (2016).
20. *D. D. Sokoloff*, *Astron. Rep.* **65**, 1054 (2021).
21. *V. Agapitou and J. C. B. Papaloizou*, *Astrophys. Letters and Commun.* **34**, 363 (1996).
22. *S. H. Lubow, J. C. B. Papaloizou, and J. E. Pringle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **267**, 235 (1994).
23. *M. Reyes-Ruiz and T. F. Stepinski*, *Astrophys. J.* **459**, 653 (1996).
24. *F. Shu, D. Galli, S. Lizano, A. E. Glassgold, and P. H. Diamond*, *Astrophys. J.* **665**, 535 (2007).
25. *R. V. E. Lovelace, D. M. Rothstein, and G. S. Bisnovaty-Kogan*, *Astrophys. J.* **701**, 885 (2009).

26. *J. Guilet and G. I. Ogilvie*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **441**, 852 (2014).
27. *S. Okuzumi, T. Takeuchi, and T. Muto*, Astrophys. J. **785**, id. 127 (2014).
28. *S. Lizano, C. Tapia, Y. Boehler, and P. D'Alessio*, Astrophys. J. **817**, id. 35 (2016).
29. *J. B. Simon, Xue-Ning Bai, P. J. Armitage, J. M. Stone, and K. Beckwith*, Astrophys. J. **775**, id. 73 (2013).
30. *G. Lesur, M. W. Kunz, and S. Fromang*, Astron. and Astrophys. **566**, id. A56 (2014).
31. *O. Gressel, N. J. Turner, R. P. Nelson, and C. P. McNally*, Astrophys. J. **801**, id. 84 (2015).
32. *W. Bethune, G. Lesur, and J. Ferreira*, Astron. and Astrophys. **600**, id. A75 (2017).
33. *O. Gressel, J. P. Ramsey, C. Brinch, R. P. Nelson, N. J. Turner, and S. Bruderer*, Astrophys. J. **896**, id. 126 (2020).
34. *S. Suriano, Z.-Y. Li, R. Krasnopolsky, and S. Hsien*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **477**, 1239 (2018).
35. *A. Riols, G. Lesur, and F. Menard*, Astron. and Astrophys. **639**, id. A95 (2020).
36. *А. Е. Дудоров, С. А. Хайбрахманов*, Вестник Челябин. гос. ун-та № 9(300). Физика **16**, 27 (2013).
37. *А. Е. Дудоров, С. А. Хайбрахманов*, Вестник Челябин. гос. ун-та, № 9(300), Физика **16**, 40 (2013).
38. *А. Е. Дудоров and С. А. Khaibrakhmanov*, Astrophys. Space Sci. **351**(1), 103 (2014).
39. *S. A. Khaibrakhmanov, A. E. Dudorov, S. Yu. Parfenov, and A. M. Sobolev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **464**, 586 (2017).
40. *Н. И. Шакура*, Астрон. журн. **49**, 921 (1972).
41. *N. I. Shakura and R. A. Sunyaev*, Astron. and Astrophys. **24**, 337 (1973).
42. *S. A. Khaibrakhmanov and A. E. Dudorov*, Magnetohydrodynamics **55**, 65 (2019).
43. *С. А. Хайбрахманов, А. Е. Дудоров*, Челяб. физ.-мат. журн. **6**, 53 (2021).
44. *S. J. Weidenschilling*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., **180**, 57 (1977).
45. *А. Е. Дудоров, Ю. В. Сазонов*, Научные информации **63**, 68 (1987).
46. *Н. И. Шакура, Аккреционные процессы в астрофизике* (М: Физматлит, 2016).
47. *T. Kudoh and K. Shibata*, Astrophys. J. **474**, 362 (1997).
48. *R. D. Blandford and D. G. Payne*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **199**, 883 (1982).
49. *D. Semenov, T. Henning, C. Helling, M. Ilgner, and E. Sedlmayr*, Astron. and Astrophys. **410**, 611 (2003).
50. *C. A. Iglesias and F. J. Rogers*, Astrophys. J. **464**, 943 (1996).
51. *C. P. Dullemond, A. Isella, S. M. Andrews, I. Skobleva, and N. Dzyurkevich*, Astron. and Astrophys. **633**, id. A137 (2020).
52. *E. Parker, Cosmical magnetic fields: Their origin and their activity* (New York: Oxford, Clarendon Press, 1979).
53. *Ю. А. Церковников*, Докл. АН СССР **130**, 295 (1960).
54. *D. W. Hughes*, Geophys. and Astrophys. Fluid Dyn. **32**, 273 (1985).

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭКЗОПЛАНЕТ ПО МАССЕ И ОРБИТАЛЬНОМУ ПЕРИОДУ С УЧЕТОМ НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ СЕЛЕКЦИИ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ. ДОМИНИРУЮЩАЯ (УСРЕДНЕННАЯ) СТРУКТУРА ПЛАНЕТНЫХ СИСТЕМ

© 2022 г. В. И. Ананьева^{1, *}, А. Е. Иванова¹, И. А. Шашкова¹, О. Я. Яковлев¹,
А. В. Тавров¹, О. И. Кораблев¹, Ж.-Л. Берто²

¹ Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

² Лаборатория атмосферных и космических исследований, Гюйанкур, Франция

*E-mail: shi@iki.rssi.ru; a-lada@yandex.ru

Поступила в редакцию 20.05.2022 г.

После доработки 06.07.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Статистические распределения экзопланет, получаемые как наземными, так и спутниковыми телескопами, сильно искажены наблюдательной селекцией. Массивные планеты, находящиеся на близких к звезде орбитах, обнаруживать легче, чем планеты малых масс и планеты с большими орбитальными периодами. Маломассивные планеты с орбитальными периодами около года и больше, попадающие в обитаемую зону солнцеподобных звезд, не могут быть обнаружены современными средствами. Для учета этого фактора предложен и исследован метод коррекции наблюдательной селекции. Показано, что скорректированные распределения экзопланет по массам хорошо описываются кусочно-степенным законом. Результат находится в согласии с выводами космогонии и демонстрирует ряд новых особенностей.

Ключевые слова: экзопланеты, метод лучевых скоростей, статистические исследования

DOI: 10.31857/S0004629922100024

1. ВВЕДЕНИЕ

На 22 марта 2022 г. известно более 5000 экзопланет, из которых масса оценена примерно для 2000 экзопланет [1]. Диаграмма распределения планет “Орбитальный период–Масса” показана на рис. 1.

Метод лучевых скоростей (RV, от *radial velocity*) основан на регистрации колебаний лучевой скорости звезды, обусловленных ее движением вокруг барицентра (центра масс) планетной системы. В случае наличия одной планеты задача полностью подобна задаче о движении звезд в двойной системе при малом отношении масс компонентов пары. Кеплеровское движение системы двух тел полностью описывается семью параметрами (рис. 2): большой полуосью орбиты $a = a_1 + a_2$ (где a_1, a_2 – большие полуоси орбит обоих тел пары относительно барицентра системы), эксцентриситетом орбиты e , тремя углами, задающими ориентацию орбиты в пространстве i, ω, Ω (где i – наклонение нормали к плоскости орбиты к лучу зрения, ω – аргумент перицентра, Ω – долгота восходящего узла), моментами прохождения перицентра $T_{\text{пер}}$ и орбитальным перио-

дом P . Измерение лучевой скорости одного из компонентов двойной системы позволяет определить пять из них: a_1, e, ω, P, T [2].

Если масса планеты много меньше массы звезды, масса планеты m связана с полуамплитудой колебаний лучевой скорости звезды K следующим соотношением:

$$\frac{m^3 \sin^3 i}{M^2} = \frac{(1-e^2)^{3/2} K^3 P}{2\pi G}, \quad (1)$$

где M – масса звезды, G – гравитационная постоянная.

Выразив массу планеты в массах Юпитера, массу звезды – в массах Солнца, орбитальный период – в сутках, и приведя все множители, мы получим следующую формулу для полуамплитуды колебаний лучевой скорости звезды K , выраженной в м/с:

$$K = 203.25 m_2 \sin i M^{-2/3} P^{-1/3} (1-e^2)^{-1/2}. \quad (2)$$

Как следует из формулы (2), метод лучевых скоростей не позволяет определить истинную массу планеты, а только проективную, или мини-

Распределение Масса–Период

22 Mar 2022

exoplanetarchive.ipac.caltech.edu

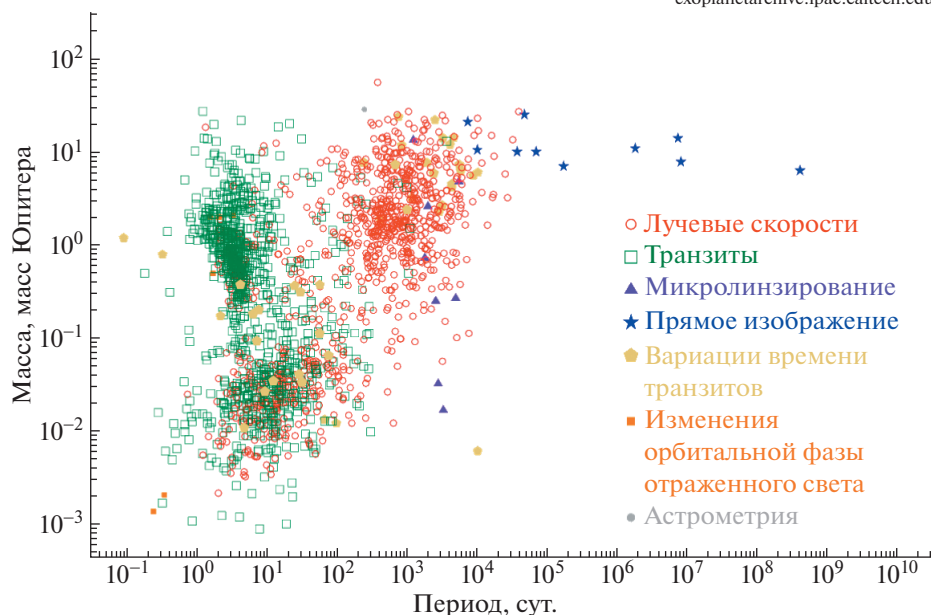


Рис. 1. Диаграмма Орбитальный период–Масса для экзопланет, открытых различными методами (на 22 марта 2022).

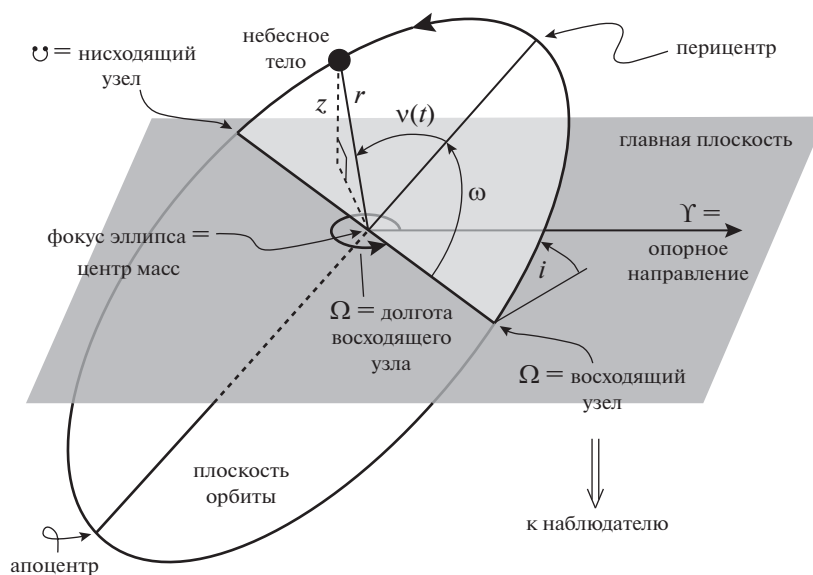


Рис. 2. Кеплеровы элементы орбиты.

мальную массу $m = m_2 \sin i$. В случае, если угол i мал (орбита планеты расположена к наблюдателю “плашмя”), проективная масса может быть в несколько раз меньше истинной массы. Соотношение между распределениями по проективным массам и истинным массам подробно обсуждается в [3–5]. В общем случае эти распределения могут значительно отличаться друг от друга, однако если распределение по истинным массам следует

степенному закону с показателем степени $-1 \dots -3$, распределение по проективным массам также следует степенному закону с тем же или очень близким показателем степени.

Полуамплитуды колебаний лучевой скорости родительских звезд, вызванных планетами, как правило, малы, поэтому для регистрации таких колебаний требуются высокоточные спектрографы. Так, гравитационное влияние Юпитера за-

ставляет Солнце вращаться вокруг барицентра Солнечной системы со скоростью 12.5 м/с, гравитационное влияние Сатурна — со скоростью 2.7 м/с, Земли — со скоростью 0.09 м/с. До ввода в строй в октябре 2018 г. спектрографа ESPRESSO, установленного на 8-метровом телескопе VLT (Very Large Telescope) [6], в течение полтора десятилетий наилучшая достигнутая точность измерения лучевой скорости составляла 0.8–1.0 м/с для ярких звезд с низким уровнем активности (спектрографы HARPS [7], HIRES [8], PFS [9], HARPS-N [10]) и 3–10 м/с для большинства остальных звезд (спектрографы SOPHIE, CORALIE, CHIRON и др. [11, 12]). Ограниченная точность спектрографов и различные проявления звездной активности накладывают ограничения на эффективность метода лучевых скоростей: колебания лучевой скорости звезды малой амплитуды, вызванные планетами малых масс, тонут в шумах и не регистрируются. Так, регистрация планет земного типа в зоне обитаемости солнцеподобных звезд методом лучевых скоростей до сих пор невозможна.

Кроме точности измерения лучевых скоростей родительских звезд, важную роль играет продолжительность наблюдений. Для надежной регистрации планеты и определения ее проективной массы и орбитального периода необходимо, чтобы за полное время наблюдений она прошла значительную долю своей орбиты. Если эта доля мала, кеплеровская кривая вырождается в линейный или квадратичный дрейф лучевой скорости родительской звезды, который свидетельствует о наличии в системе тела на долгопериодической орбите, но не позволяет определить его массу и орбитальный период. Поскольку полное время измерений с необходимой точностью лучевых скоростей отдельных звезд редко превышает 30 лет, экзопланеты с орбитальными периодами Урана (84 года) и Нептуна (165 лет) до сих пор остаются недоступными методу лучевых скоростей.

При изучении статистики экзопланет необходимо учитывать неоднородность данных в архивах (базах данных). При рассмотрении экзопланет, открытых методом лучевых скоростей, в качестве основных причин неоднородности следует выделить разные чувствительности спектрографов, разные уровни активности родительских звезд, разную продолжительность наблюдений, разное количество измерений лучевой скорости, разные методы обработки данных и др. Планеты с определенными свойствами (например, проективной массой и орбитальным периодом) одни наблюдательные программы могут обнаружить, а другие нет. Например, планету малой массы, вращающуюся вокруг звезды с низким уровнем активности, высокоточный спектрограф сможет обнаружить, а спектрограф меньшей точности —

нет. Такую же планету малой массы, но обращающуюся вокруг активной, быстро вращающейся звезды, не сможет обнаружить и высокоточный спектрограф. Наконец, чтобы обнаруживать долгопериодические планеты, измерения лучевой скорости родительской звезды должны продолжаться достаточно долго, чтобы планета успела пройти значительную часть своей орбиты.

Доля наблюдательных программ, способных обнаруживать планеты с определенными свойствами, зависит от свойств планет. Массивные планеты, вращающиеся близко к родительским звездам, доступны практически всем наблюдательным программам и будут открыты любой из них. Планеты малых масс или больших орбитальных периодов, напротив, требуют для своего обнаружения больших усилий и доступны малому числу обзоров, остальные их пропустят. Как следствие, реальное статистическое распределение RV-планет на диаграмме “Проективная масса — Орбитальный период” (m , P) будет отличаться от наблюдаемого распределения.

Первые публикации по изучению статистики экзопланет игнорировали неоднородность наблюдательных данных. Так, авторы [13] построили распределение по проективным массам $m = M \sin i$ известных на тот момент 167 экзопланет и аппроксимировали его степенным законом $dN/dm \propto m^{-1.1}$, не принимая во внимание различия наблюдательных программ. Марси и др. (2005) [14] попытались решить эту проблему, рассматривая только планеты, открытые в рамках наблюдений на обсерваториях Лик (Lick Observatory) и Кек (W.M. Keck Observatory) с помощью спектрографов с одинаковой инструментальной погрешностью единичного измерения 3 м/с, рассмотрев в итоге 104 планеты из 152, известных к тому моменту. В [14] нашли, что распределение следует степенному закону $dN/dm \propto m^{-1}$. Камминг и др. (2008) [15], рассматривая распределение планет с орбитальными периодами P от 2 до 2000 сут. и проективными массами m от 0.3 до 10 масс Юпитера, ввели “фактор полноты исследования” (completeness of the survey) и нашли, что распределение 182 RV-планет по массам и орбитальным периодам следует степенному закону вида $dN = C m^{-0.31 \pm 0.2} P^{0.26 \pm 0.1} d \ln(m) d \ln(P)$, где C — константа, m — проективная масса планеты, P — орбитальный период планеты, что соответствует распределению по проективным массам $dN/dm \propto m^{-1.31 \pm 0.2}$. Рассматривая распределение по массам планет, вращающихся вокруг 166 солнцеподобных звезд, наблюдавшихся на Кекке с помощью спектрографа HIRES, в [16] ввели “функцию полноты” (completeness function) $C(P, m)$ как долю звезд, гарантированно не имеющих рядом с собой планеты с данным периодом и проективной мас-

сой. Ховард и др., 2010 [16] показали, что распределение планет с периодами менее 50 сут. по проективным массам можно аппроксимировать степенным законом $dN/d \lg(m) \propto m^{-0.48+0.12/-0.14}$, или $dN/dm \propto m^{-1.48+0.12/-0.14}$.

В [17] проанализировали 23473 отдельных измерений лучевой скорости 426 красных карликов, полученных спектрографами HARPS, HIRES, PFS, UVES и некоторых других. Чтобы учесть различную продолжительность и чувствительность наблюдательных программ, для каждого набора данных (фактически, для каждой наблюдаемой звезды) была введена функция вероятности обнаружения (detection probability function) $p_i(\Delta m, \Delta P)$, которая может принимать дискретные значения 0 или 1 (1 – если полученные данные допускают существование планеты в области масс и орбитальных периодов $(\Delta m, \Delta P)$, и 0 – если не допускают). Общая функция вероятности обнаружения планет $f_p(\Delta m, \Delta P)$ была определена суммированием всех $p_i(\Delta m, \Delta P)$ по числу наблюдаемых звезд ($N = 426$, [17]):

$$f_p(\Delta m, \Delta P) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i(\Delta m, \Delta P). \quad (3)$$

Области масс и орбитальных периодов $(\Delta m, \Delta P)$ были представлены сеткой 8×8 , где орбитальные периоды занимали интервал $P = 1-10^4$ сут., а проективные массы $m = 1-10^3$ масс Земли.

В [17] не ставили перед собой цель исследовать распределение планет по массам или орбитальным периодам, но стремились определить их распространенности (the occurrence rate) у M звезд. Однако предложенный метод после некоторой модификации может быть использован для изучения распределения RV-планет у звезд всех типов по массам и орбитальным периодам.

2. МЕТОД “ОКНА ВИДИМОСТИ”

2.1. Концепция “окна видимости”

Планеты, обнаруженные методом лучевых скоростей (далее RV-планеты) и представленные в каталогах, открыты на спектрографах разной чувствительности, у звезд с разным уровнем активности, в рамках наблюдательных программ разной продолжительности, с разным количеством измерений лучевой скорости. Все это делает существующие каталоги RV-планет существенно неоднородными. Для компенсации этой неоднородности предложен метод, названный “окно видимости”. “Окно видимости” – это матрица размерности $(n \times n)$ на плоскости “Проективная масса–Орбитальный период” (m, P) , элементы которой $\mathbf{V}(m, P)$ представляют собой вероятность обнаружить планету с данными проективной

массой m и орбитальным периодом P . Другими словами, элементы матрицы \mathbf{V} описывают долю звезд, у которых возможно обнаружить планету с данными (m, P) . Количество интервалов разбиения n может быть произвольным, но предпочтительно выбирать его по правилу Стерджеса [18].

Если обозначить истинное распределение (двумерную гистограмму) RV-планет на диаграмме “Проективная масса–Орбитальный период” как $\mathbf{N}(m, P)$, а наблюдаемое распределение как $\mathbf{N}_0(m, P)$, то наблюдаемое распределение может быть представлено как поэлементное скалярное произведение истинного распределения $\mathbf{N}(m, P)$ на матрицу \mathbf{V} :

$$\mathbf{N}_0(m_i, P_j) = \mathbf{N}(m_i, P_j) \times \mathbf{V}(m_i, P_j), \quad (4)$$

где индексы i, j изменяются в диапазоне от 1 до n .

Соответственно, истинное распределение $\mathbf{N}(m, P)$ может быть получено делением каждого элемента наблюдаемого распределения на значение соответствующего элемента матрицы \mathbf{V} , если последний не равен нулю:

$$\mathbf{N}(m_i, P_j) = \mathbf{N}_0(m_i, P_j) \quad (1/\mathbf{V}(m_i, P_j)), \quad (5)$$

если $\mathbf{V}(m_i, P_j) \neq 0$.

Другими словами, для реконструкции истинного распределения $\mathbf{N}(m, P)$ следует брать каждую планету со статистическим весом, обратным вероятности ее обнаружения.

Аналогичный метод был предложен в [19] для учета наблюдательной селекции в распределениях по радиусам и орбитальным периодам транзитных экзопланет, обнаруженных космическим телескопом “Кеплер”.

В настоящей работе рассматриваются RV-планеты с проективными массами от 0.011 до 13 масс Юпитера и орбитальными периодами от 1 до 10^4 сут. И выбранный диапазон масс, и выбранный диапазон орбитальных периодов был разбит на 12 интервалов, равных в логарифмическом масштабе, таким образом, плоскость (m, P) оказалась разбита на 144 ячейки. В середину каждой ячейки была помещена искусственная планета, тем самым сформировался массив из 144 искусственных планет. Для каждой искусственной планеты вычислялась вероятность ее обнаружения по алгоритму, описанному ниже.

Для каждой известной RV-планеты из литературы определялись следующие два параметра программы наблюдений, в рамках которой планета была обнаружена: полное время наблюдений T и среднее отклонение от наилучшей кеплеровской кривой $\sigma(O-C)$ [4]. Полное время наблюдений определялось как разница между юлианскими датами первого и последнего измерения лучевой скорости родительской звезды. В случае наличия нескольких публикаций, посвященных

данной планетной системе (например, в случае нескольких независимых наблюдений одной звезды), полное время наблюдений определялось как разница между юлианской датой самого позднего наблюдения и юлианской датой самого раннего наблюдения. Среднее отклонение от наилучшей кеплеровской кривой $\sigma(O-C)$ бралось из публикации первооткрывателей, а в случае нескольких публикаций, посвященных одной планетной системе, выбиралось наименьшее значение $\sigma(O-C)$ из имеющихся.

Параметр $\sigma(O-C)$, имеющий размерность скорости и измеряющийся в м/с, характеризует уровень шума, который является суммой инструментальной погрешности спектрографа, шума, обусловленного хромосферной и магнитной активностью родительской звезды, и возможного вклада еще не открытых планет. Чем выше уровень шума, тем больше может быть амплитуда возможных колебаний лучевой скорости, которые останутся необнаруженными.

Для каждой звезды, у которой была обнаружена хотя бы одна RV-планета, изучался вопрос: могла ли у этой звезды быть обнаружена каждая из 144 искусственных планет? Искусственная планета считалась обнаруживаемой, если для нее одновременно выполнялись два условия:

$$P \leq \delta T \} \quad (6.1)$$

$$K \geq \gamma \sigma(O-C) \} \quad (6.2)$$

Здесь δ, γ – числовые коэффициенты порядка 1, численные значения которых будут определены ниже.

Условие (6.1) означает, что орбитальный период искусственной планеты должен быть меньше, чем произведение δT . Для $\delta = 1$ это означает, что за полное время наблюдений искусственная планета должна сделать хотя бы один полный оборот вокруг родительской звезды.

Условие (6.2) означает, что полуамплитуда колебаний лучевой скорости родительской звезды K , наводимых искусственной планетой, должна быть больше, чем произведение $\gamma \sigma(O-C)$. Для $\gamma = 1$ это означает, что полуамплитуда колебаний лучевой скорости K , наведенная искусственной планетой, должна быть больше, чем среднее отклонение от наилучшей кеплеровской кривой.

В работе [20] “окно видимости” W строилось по 547 звездам, у которых была открыта хотя бы одна RV-планета. Для каждой искусственной планеты в предположении эксцентриситета, равного нулю, вычислялась полуамплитуда колебаний лучевой скорости K . Если искусственная планета (m_i, P_j) удовлетворяла условиям (6), соответствующее значение элемента матрицы $W(m_i, P_j)$ увеличивалось на 1. После рассмотрения всех звезд полученная матрица W нормировалась на 1

путем деления всех элементов матрицы W на количество рассмотренных звезд, т.е. на 547. В итоге все элементы матрицы W приняли значение от 0 до 1 : 0 в случае, если ни у одной из 547 звезд невозможно обнаружить планету с данными (m_i, P_j) , 1, если планету с данными (m_i, P_j) можно было обнаружить у каждой из 547 звезд, и некоторым промежуточным значением, если планету с данными (m_i, P_j) можно было обнаружить только у части звезд.

На рис. 3 показан пример матрицы “окна видимости” W , построенной с коэффициентами $\delta = 1, \gamma = 1$.

В работе [20] “окно видимости” W строилось по звездам, у которых была открыта хотя бы одна RV-планета. Однако такая коррекция не полна и не точна, поскольку для построения точной матрицы V необходимо учитывать также и звезды, которые наблюдались, но у которых не было обнаружено планет.

Действительно, зафиксируем орбитальный период P и рассмотрим L программ наблюдений, из которых 1-я может обнаружить только наиболее массивные из искусственных планет с массой m_1 ; 2-я может обнаружить искусственные планеты с массами m_1 и m_2 ($m_1 > m_2$); 3-я – искусственные планеты с массами m_1, m_2 и m_3 ($m_1 > m_2 > m_3$), и т.д., L -я – искусственные планеты всех масс: m_1, m_2, \dots, m_L . Примем, что в рамках 1-й наблюдательной программы наблюдались N_{*1} звезд, в рамках 2-й – N_{*2} звезд, и т.д., в рамках L -той N_{*L} звезд. Распространенности планет каждого типа обозначим как f_1, f_2, \dots, f_L .

Тогда 1-я наблюдательная программа обнаружит $f_1 N_{*1}$ планет с массой m_1 , 2-я наблюдательная программа обнаружит $f_1 N_{*2}$ планет с массой m_1 и $f_2 N_{*2}$ планет с массой m_2 , 3-я наблюдательная программа – $f_1 N_{*3}$ планет с массой $m_1, f_2 N_{*3}$ планет с массой m_2 и $f_3 N_{*3}$ планет с массой m_3 , и т.д., а L -тая наблюдательная программа – $f_1 N_{*L}$ планет с массой $m_1, f_2 N_{*L}$ планет с массой $m_2, \dots, f_L N_{*L}$ планет с массой m_L . Общее наблюдаемое количество наиболее тяжелых планет с массой m_1 окажется равным $f_1 N_{*1} + f_1 N_{*2} + \dots + f_1 N_{*L} = f_1 (N_{*1} + N_{*2} + \dots + N_{*L})$. Общее наблюдаемое количество планет с массой m_2 окажется равным $f_2 (N_{*2} + \dots + N_{*L})$, с массой m_3 – $f_3 (N_{*3} + \dots + N_{*L})$, и т.д., с массой m_L – $f_L N_{*L}$.

При этом в реальности количество планет с массой m_1 у всех наблюдаемых звезд будет равно

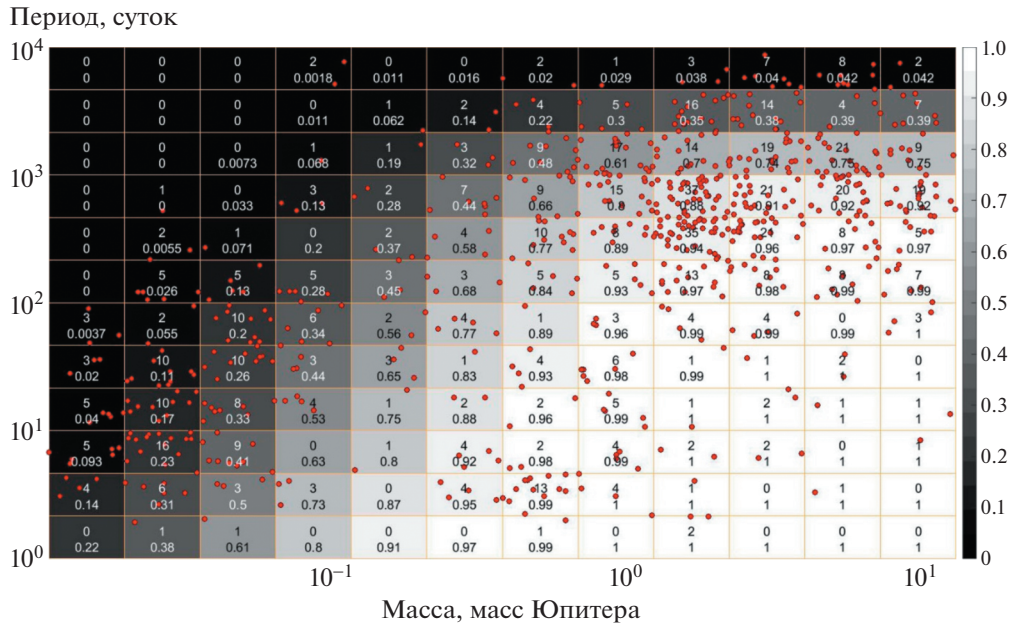


Рис. 3. Графическое представление матрицы “Окно видимости” W на диаграмме “Проективная масса – Орбитальный период” с коэффициентами $\delta = 1, \gamma = 1$. Красными точками показано 695 RV-планет у 547 звезд. Верхнее число в каждой ячейке показывает количество планет в ячейке, нижнее число – вероятность обнаружения искусственной планеты из середины этой ячейки. Эту же вероятность отображает цвет ячейки в оттенках серого, цветовая шкала расположена справа от графика.

$f_1(N_{*1} + N_{*2} + \dots + N_{*L})$, планет с массой m_2 – $f_2(N_{*1} + N_{*2} + \dots + N_{*L})$, планет с массой m_3 – $f_3(N_{*1} + N_{*2} + \dots + N_{*L})$, и т.д., а планет с массой m_L – $f_L(N_{*1} + N_{*2} + \dots + N_{*L})$. Таким образом, элементы v_i матрицы “окна видимости” для планет с массами m_1, m_2, \dots, m_L будут равны:

$$v_1 = 1, \quad (7.1)$$

$$\begin{aligned} v_2 &= f_2(N_{*2} + \dots + N_{*L}) / (f_2(N_{*1} + \\ &+ N_{*2} + \dots + N_{*L})) = \\ &= (N_{*2} + \dots + N_{*L}) / (N_{*1} + N_{*2} + \dots + N_{*L}) = \\ &= (N_{*2} + \dots + N_{*L}) / \sum N_{*}, \end{aligned} \quad (7.2)$$

$$\begin{aligned} \dots \\ v_L &= f_L N_{*L} / (f_L(N_{*1} + N_{*2} + \dots + N_{*L})) = \\ &= N_{*L} / (N_{*1} + N_{*2} + \dots + N_{*L}) = N_{*L} / \sum N_{*}. \end{aligned} \quad (7.3)$$

Другими словами, каждый коэффициент матрицы “окна видимости” является отношением суммы звезд, возле которых планету с данной массой можно обнаружить, к общему числу наблюдаемых звезд.

Однако полные списки звезд, наблюдаемых в рамках той или иной наблюдательной программы, в общем случае не публикуются, распространенности планет разных масс f_i остаются неиз-

вестными или плохо определенными, поэтому прямое вычисление коэффициентов v_i оказывается недоступным. Из Экзопланетного архива НАСА [1] мы можем узнать лишь количество звезд, у которых были обнаружены планеты с массами m_1, m_2, \dots, m_L .

Оценим систематическую ошибку, возникающую, если учитывать только звезды с известными RV-планетами, а не все наблюдаемые звезды. Количество звезд, у которых были обнаружены планеты в рамках i -й наблюдательной программы, обозначим как S_i .

Количество звезд с планетами, обнаруженными 1-й наблюдательной программой:

$$S_1 = d_1 f_1 N_{*1}. \quad (8.1)$$

Количество звезд с планетами, обнаруженными 2-й наблюдательной программой:

$$S_2 = d_2 (f_1 N_{*2} + f_2 N_{*2}) = d_2 N_{*2} (f_1 + f_2). \quad (8.2)$$

Количество звезд с планетами, обнаруженными L -й наблюдательной программой:

$$S_L = d_L N_{*L} (f_1 + f_2 + \dots + f_L). \quad (8.3)$$

По определению, коэффициенты d_i обозначают отношение количества родительских звезд, у которых были найдены планеты, к количеству самих планет. При малых значениях распространенности f коэффициент d близок к 1 (как прави-

ло, у звезды есть только одна планета). При росте f коэффициент d уменьшается и в пределе $f \gg 1$ стремится к $1/f$ (в этом случае у каждой наблюдаемой звезды есть планеты, т.е. $S = N_*$). Для планет-гигантов с массами 2–13 масс Юпитера, рассмотренных в данной работе, $d = 0.931$ (у 231 звезды обнаружено 248 планет). Для планет с массами меньше 0.1 масс Юпитера $d = 0.676$ (145 планет у 98 звезд). Чтобы исключить дополнительный фактор d , в дальнейшем каждая звезда учитывается столько раз, сколько планет у нее известно. В этом случае уравнения (8) могут быть переписаны в виде:

$$\tilde{S}_1 = f_1 N_{*1}, \quad (9.1)$$

$$\tilde{S}_2 = f_1 N_{*2} + f_2 N_{*2} = N_{*2}(f_1 + f_2), \quad (9.2)$$

$$\tilde{S}_L = N_{*L}(f_1 + f_2 + \dots + f_L). \quad (9.3)$$

Зная \tilde{S}_i , можно построить промежуточную матрицу \tilde{W} , элементы которой вычисляются по формулам, приведенным ниже.

Для планет с массой m_1 :

$$\tilde{w}_1 = 1, \quad (10.1)$$

для планет с массой m_2 :

$$\tilde{w}_2 = (\tilde{S}_2 + \dots + \tilde{S}_L) / (\tilde{S}_1 + \tilde{S}_2 + \dots + \tilde{S}_L) = (\tilde{S}_2 + \dots + \tilde{S}_L) / \sum \tilde{S}, \quad (10.2)$$

для планет с массой m_L :

$$\tilde{w}_L = \tilde{S}_L / \sum \tilde{S}. \quad (10.3)$$

Формулы (7) и (10) структурно идентичны, но включают в себя: (7) – наблюдаемые звезды, (10) – обнаруженные планеты.

Выразим \tilde{S}_i через элементы матрицы \tilde{w}_i :

$$\tilde{S}_1 = (1 - \tilde{w}_2) \sum \tilde{S}, \quad (11.1)$$

$$\tilde{S}_2 = (\tilde{w}_2 - \tilde{w}_3) \sum \tilde{S}, \quad (11.2)$$

$$\tilde{S}_L = \tilde{w}_L \sum \tilde{S}. \quad (11.3)$$

В краткой форме выражения (11) могут быть записаны как

$$\tilde{S}_i = (\tilde{w}_i - \tilde{w}_{i+1}) \sum \tilde{S}, \quad (11.4)$$

если принять граничные значения $\tilde{w}_1 = 1$ и $\tilde{w}_{L+1} = 0$.

Выразим количество звезд N_{*i} , наблюдаемых i -й наблюдательной программой, через количество обнаруженных ею планет \tilde{S}_i :

$$N_{*i} = \tilde{S}_i / \sum_{k=1}^i f_k. \quad (12)$$

Наконец, выразим элементы матрицы V через элементы матрицы \tilde{W} . Для планет с массами m_1 :

$$v_1 = \tilde{w}_2 = 1, \quad (13.1)$$

для планет с массами m_2 :

$$v_2 = 1 - 1/(1 + N_{*2}/N_{*1} + \dots + N_{*L}/N_{*1}) = 1 - 1/(1 + (\tilde{w}_2 - \tilde{w}_3)/(1 - \tilde{w}_2)f_1/(f_1 + f_2) + \dots + \tilde{w}_L/(1 - \tilde{w}_2)f_1/\sum f), \quad (13.2)$$

$$v_{i+1} = v_i - N_{*i}/\sum N_* = v_i - 1/\sum_{j=1}^L \frac{N_{*j}}{N_{*i}},$$

$$\text{(где } N_{*j}/N_{*i} = \tilde{S}_j / \sum_{k=1}^j f_k / \tilde{S}_i / \sum_{k=1}^i f_k, \quad (13.3)$$

$$N_{*j}/N_{*i} = \tilde{S}_j / \tilde{S}_i \sum_{k=1}^i f_k / \sum_{k=1}^j f_k = (\tilde{w}_j - \tilde{w}_{j+1}) / (\tilde{w}_i - \tilde{w}_{i+1}) \sum_{k=1}^i f_k / \sum_{k=1}^j f_k,$$

$$v_{L+1} = \tilde{w}_{L+1} = 0. \quad (13.4)$$

В случае, если $f_i = \text{const}$ (“плоское” распределение в логарифмическом масштабе $\frac{dN}{d \log(m)}$, соответствующее распределению по массам $\frac{dN}{dm} \propto m^{-1}$), $\sum_{k=1}^i f_k / \sum_{k=1}^j f_k = i/j$.

Если $dN/d \log m \propto m^{-\alpha}$, что соответствует распределению по массам $dN/dm \propto m^{-\alpha-1}$, т.е. $f_i = f_1 m_{\text{step}}^{i-1}$, где m_{step} есть $(m_i/m_{i+1})^\alpha$, $\sum_{k=1}^i f_k / \sum_{k=1}^j f_k = (m_{\text{step}}^{i+1} - 1) / (m_{\text{step}}^{j+1} - 1)$.

Не зная количество звезд, наблюдаемых в рамках каждой наблюдательной программы, мы не можем определить распространенности планет f_i . Однако поскольку f_i входят в выражения для v_i только в виде отношений $\sum_{k=1}^i f_k / \sum_{k=1}^j f_k$, мы можем вычислить v_i из \tilde{w}_i , предполагая определенный вид зависимости распространенности $f(m)$ при фиксированном периоде P .

Наглядно оценить систематическую погрешность, вызванную построением матрицы “окна видимости” только по звездам с планетами, а не по всем наблюдаемым звездам, можно, положив $L = 2$ (т.е. рассмотрев планеты только двух типов, обнаруженные в рамках двух наблюдательных программ). В этом случае матрицы V и W содержат только две ячейки, причем $w_1 = v_1 = 1$, $v_2 = N_2/(N_1 + N_2)$, $w_2 = S_2/(S_1 + S_2) = 1/(1 + S_1/S_2)$.

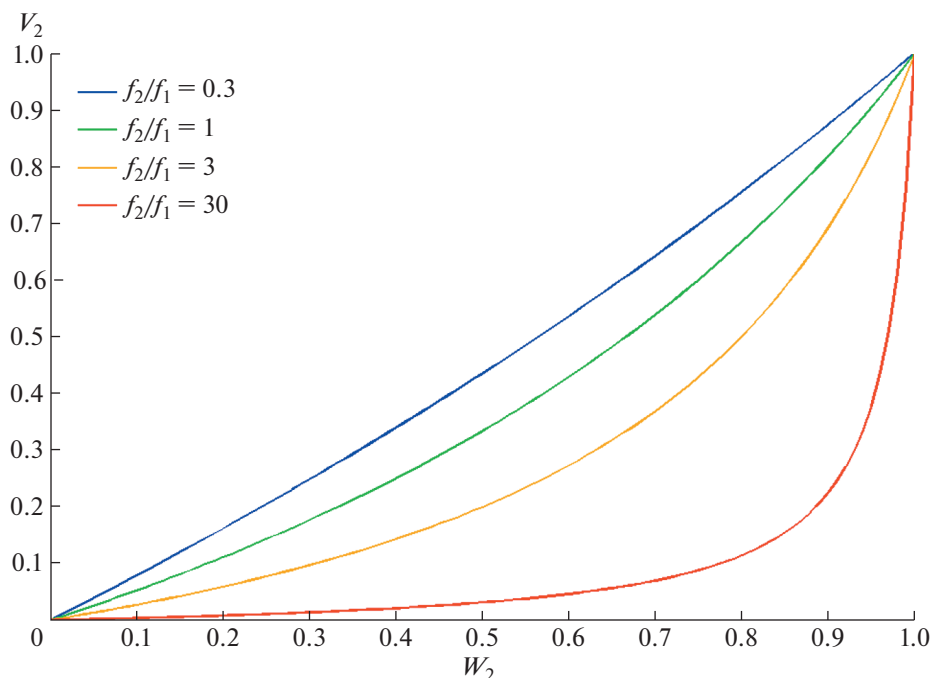


Рис. 4. Соотношение между элементами матриц “окна видимости” v_2 и w_2 при разных отношениях распространенностей планет двух типов f_2/f_1 .

Отсюда $S_1/S_2 = 1/w_2 - 1$, и $v_2 = N_2/(N_1 + N_2) = 1/(1 + N_1/N_2) = 1/(1 + S_1/S_2 d_2/d_1 (f_1 + f_2)/f_1) = 1/(1 + (1/w_2 - 1) d_2/d_1 (f_1 + f_2)/f_1)$.

Обозначив $k = d_2/d_1 (f_1 + f_2)/f_1$, получим $v_2 = 1/(1 + (1/w_2 - 1)k)$, а $w_2/v_2 = w_2(1 - k) + k$.

При $f_1, f_2 \ll 1$ $d_2/d_1 \rightarrow 1$, и $k = (f_1 + f_2)/f_1 = 1 + f_2/f_1$.

В этом случае $w_2/v_2 = -f_2/f_1 w_2 + 1 + f_2/f_1$.

При малых значениях w_2 недооценка количества маломассивных планет достигает $(1 + f_2/f_1)$, т.е. может превышать порядок величины. На рис. 4 приведены соотношения между элементами матриц “окна видимости” v_2 и w_2 при разных отношениях распространенностей планет двух типов f_2/f_1 .

При $f_1 \ll 1$ и $f_2 \gg 1$ $d_2/d_1 \rightarrow 1/f_2$ и $k = (f_1 + f_2)/(f_1 f_2) \rightarrow 1/f_1$. $w_2/v_2 = w_2(1 - 1/f_1) + 1/f_1$.

При малых значениях w_2 недооценка количества маломассивных планет достигает $1/f_1$.

Вместе с тем при малом отношении распространенностей f_2/f_1 систематическая ошибка, вызванная учетом только звезд с планетами, оказывается невелика, и в первом приближении ею можно пренебречь.

Представленный в выражениях (7)–(13) линейный подход применим, если вероятность обнаружения RV-планеты зависит только от одного параметра, в рассмотренном случае — от ее проек-

тивной массы. Однако в общем случае эффективность обнаружения зависит от нескольких параметров. В представленной работе рассматривается зависимость эффективности обнаружения RV-планет от двух важнейших параметров — проективной массы и орбитального периода (неравенство (6)). Однако следует отметить, что для ряда областей на плоскости (m, P) одно из условий (6) выполняется всегда, и можно применять линейный подход (7)–(13).

Далее для построения матриц \mathbf{W} , $\tilde{\mathbf{W}}$ и \mathbf{V} следует более точно определить параметры γ и δ .

2.2. Параметры “окна видимости” γ и δ

Априорные значения коэффициентов γ и δ в выражениях, определяющих обнаружимость искусственной планеты (6) $\gamma = 1$, $\delta = 1$ неточны, поскольку не соответствуют фактам обнаружения планет с орбитальными периодами, превышающими полное время наблюдений, например, WASP-8 c [21] и HD 181234 b [22]. Следовательно, $\delta > 1$. Аналогично, известны планеты, вызывающие колебания лучевой скорости родительских звезд с полуамплитудой K , меньшей $\sigma(O-C)$, например, GJ 433 d [23] и HD 26965 b [24]. Следовательно, $\gamma < 1$.

Чтобы определить δ , построим распределение в форме гистограммы известных RV-планет в за-

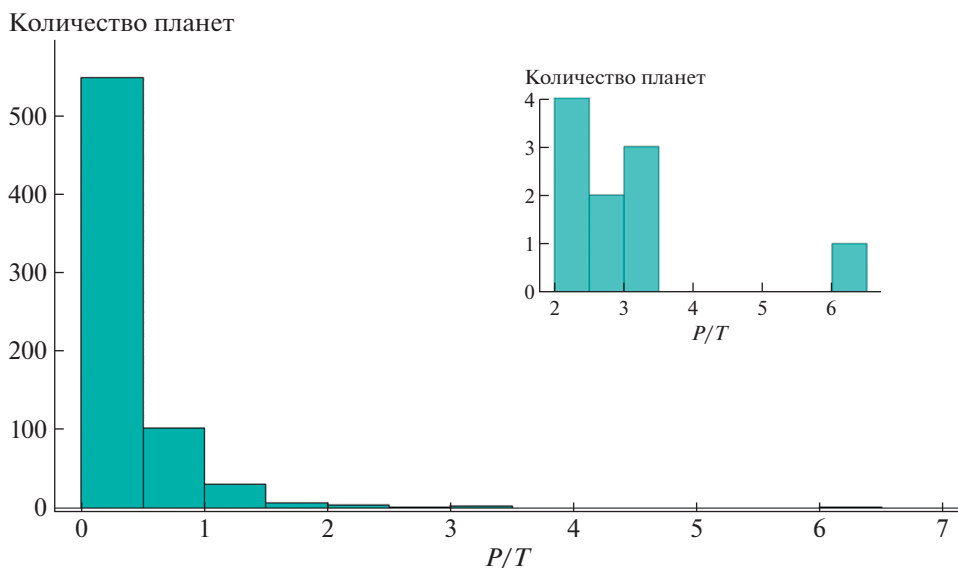


Рис. 5. Распределение RV-планет в зависимости от отношения орбитального периода P и полного времени наблюдений T . Во врезке в большем масштабе показано это распределение в интервале $2.0 < P/T < 6.5$.

висимости от отношения орбитального периода к полному времени наблюдений P/T (рис. 5).

Согласно гистограмме, представленной на рис. 3, для 97.7% планет $P/T < 1.5$, и для 99.1% $P/T < 2.5$. Выбирая величину δ , следует иметь в виду, что планеты, за все время наблюдений прошедшие только часть одного оборота вокруг своей звезды, также могут быть обнаружены. Однако чем меньше эта часть, тем с меньшей точностью могут быть определены и проективная масса планеты, и ее орбитальный период. Если часть орбиты, пройденная планетой за все время наблюдений, мала, то кеплеровская кривая вырождается в линейный или квадратичный дрейф лучевой скорости, который свидетельствует о наличии в системе тела на долгопериодической орбите, но не позволяет определить его массу и орбитальный период. Например, большинство планет с $P/T > 2.5$ (HD 221420 b, Pr0211 c, NAT-P-17 c, HR 5183 b, HD 190984 b и HD 133131 B b) находится на орбитах с высоким эксцентриситетом, причем за время наблюдений они прошли перигейтр своей орбиты, когда орбитальная скорость быстро меняется. Если бы эти планеты наблюдались вблизи апоцентра, они могли быть пропущены как плохо определенные источники дрейфа лучевой скорости их родительских звезд (работы об их открытии не были бы опубликованы). Для большинства планет с $P/T > 2.5$ их массы и орбитальные периоды определены с большими погрешностями.

Стоит отметить, что вариации коэффициента δ влияют на вероятность обнаружения лишь наиболее долгопериодических планет и почти не оказывают влияния на вероятность обнаружения

планет с малыми и средними орбитальными периодами.

В разделе 4 представлены распределения RV-планет по проективным массам и орбитальным периодам при $\delta = 1.5, 2.0$ и 2.5 . Эти вычисления показывают слабую зависимость полученных результатов от величины δ , за исключением распределения наиболее долгопериодических планет. Без утраты общности, для регуляризации данных и для анализа максимального количества планет в дальнейшем будет использоваться $\delta = 2.0$, другими словами, искусственная планета будет считаться обнаруживаемой, если за полное время наблюдений она сделала хотя бы половину одного оборота вокруг своей звезды.

Далее рассматривается возможность выбора универсального значения коэффициента γ , такого, что для большинства планет $\gamma < \frac{\sigma(O-C)}{K}$.

Распределение RV-планет в зависимости от отношения $K/\sigma(O-C)$ в форме гистограммы представлено на рис. 6.

Для 95.1% планет $K/\sigma(O-C) > 1.0$, другими словами, полуамплитуда колебаний лучевой скорости родительской звезды K , вызванных гравитационным влиянием планеты, больше, чем среднее отклонение от наилучшей кеплеровской кривой $\sigma(O-C)$. Однако для 34 планет из 695 (4.9%) $0.5 < K/\sigma(O-C) < 1.0$. В первом приближении в качестве универсальной аппроксимации в настоящей работе было принято $\gamma = 0.75$, хотя в дальнейшем для каждого интервала проективных масс выбор величины γ обсуждается отдельно.

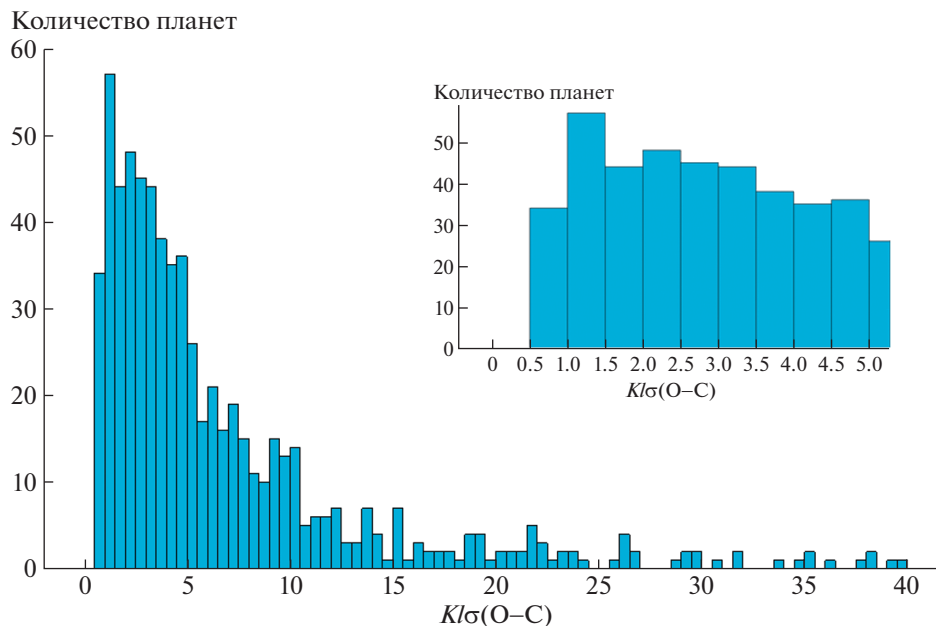


Рис. 6. Распределение RV-планет в зависимости от отношения полуамплитуды колебаний лучевой скорости родительской звезды K к среднему отклонению от наилучшей кеплеровской кривой $\sigma(O-C)$. Во врезке показано это же распределение в интервале $0.0 \leq K/\sigma(O-C) < 4.5$ в большем масштабе.

На рис. 7 показан пример “окна видимости” \mathbf{W} с коэффициентами $\gamma = 0.75$, $\delta = 2.0$, вместе с известными 695 RV-планетами, аналогично рис. 3. Как можно видеть, с коэффициентами $\gamma = 0.75$, $\delta = 2.0$ вероятности обнаружения планет f_p во многих ячейках определены более аккуратно, в частности, в ячейке $W(2,4)$, в которую попадает планета GJ 229A b (Feng et al., 2020), вероятность обнаружения планеты $f_p = 0.0037$, а не $f_p = 0$ при $\gamma = 1$, $\delta = 1$ (рис. 3).

Тем не менее даже с коэффициентами $\gamma = 0.75$, $\delta = 2.0$ ряд ячеек матрицы \mathbf{W} содержит нули, соответствующие нулевой вероятности обнаружить планету $f_p = 0$: $W(1,1)$, $W(2,1)$, $W(3,1)$, $W(1,2)$, $W(2,2)$, $W(1,3)$, $W(1,4)$ и $W(1,5)$. Эти “вырожденные” ячейки соответствуют планетам малых масс с большими орбитальными периодами. Область с нулевой вероятностью обнаружения планет мы назвали “слепым пятном”. Обнаружить планету из “слепого пятна” при текущем состоянии наблюдательной техники невозможно, количество планет в той области остается неизвестным.

Необходимо отметить, что при $W(i,j) = 1$, $\tilde{W}(i,j) = 1$ и $V(i,j) = 1$, а при $W(i,j) = 0$, $\tilde{W}(i,j) = 0$ и $V(i,j) = 0$, так что размеры “слепого пятна” не меняются при переходе от неточной матрицы \mathbf{W} к точной матрице \mathbf{V} и наоборот.

3. ГИСТОГРАММЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ RV-ПЛАНЕТ ПО ПРОЕКТИВНЫМ МАССАМ

3.1. Скорректированная гистограмма распределения RV-планет

Чтобы построить скорректированную гистограмму $\mathbf{N}(m, P)$, запишем сначала количество планет, попавших в каждую ячейку на плоскости (m, P) (они показаны числами в верхней части каждой ячейки на рис. 3 и 7) как двумерную гистограмму $\mathbf{N}_0(m, P)$. Чтобы перейти от двумерной не скорректированной гистограммы $\mathbf{N}_0(\Delta m, \Delta P)$ к скорректированному распределению по массам RV-планет $N(m) = dN/dm$, просуммируем элементы матрицы $\mathbf{N}_0 \times (1/\mathbf{W})$ по столбцам, т.е. по орбитальным периодам:

$$\begin{aligned} \mathbf{N}(m) &= \mathbf{N}(\Delta m) = \\ &= \sum_{j=1}^{12} \mathbf{N}_0(\Delta m, \Delta_j P) \times (1/\mathbf{W}(\Delta m, \Delta_j P)). \end{aligned} \quad (14.1)$$

Однако из-за наличия “слепого пятна” (нулевого значения вероятности обнаружения планет в ячейках $W(1,1)$, $W(2,1)$, $W(3,1)$, $W(1,2)$, $W(2,2)$, $W(1,3)$, $W(1,4)$ и $W(1,5)$) соответствующие элементы матрицы \mathbf{N} не могут быть определены из-за операции деления на ноль. Соответственно, невозможно построить распределение $\mathbf{N}(m)$ на всей плоскости (m, P) , т.е. для всех индексов i, j , пробе-

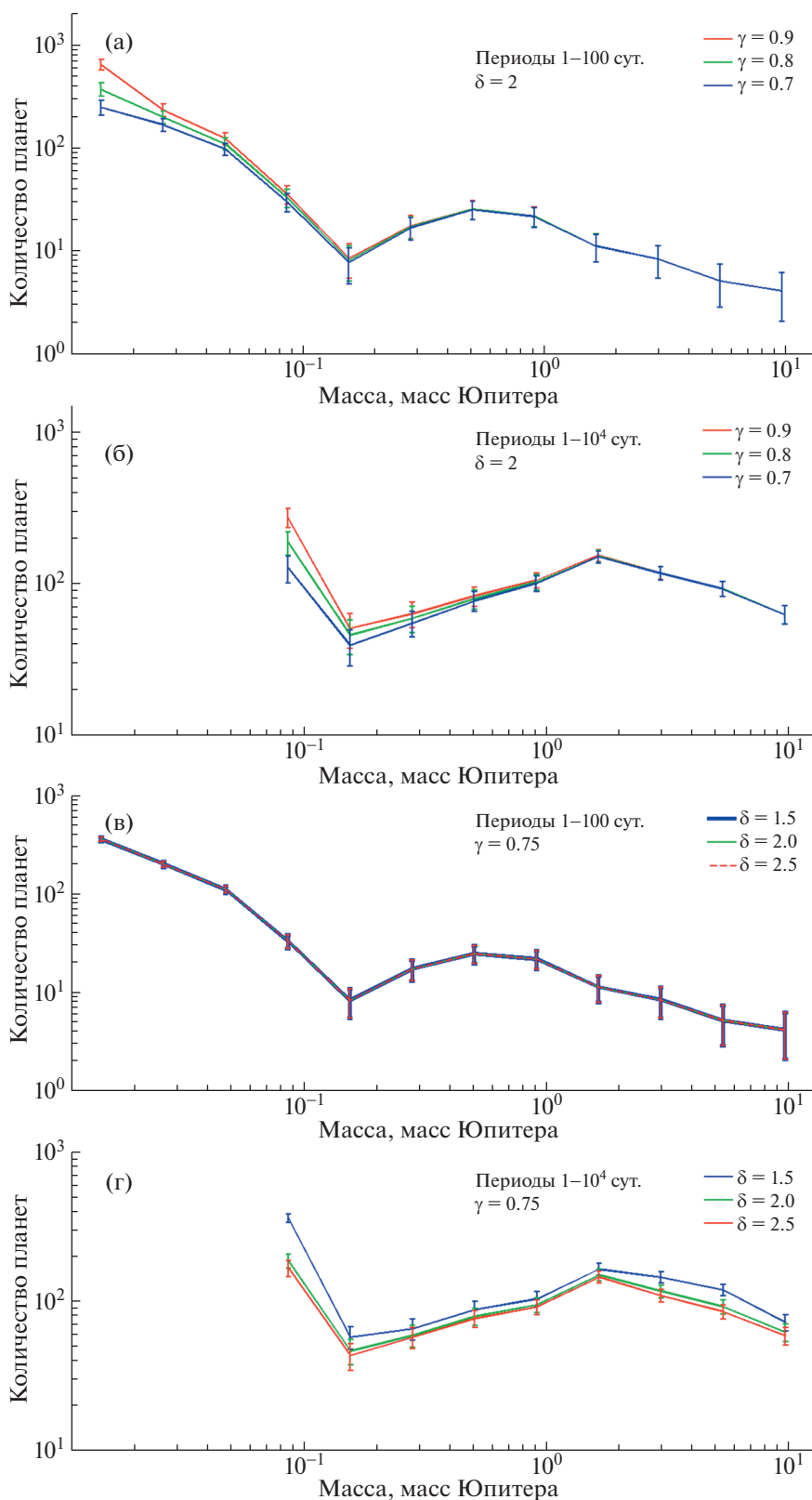


Рис. 8. Скорректированные распределения RV-планет по проективным массам. С коэффициентами $\delta = 2$, $\gamma = 0.7, 0.8$ и 0.9 : (а) Распределение планет с массами 0.011 – 13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1 – 100 земных сут.; (б) Распределение планет с массами 0.065 – 13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1 – 10^4 сут. С коэффициентами $\delta = 1.5, 2$ и 2.5 , $\gamma = 0.75$: (в) Распределение планет с массами 0.011 – 13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1 – 100 земных суток; (г) Распределение планет с массами 0.065 – 13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1 – 10^4 сут. Бары ошибок оценены по Пуассону.

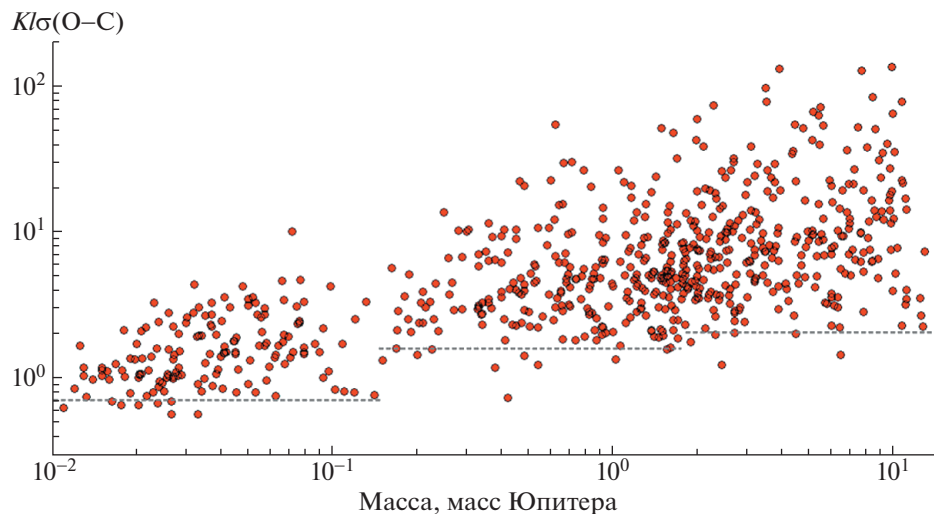


Рис. 9. Распределение 695 RV-планет на плоскости $m - K/\sigma(O-C)$. Серые пунктирные линии показывают нижнюю границу отношения $K/\sigma(O-C)$ в трех интервалах масс: 0.011–0.14 масс Юпитера ($K/\sigma(O-C) = 0.75$), 0.14–1.7 масс Юпитера ($K/\sigma(O-C) = 1.6$) и 1.7–13 масс Юпитера ($K/\sigma(O-C) = 2.0$).

одических планет полное время наблюдений всегда больше орбитального периода, т.е. $P/T < 1$.

Если положение точек излома кусочно-ступенчатого закона не зависит от конкретных значений коэффициентов γ и δ , наклоны распределений в трех интервалах масс существенно зависят от γ . Чтобы определить показатели степени на каждом из интервалов, следует рассмотреть каждый из них по отдельности.

Рассмотрим распределение известных 695 RV-планет на плоскости $m - K/\sigma(O-C)$ (рис. 9). Как можно видеть на рис. 9, минимальные значения $K/\sigma(O-C)$ различаются для планет из разных диапазонов масс (0.011–0.14 масс Юпитера, 0.14–1.7 масс Юпитера, 1.7–13 масс Юпитера, показаны серой пунктирной линией и приблизительно равны 0.75, 1.6 и 2, соответственно). Вероятно, это связано с тем, что при поиске планет малых масс требуется регистрация RV-сигналов малой амплитуды, сравнимых с уровнем шума $\sigma(O-C)$, поэтому исследователи накапливают более богатые и плотные ряды измерений. Так, чтобы обнаружить планету Проксима Центавра b [27], вызывающую колебания лучевой скорости звезды с полуамплитудой 1.38 ± 0.21 м/с, потребовалось получить 216 измерений, а чтобы обнаружить планету у звезды Барнарда [28], вызывающую колебания лучевой скорости с полуамплитудой 1.20 ± 0.12 м/с – 771 измерений. При этом для обнаружения массивных планет, вызывающих колебания лучевой скорости большой амплитуды K , достаточно 20–30 измерений. Так, для обнаружения планет-гигантов HD 208527 b и HD 220074 b [29], наводящих на родительские звезды колебания лучевой скорости с полуамплитудой $155.4 \pm$

± 3.2 м/с и 230.8 ± 5.0 м/с, потребовалось всего 24 и 32 измерения соответственно.

3.2. Распределение по проективным массам планет малых масс ($m < 0.14$ масс Юпитера)

Гистограмма распределения планет с проективными массами 0.011–0.14 масс Юпитера в зависимости от отношения $K/\sigma(O-C)$ показана на рис. 10. С уменьшением отношения $K/\sigma(O-C)$ от 5.0 до 1.0 количество планет в среднем растет. Далее, при $K/\sigma(O-C) < 1$ количество подтвержденных планет начинает быстро уменьшаться. Это может означать, что значительная часть планет с $0.5 < K/\sigma(O-C) < 1$ пока еще не обнаружена и не подтверждена, а быстрое уменьшение количества подтвержденных планет при уменьшении $K/\sigma(O-C)$ от 1 до 0.5 объясняется уменьшением эффективности их обнаружения.

Значение γ разделяет области вдоль оси $K/\sigma(O-C)$, где планета гарантированно будет обнаружена (справа от красной пунктирной линии на рис. 10), от области, где ее обнаружение невозможно (слева от красной пунктирной линии на рис. 10). Поскольку строго порог детектируемости на оси $K/\sigma(O-C)$ определить невозможно, величина γ имеет смысл усредненного коэффициента, при котором количество пропущенных планет с $K/\sigma(O-C) > \gamma$ приблизительно равно количеству известных планет с $K/\sigma(O-C) < \gamma$, наличием которых мы пренебрегаем. При значениях $K/\sigma(O-C) = [0.5-1]$ часть планет детектируется, а часть не детектируется – или теряется в шумах, или остается RV-сигналами низкой достовер-

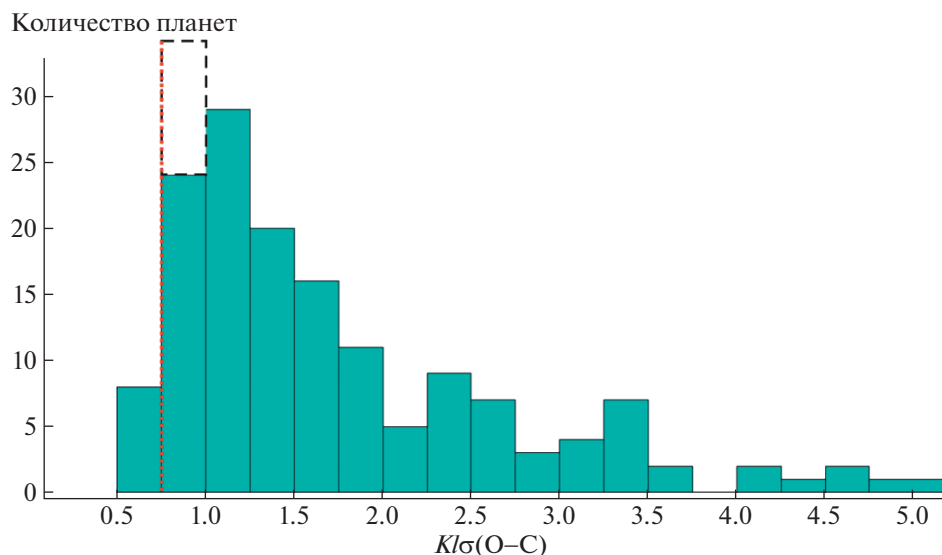


Рис. 10. Распределение RV-планет с проективными массами 0.011–0.14 масс Юпитера в зависимости от отношения $K/\sigma(O-C)$ полуамплитуды K колебаний лучевой скорости родительской звезды к среднему отклонению $\sigma(O-C)$ от наилучшей кеплеровской кривой. Красная вертикальная пунктирная линия проведена на середине наклона графика в области $0.5 < K/\sigma(O-C) < 1$ и приблизительно соответствует значению $\gamma = 0.75$.

ности, планетная природа которых еще не подтверждена.

Самые маломассивные планеты открываются, во-первых, на самых точных спектрографах (HIRES, HARPS, HARPS-N, PFS, с недавних пор ESPRESSO) с примерно одинаковой инструментальной точностью единичного измерения ~ 1 м/с, а во-вторых, у звезд с низкой активностью, так что значения $\sigma(O-C)$ для большинства маломассивных планет лежат в диапазоне 1–3 м/с. В среднем, уменьшение отношения $K/\sigma(O-C)$ означает уменьшение масс планет, при этом мы ожидаем, что по мере уменьшения массы планет количество планет будет расти. Поэтому быстрое уменьшение количества зарегистрированных планет при уменьшении $K/\sigma(O-C)$ от 1 до 0.5 маркирует порог детектируемости RV-планет современными средствами. Приблизительно оценка γ соответствует середине области [0.5–1] по оси $K/\sigma(O-C)$, т.е. значению 0.75.

Распределение по проективным массам маломассивных планет возможно построить лишь для орбитальных периодов короче 100 сут. (более долгопериодические планеты попадают в вырожденную область с нулевой вероятностью обнаружения (“слепое пятно”) и не обнаруживаются современными средствами). Для уточнения формы распределения маломассивных планет были рассмотрены планеты с проективными массами 0.011–0.21 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–100 сут. (всего 129 планет), и построено “окно видимости” в виде матрицы (10×10), не

содержащей вырожденную область с вероятностью обнаружения $f_p = 0$ (рис. 11а).

В диапазоне 0.011–0.087 масс Юпитера (3.5–28 масс Земли) скорректированные распределения с хорошей точностью следуют степенному закону (рис. 11б). Однако в области 0.087–0.14 масс Юпитера (28–43 масс Земли) скорректированные распределения отклоняются от степенного закона, существенно выходя за диапазоны ошибок (по Пуассону). Показатель степени определен по методу наименьших квадратов: для $\gamma = 0.7$ он равен -1.99 ± 0.093 , для $\gamma = 0.75$ — -2.01 ± 0.06 , для $\gamma = 0.8$ — -2.07 ± 0.074 , причем для масс планет больше 4.7 масс Земли все три распределения отличаются друг от друга менее, чем на одно стандартное отклонение.

Чтобы избежать возможных систематических ошибок, связанных с некорректным вычислением матрицы вероятностей обнаружения \mathbf{W} (“окна видимости”), и для проверки полученного результата, были рассмотрены планеты с теми же характеристиками (массами 0.011–0.21 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–100 сут.), но входящие в состав систем с низким уровнем шума $\sigma(O-C) < 4$ м/с (115 планет). Матрица “окна видимости” для этой группы планет показана на рис. 11в. Отбор малошумных систем увеличивает вероятности обнаружения планет, приближая их к 1, и уменьшает влияние “окна видимости” на скорректированное распределение, что видно из сравнения вероятности обнаружения (нижнее число в ячейке) на рис. 11а и 11в.

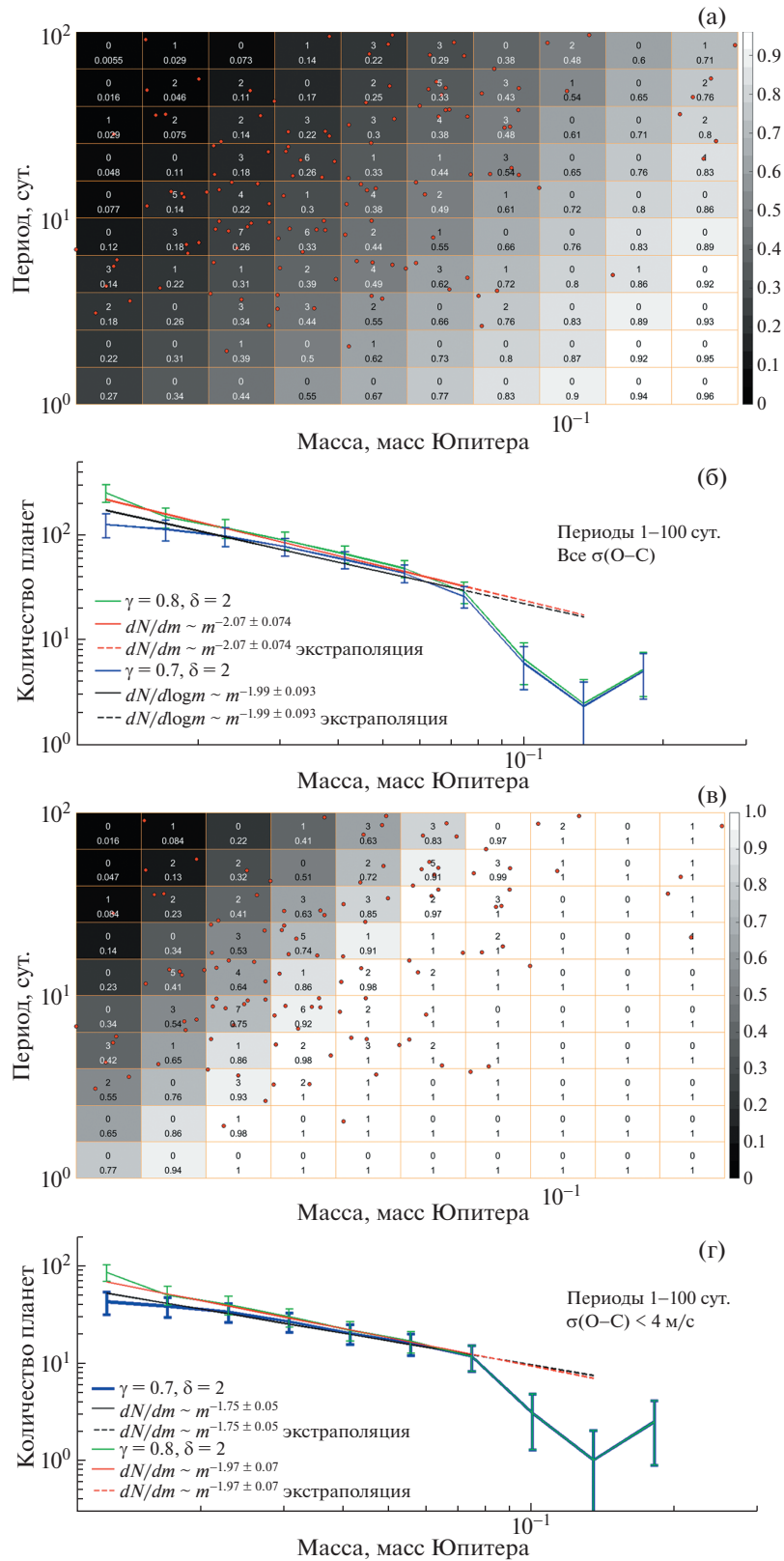


Рис. 11. (а) Матрица "окна видимости" W на плоскости "Проективная масса–Орбитальный период" с коэффициентами $\gamma = 0.75$ и $\delta = 2$ (все обозначения как для рис. 3). Массы планет находятся в диапазоне 0.011–0.21 масс Юпитера, орбитальные периоды – 1–100 сут. В указанную область попадает 129 планет. (б): Скорректированные распределения по проективным массам всех планет с массами 0.011–0.21 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–100 сут. для $\gamma = 0.7$ и $\gamma = 0.8$. Красной и черной прямыми линиями показаны степенные законы с показателем степени -2.07 и -1.99 , соответственно. Бары ошибок оценены по Пуассону. (в) и (г): то же, что и (а) и (б), соответственно, но рассмотрены только планеты из маломассивных систем, для которых $\sigma(O-C) < 4$ м/с (115 планет). Красной и черной прямыми линиями показаны степенные законы с показателем степени -1.97 и -1.75 , соответственно. Бары ошибок оценены по Пуассону.

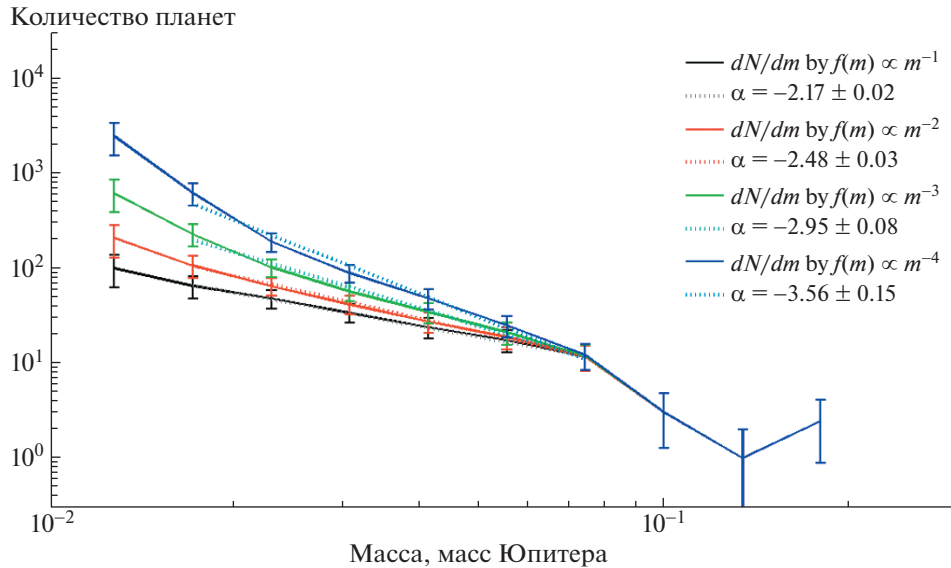


Рис. 12. Распределения по проективным массам $N(\Delta m)$ планет с массами 0.011–0.21 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–100 сут. из систем с уровнем шума $\sigma(\text{O-C}) < 4$ м/с, скорректированные с помощью матриц $\mathbf{V}(\Delta m, \Delta P)$, полученных в предположении, что распространенность планет $f_p(m)$ следует степенному закону с показателем степени: –1 (черная сплошная линия), –2 (красная сплошная линия), –3 (зеленая сплошная линия), –4 (синяя сплошная линия). Соответствующие распределения аппроксимируются степенными функциями с показателями степени -2.17 ± 0.02 (черная пунктирная линия), -2.48 ± 0.03 (красная пунктирная линия), -2.95 ± 0.08 (зеленая пунктирная линия) и -3.56 ± 0.15 (синяя пунктирная линия). Решение является самосогласованным при показателе степени, равном –3.

Скорректированное распределение планет из малозумных систем в целом имеет тот же вид, что и распределение планет из всех систем: в области 0.011–0.087 масс Юпитера (3.5–28 масс Земли) оно с хорошей точностью следует степенному закону с показателем степени -1.97 ± 0.07 для $\gamma = 0.8$, -1.95 ± 0.03 для $\gamma = 0.75$ и -1.75 ± 0.05 для $\gamma = 0.7$ (рис. 11г), причем в области масс 4.7–28 масс Земли все три распределения отличаются друг от друга меньше, чем на одно стандартное отклонение. В области масс 0.087–0.14 масс Юпитера наблюдается глубокий минимум, природа которого обсуждается в разделе 3.6.

Таким образом, распределение по проективным массам планет с массами 0.011–0.087 масс Юпитера (3.5–28 масс Земли) и орбитальными периодами 1–100 сут., скорректированное при помощи “окна видимости” \mathbf{W} , построенного по звездам с уже известными RV-планетами, следует степенному закону с показателем степени -2 ($\frac{dN}{dm} \propto m^{-2}$). Однако, как было показано в п. 1.1. (7)–(13), такой подход чреват систематическими ошибками, тем большими, чем больше отношение распространенностей планет с близкими массами, т.е. чем круче зависимость $\frac{dN}{dm}$.

Чтобы установить итоговую зависимость $N(m)$ в форме гистограммы с помощью истинного “ок-

на видимости” \mathbf{V} , построенного по всем наблюдаемым звездам, а не только по звездам с известными планетами, были вычислены отношения $\frac{\sum_{k=1}^i f_k / \sum_{k=1}^j f_k}{\sum_{k=1}^j f_k}$ (13) в предположении, что истинное распределение по проективным массам планет малых масс следует степенному закону $f(m) \propto m^{-\alpha}$ с показателем степени $\alpha = 1, 2, 3, 4$. Это позволило перейти от элементов матрицы $\tilde{\mathbf{W}}(m, P)$ к элементам матрицы $\mathbf{V}(m, P)$ для каждой строки, т.е. для каждого фиксированного P .

На рис. 12 показаны скорректированные распределения $N(\Delta m)$ для каждого из рассмотренных случаев, т.е. для $f(m) \propto m^{-\alpha}$ при $\alpha = 1, 2, 3, 4$. Самосогласованным является распределение $\frac{dN}{dm} \propto m^{-2.95 \pm 0.08}$, полученное в предположении, что истинное распределение по проективным массам планет малых масс следует степенному закону $f(m) \propto m^{-3}$.

Аналогичные вычисления были проведены для планет из систем с уровнем шума $\sigma(\text{O-C}) < 8$ м/с и $\sigma(\text{O-C}) < 15$ м/с. Полученные распределения $N(\Delta m)$ были аппроксимированы степенным законом, показатели степени которого совместимы с –3 для всех рассмотренных случаев (см. рис. 13).

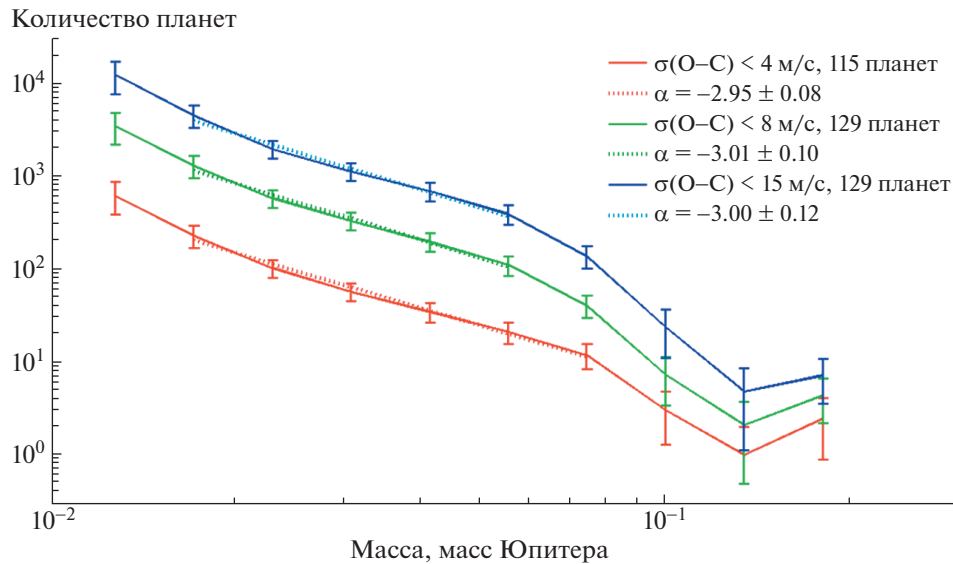


Рис. 13. Распределения $N(\Delta m)$ по проективным массам планет с массами 0.011–0.21 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–100 сут., скорректированные с помощью матрицы $V(\Delta m, \Delta P)$. Рассмотрены планеты из планетных систем с уровнем шума $\sigma(O-C) < 4$ м/с (соответствующее распределение показано красной линией), $\sigma(O-C) < 8$ м/с (распределение показано зеленой линией) и $\sigma(O-C) < 15$ м/с (показано синей линией). В диапазоне 0.015–0.065 масс Юпитера все полученные распределения следуют степенному закону с показателем степени, близким к -3 .

В области 0.087–0.14 масс Юпитера (28–43 масс Земли) наблюдается минимум, характеристики которого обсуждаются в разделе 3.6.

3.3. Распределение по проективным массам планет средних масс (0.12–2.2 масс Юпитера)

Гистограмма распределения количества RV-планет в зависимости от отношения $K/\sigma(O-C)$ для планет с массами от 0.12 до 2.2 масс Юпитера показана на рис. 14. В этот диапазон попадает 315 планет.

При уменьшении величины $K/\sigma(O-C)$ от 5 до 1.75 количество планет в каждом интервале разбиения остается приблизительно постоянным и в среднем равным 12. Продолжая эту тенденцию для значений $K/\sigma(O-C)$ в диапазоне 1.50–1.75, получаем ожидаемое количество планет, которое существенно превышает наблюдаемое. Полагая, что резкое уменьшение количества планет с $K/\sigma(O-C)$ от 1.5 до 1.75 вызвано уменьшением эффективности их обнаружения, находим, что для планет с проективными массами от 0.12 до 2.2 масс Юпитера $\gamma = 1.5-1.7$.

Матрица “окна видимости” W для планет с проективными массами 0.12–2.2 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–10⁴ сут., построенная с $\gamma = 1.6$, $\delta = 2$, показана на рис. 15а. На рис. 15б представлено распределение планет с проективными массами 0.12–2.2 масс Юпитера, скорректированное посредством матрицы W с $\gamma = 1.5$ и 1.7, $\delta = 2$.

Скорректированное с помощью матрицы $W(m, P)$, распределение по проективным массам планет dN/dm с массами 0.21–2.2 масс Юпитера следует степенному закону с показателем степени -0.71 ± 0.03 и -0.80 ± 0.04 для $\gamma = 1.5$ и 1.7 соответственно. При аппроксимации степенным законом была исключена из рассмотрения крайняя левая точка, т.е. область масс 0.12–0.21 масс Юпитера, которая обсуждалась в разделе 3.2.

Для проверки полученного результата были рассмотрены планеты с такими же характеристиками (массами 0.12–2.2 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–10⁴ сут.), но входящие в состав систем с низким уровнем шума $\sigma(O-C) < 8$ м/с (225 планет) (рис. 15в, г). Скорректированное с помощью матрицы $W(m, P)$ распределение по проективным массам dN/dm планет из малозумных систем следует степенному закону с показателем степени -0.74 ± 0.03 и -0.82 ± 0.04 для $\gamma = 1.5$ и 1.7 соответственно. Как можно видеть, выбор планет из малозумных систем не существенно влияет на показатели степени степенных законов, аппроксимирующих распределения RV-планет средних масс (эти показатели отличаются друг от друга меньше, чем на одно стандартное отклонение).

В области средних масс эффективность обнаружения планет зависит и от уровня шума $\sigma(O-C)$ (который ограничивает эффективность обнаружения со стороны малых масс), и от времени наблюдения T (которое ограничивает эффективность обнаружения со стороны больших орби-

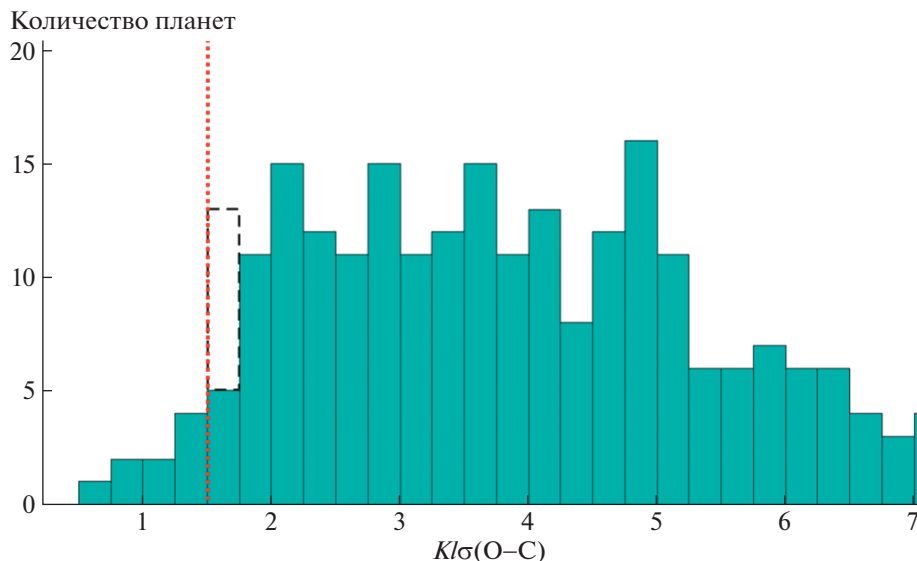


Рис. 14. Распределение RV-планет с проективными массами 0.12–2.2 масс Юпитера в зависимости от отношения полуамплитуды K колебаний лучевой скорости родительской звезды к среднему отклонению $\sigma(O-C)$ от наилучшей кеплеровской кривой $K/\sigma(O-C)$. Прямоугольник, очерченный черной пунктирной линией, показывает ожидаемое количество планет, полученное экстраполяцией тенденции со стороны больших значений $K/\sigma(O-C)$, но которые фактически пропущены. Ожидаемое количество пропущенных планет приблизительно равно количеству планет с $K/\sigma(O-C) < 1.5$. Вертикальная красная пунктирная линия соответствует $\gamma = 1.5$.

тальных периодов), поэтому нельзя прямо применить подход, описанный в разделе 2.1 (7)–(13). Однако возможно выбрать системы с достаточно долгим временем наблюдений так, чтобы для них условие (6.1) всегда было выполнено. Чтобы по возможности охватить как можно больше планет, были рассмотрены системы со временем наблюдений, большим ≈ 2000 (1990.5) сут. Для планет в этих системах с орбитальными периодами меньше 3981 сут. условие (6.1) выполняется всегда, и можно применять формализм (7)–(13). Таким образом, при построении гистограмм исключаются из рассмотрения планеты с наибольшими орбитальными периодами (3981– 10^4 сут.), попадающими в самую верхнюю строку матрицы \mathbf{W} (рис. 15а, в).

Чтобы вычислить элементы матрицы $\mathbf{V}(m, P)$ через элементы матрицы $\tilde{\mathbf{W}}(m, P)$, было принято, что распределение по проективным массам планет средних масс (0.12–2.2 масс Юпитера) следует степенному закону $f(m) \propto m^\alpha$ с показателем степени $\alpha = -0.8, -1, -1.2$. На рис. 16 показано распределение по проективным массам, полученное в предположении $\alpha = -1$.

В табл. 1 проведено сравнение предполагаемых показателей степени α истинного распределения по проективным массам $f(m) \propto m^\alpha$ планет с массами 0.12–2.2 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–3981 сут., с показателями степени, полученными аппроксимацией степенным

законом распределений, скорректированных при помощи матрицы $\mathbf{V}(m, P)$. Рассматривались три гипотезы о значении α : $-0.8, -1.0, -1.2$, для систем с уровнем шума $\sigma(O-C) < 50$ м/с, $\sigma(O-C) < 15$ м/с и $\sigma(O-C) < 8$ м/с. Гипотеза с $\alpha = -1.2$ исключается, однако имеющиеся данные не позволяют сделать выбор между гипотезами с $\alpha = -0.8$ и $\alpha = -1.0$.

Результаты вычислений, представленные в табл. 1, показывают, что распределение по проективным массам планет с массами 0.12–2.2 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–3981 сут., следует степенному закону с показателем степени $-0.8 \dots -1$: $N(\Delta m) \propto m^{-0.8 \dots -1}$. Для планет из малозумных систем ($\sigma(O-C) < 8$ м/с) самосогласованной является гипотеза, что показатель степени равен -1 : $N(\Delta m) \propto m^{-1}$. Для шумных систем ($\sigma(O-C) < 50$ м/с) показатель степени ближе к -0.8 : $N(\Delta m) \propto m^{-0.8}$. Имеющиеся данные не позволяют сделать выбор между этими гипотезами.

3.4. Распределение по проективным массам планет больших масс (2.2–13 масс Юпитера)

На рис. 17 показаны гистограммы распределения количества RV-планет в зависимости от отношения $K/\sigma(O-C)$ для планет с массами 1.2–13 и 2.2–13 масс Юпитера. В первый диапазон попадает 361 планета, во второй – 231 планета.

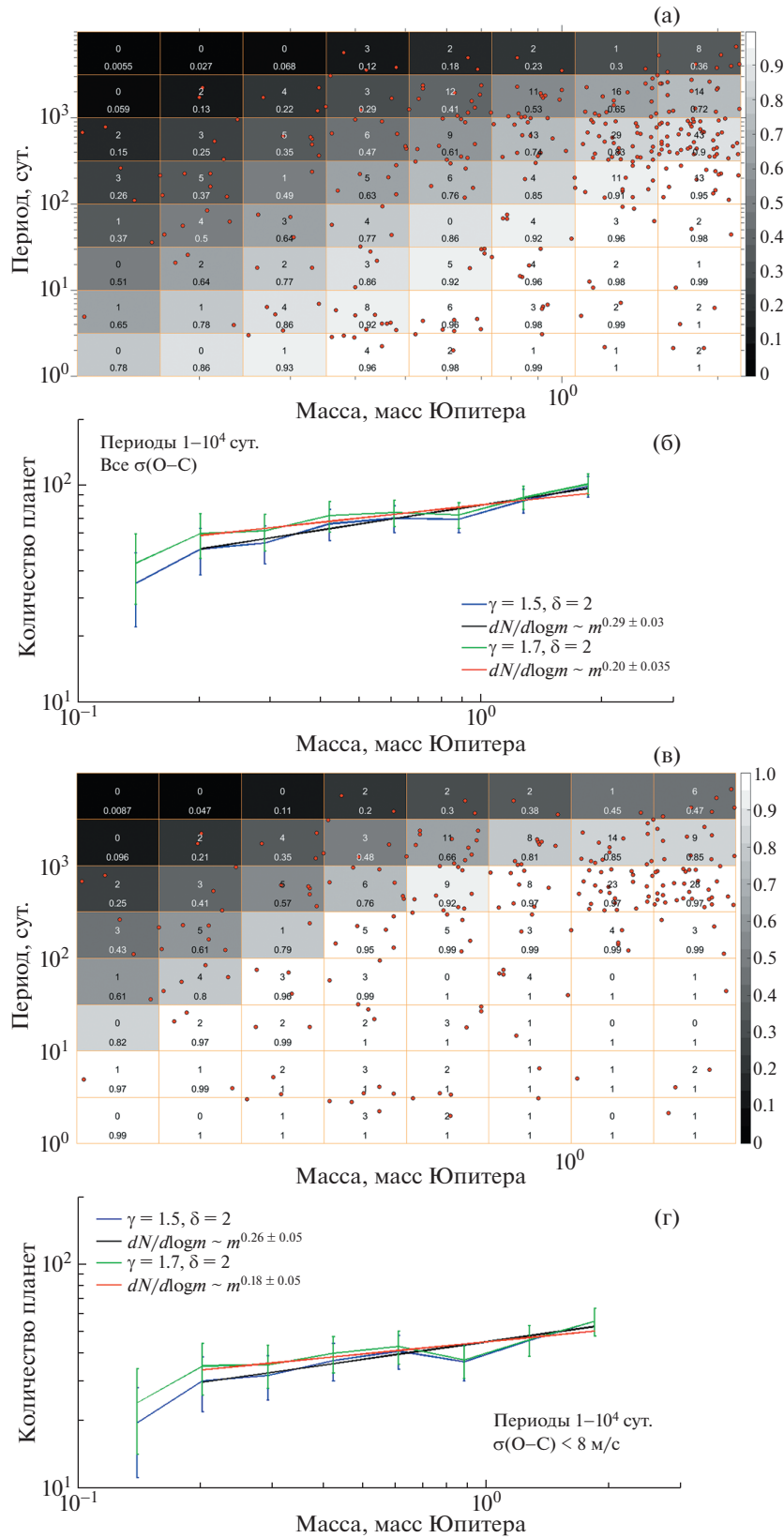


Рис. 15. (а) Матрица “окна видимости” W на плоскости “Проективная масса – Орбитальный период” с коэффициентами $\gamma = 1.6$ и $\delta = 2$, все обозначения как для рис. 3. Проективные массы планет находятся в диапазоне 0.12–2.2 масс Юпитера, орбитальные периоды – $1-10^4$ сут., всего охвачено 315 планет. (б) Скорректированные распределения по проективным массам всех планет с массами 0.12–2.2 масс Юпитера и орбитальными периодами $1-10^4$ сут. для $\gamma = 1.5$ и $\gamma = 1.7$. Красной и черной прямыми линиями показаны степенные законы с показателем степени -0.8 и -0.71 соответственно. (в) и (г) – то же, что и (а), (б), но рассмотрены только планеты из маломассивных систем, для которых $\sigma(O-C) < 8$ м/с (225 планет). Красной и черной прямыми линиями показаны степенные законы с показателем степени -0.82 и -0.74 .

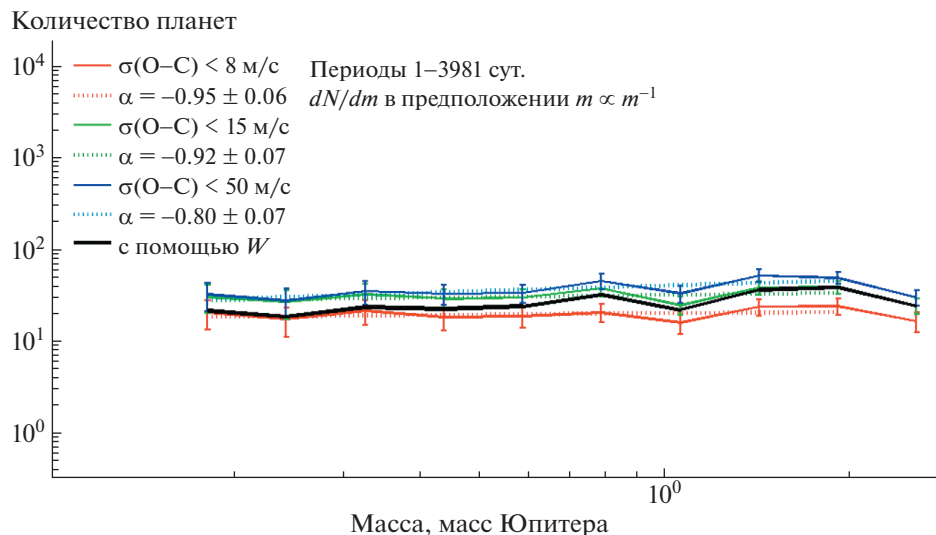


Рис. 16. Распределение по проективным массам планет с массами 0.12–2.2 масс Юпитера с орбитальными периодами 1–3981 сут., скорректированное с помощью матрицы “окна видимости” $V(m, P)$ для систем с уровнем шума $\sigma(O-C) < 50$ м/с (показано синей сплошной линией), $\sigma(O-C) < 15$ м/с (показано зеленой сплошной линией), $\sigma(O-C) < 8$ м/с (показано красной сплошной линией). Черной линией показано распределение, скорректированное с помощью матрицы $W(m, P)$ с $\gamma = 1.6$ и $\delta = 2$. Синяя, зеленая и красная пунктирные линии соответствуют степенным законам с показателем степени -0.80 , -0.92 и -0.95 соответственно.

Значение 1.7 масс Юпитера соответствует середине интервала разбиения, левая граница которого – 1.2 масс Юпитера, а правая – 2.2 масс Юпитера. Хотя в диапазоне 1.2–13 масс Юпитера у 10 планет $K/\sigma(OC) < 2$, 7 из них попадают в интервал 1.2–2.2 масс Юпитера, и только 3 – в диапазон 2.2–13 масс Юпитера (см. рис. 17). Поскольку только для 3 планет из 231 (1.3%) $K/\sigma(OC) < 2$, для планет с проективными массами 2.2–13 масс Юпитера было принято $\gamma = 2$.

Скорректированное с помощью матрицы W , распределение по проективным массам планет с массами 2.2–13 масс Юпитера следует степенному закону плохо (рис. 18б): в области 6–9 масс Юпитера на распределении наблюдается особенность (избыток количества планет). Если аппроксимировать распределение степенным законом (черная линия на рис. 18б), показатель степени окажется равным -1.69 ± 0.11 (при аппроксима-

ции была исключена из рассмотрения крайняя левая точка, т.е. область масс 1.2–2.2 масс Юпитера, которая обсуждалась в разделе 3.3). Если описать распределение в виде суммы степенного закона и избытка массивных планет (красная линия на рис. 18б), то показатель степени окажется равным -1.83 ± 0.03 .

Для проверки полученного результата были рассмотрены планеты с теми же характеристиками (проективные массы 2.2–13 масс Юпитера, орбитальные периоды 1– 10^4 сут.), но входящие в состав систем с низким уровнем шума $\sigma(O-C) < 15$ м/с (268 планет) (рис. 18в и 18г).

Распределение по проективным массам планет из малозумных систем демонстрирует форму, аналогичную распределению планет из систем с произвольным уровнем шума (рис. 18г) – в области 6–9 масс Юпитера наблюдается избыток планет. Если аппроксимировать распределение

Таблица 1. Гипотеза о величине α в ожидаемом распределении и значения α , полученные аппроксимацией степенным законом скорректированных распределений

$\sigma(O-C)$, количество планет	Гипотеза о величине α .		
	Скорректированное с $V(m, P)$ распределение, аппроксимированное степенным законом с показателем степени α		
	$\alpha = -0.8$	$\alpha = -1$	$\alpha = -1.2$
$\sigma(O-C) < 50$ м/с, 201 планета	-0.73 ± 0.06	-0.80 ± 0.06	-0.83 ± 0.06
$\sigma(O-C) < 15$ м/с, 188 планет	-0.86 ± 0.07	-0.92 ± 0.07	-0.93 ± 0.07
$\sigma(O-C) < 8$ м/с, 144 планеты	-0.91 ± 0.06	-0.95 ± 0.06	-0.99 ± 0.07

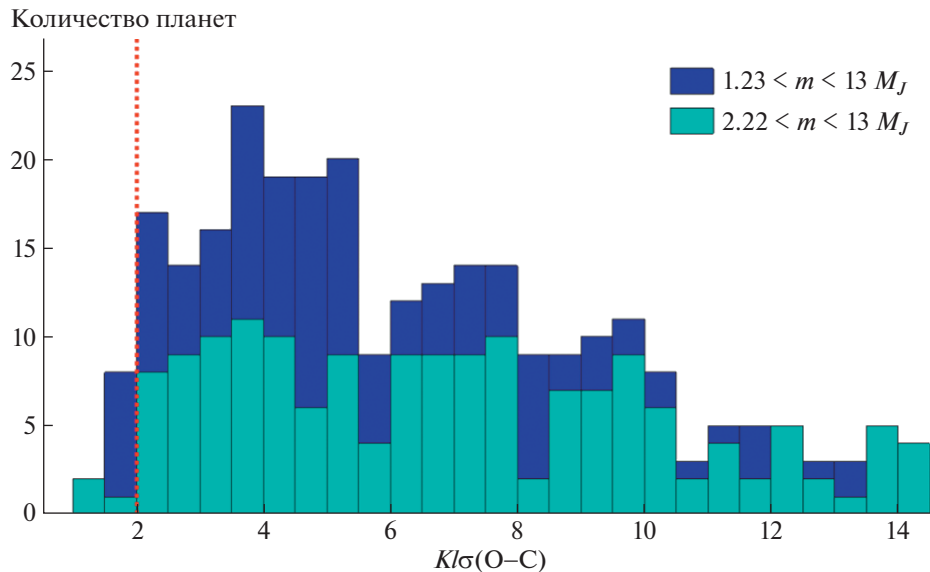


Рис. 17. Распределения в зависимости от отношения полуамплитуды K колебаний лучевой скорости родительской звезды к среднему отклонению $\sigma(O-C)$ от наилучшей кеплеровской кривой $K/\sigma(O-C)$ RV-планет с проективными массами 1.2–13 масс Юпитера (показано синим цветом) и 2.2–13 масс Юпитера (показано изумрудным цветом). Вертикальная красная пунктирная линия соответствует $\gamma = 2$.

единым степенным законом (черная линия на рис. 18г), показатель степени будет равен -1.91 ± 0.13 , а если представить распределение в виде суммы степенного закона и избытка массивных планет (красная линия на рис. 18г), показатель степени будет равен -2.06 ± 0.03 .

Различия в наклоне обоих распределений обусловлены не влиянием “окна видимости” \mathbf{W} , которое в этой области масс почти прозрачно (т.е. вероятности обнаружения планет в соответствующих ячейках матрицы \mathbf{W} близки к 1), а отбором планет (ср. рис. 18б, г). Наблюдаемые распределения планет из “шумных” и “не шумных” систем значительно различаются между собой (рис. 19).

58 из 85 планет (~68%) “шумной” группы вращаются вокруг звезд красных гигантов (звезд с радиусами больше 4 радиусов Солнца), среди остальных – планеты у молодых звезд с очень высоким уровнем хромосферной активности и у быстро вращающихся F-звезд (HD 1666 b, HD 113337 b). Значительная часть планет с массами 1–5 масс Юпитера у звезд этого типа может быть пропущена, кроме того, распределение планет у звезд промежуточной массы (1.3–3 солнечных масс) может отличаться от распределения планет у солнцеподобных звезд и красных карликов.

Для планет с проективными массами 2.2–13 масс Юпитера, открытых в системах с низким уровнем шума $\sigma(O-C) < 15$ м/с, условие (6.2) выполняется всегда, т.е. эффективность обнаружения планет определяется одним фактором – временем наблюдений T . Соответственно, можно

применить формализм, описанный в разделе 2.1, с заменой проективной массы искусственных планет m на орбитальный период P , и перейти от матрицы $\tilde{\mathbf{W}}(\Delta m, \Delta P)$ к матрице $\mathbf{V}(\Delta m, \Delta P)$. В качестве предположений о зависимости распространенности массивных планет-гигантов от их орбитального периода были рассмотрены 3 гипотезы: $dN/d \log(P) \propto \text{const}$, $dN/d \log(P) \propto P^{0.25}$ и $dN/d \log(P) \propto P^{0.5}$. Более детально распределение планет-гигантов в зависимости от орбитального периода рассмотрено в разделе 4.

Как можно видеть на рис. 20, финальная коррекция с помощью матрицы $\mathbf{V}(\Delta m, \Delta P)$ почти не влияет на форму распределения по проективным массам планет с массами 2.2–13 масс Юпитера.

Распределение по проективным массам массивных планет-гигантов, скорректированное матрицей \mathbf{V} , плохо описывается степенным законом – наблюдается максимум в области 6–9 масс Юпитера. Если аппроксимировать степенным законом распределение массивных планет-гигантов из малозумных систем с $\sigma(O-C) < 15$ м/с, показатель степени совместим с -2 независимо от предположений о зависимости распространенности планет от их орбитального периода $f(P)$. Если аппроксимировать степенным законом распределение массивных планет-гигантов из систем с произвольным уровнем шума $\sigma(O-C)$, показатель степени оказывается равен -1.7 ± 0.15 .

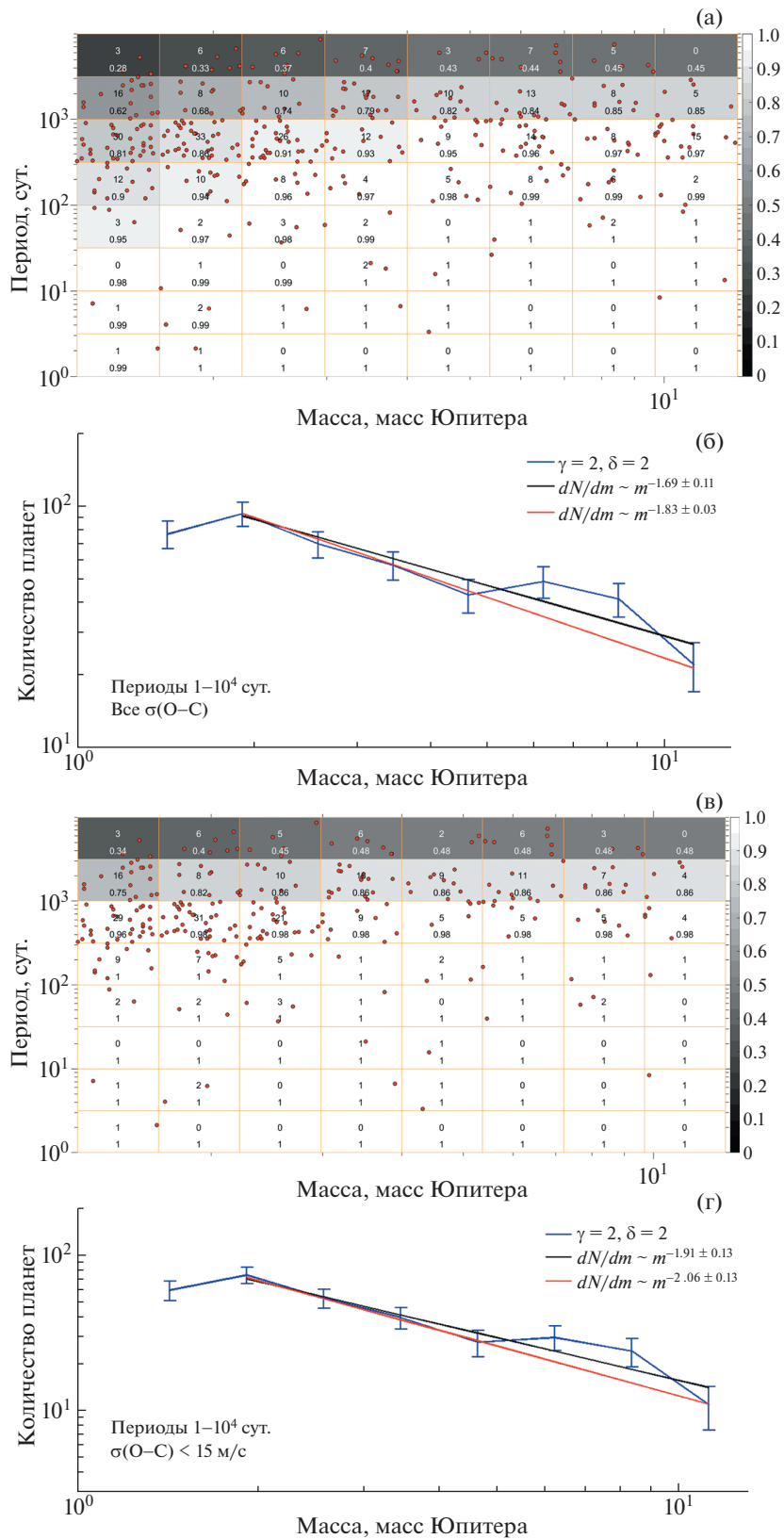


Рис. 18. (а) Матрица "окна видимости" W на плоскости "Проективная масса – Орбитальный период" с коэффициентами $\gamma = 2$ и $\delta = 2$, все обозначения как для рис. 1. Проективные массы планет находятся в диапазоне 1.2–13 масс Юпитера, орбитальные периоды – 1–10⁴ сут., всего охвачено 355 планет. (б) Скорректированное с помощью матрицы W распределение по проективным массам планет с массами 1.2–13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–10⁴ сут. Красной и черной линиями показаны степенные законы с показателями степени -1.83 и -1.69 соответственно. (в) и (г) – то же, что и (а), (б), но для 268 планет из систем с низким уровнем шума $\sigma(O-C) < 15$ м/с. Красной и черной линиями показаны степенные законы с показателями степени -2.06 и -1.91 соответственно.

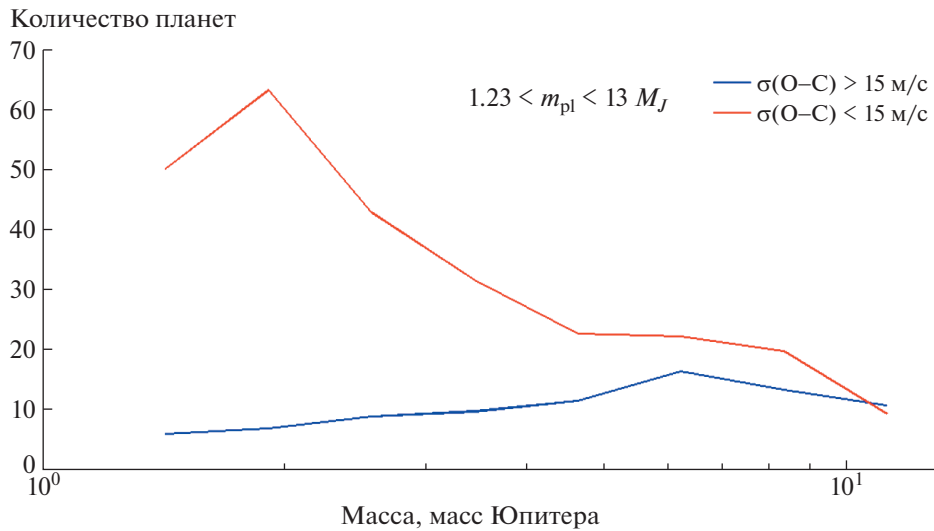


Рис. 19. Наблюдаемые (не скорректированные, из Экзопланетного архива НАСА [11]) распределения по проективным массам планет с массами 1.2–13 масс Юпитера из “шумных” систем ($\sigma(O-C) > 15$ м/с, синяя линия, 85 планет) и “не шумных” систем ($\sigma(O-C) < 15$ м/с, красная линия, 268 планет).

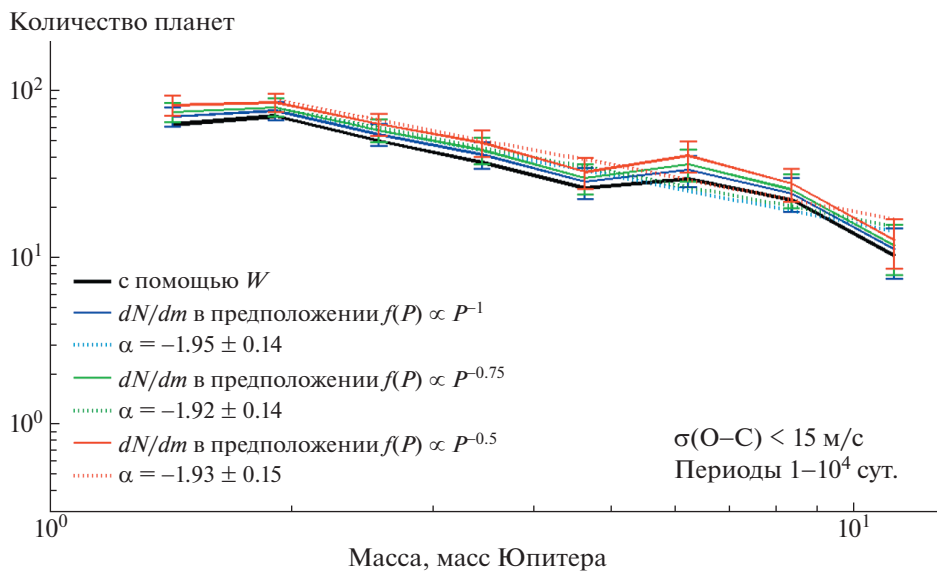


Рис. 20. Распределение по проективным массам $N(\Delta m)$ планет с массами 2.2–13 масс Юпитера, скорректированное с помощью матрицы “окна видимости” \mathbf{V} , вычисленной для трех гипотез о зависимости распространенности планет-гигантов от орбитальных периодов P : $f(P) \propto P^{-1}$ (показано синей линией), $f(P) \propto P^{-0.75}$ (показано зеленой линией), $f(P) \propto P^{-0.5}$ (показано красной линией). Черной линией показано распределение, скорректированное матрицей \mathbf{W} с $\delta = 2, \gamma = 2$. Синяя, зеленая и красная пунктирные линии соответствуют степенным законам с показателем степени $-1.95, -1.92$ и -1.93 соответственно.

3.5. Составное распределение RV-планет по проективным массам. Сравнение с космогонической теорией популяционного синтеза

Распределение RV-планет по проективным массам, скорректированное с помощью алгоритма “окна видимости”, с хорошей точностью следует кусочно-степенному закону. В области 0.011–

0.087 масс Юпитера (3.5–28 масс Земли) показатель степени равен -3 : $dN/dm \propto m^{-3}$ (рис. 12). В области 0.087–0.21 масс Юпитера (28–67 масс Земли) распределение демонстрирует минимум, глубина которого максимальна в области 0.12–0.16 масс Юпитера (37–50 масс Земли), где количество планет в 7.7 раза меньше значения, пред-

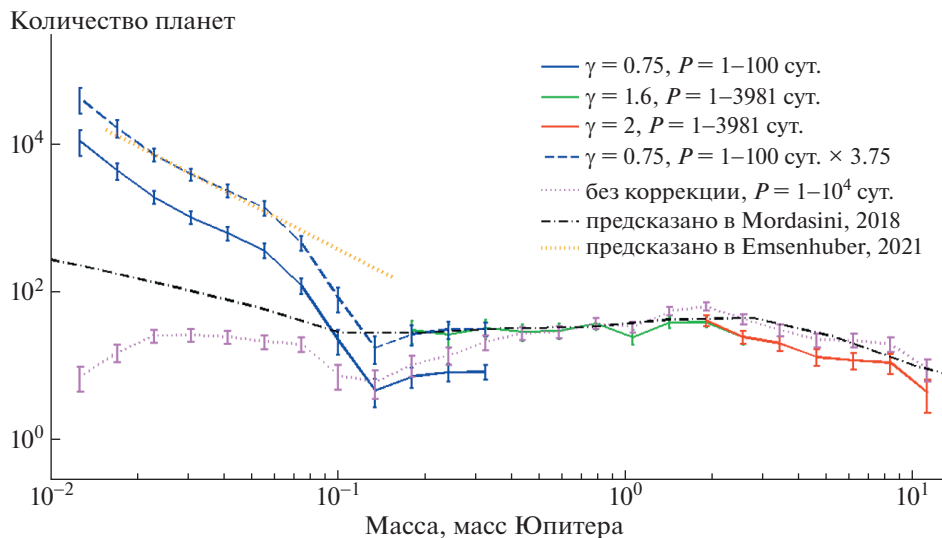


Рис. 21. Составное скорректированное распределение по проективным массам 598 RV-планет с массами 0.011–13 масс Юпитера из систем с уровнем шума $\sigma(O-C) < 15$ м/с. Для всех распределений принято $\delta = 2$. Синяя сплошная линия показывает распределение планет с периодами 1–100 сут. ($\gamma = 0.75$), синяя пунктирная линия показывает это же распределение, умноженное на 3.75. Зеленая и красная линии показывают скорректированное распределение планет с периодами 1–3981 сут. с $\gamma = 1.6$ и $\gamma = 2$ соответственно. Точечная малиновая линия показывает первоначальное (не скорректированное) распределение RV-планет с периодами 1– 10^4 сут. (из Экзопланетного архива НАСА [1]). Черная штрихпунктирная линия показывает распределение экзопланет по массам, предсказанное космогонической теорией популяционного синтеза [30], оранжевая точечная линия – распределение планет с массами 5–50 масс Земли согласно новому поколению космогонических моделей популяционного синтеза [31].

сказанного степенным законом с показателем степени -3 (рис. 13). В области 0.21–2.2 масс Юпитера распределение следует степенному закону с показателем степени, находящемуся в диапазоне $-0.8...-1.0$: $dN/dm \propto m^{-0.8...-1}$ (рис. 16). В области 2.2–13 масс Юпитера распределение может быть аппроксимировано степенным законом с показателем степени, находящемуся в диапазоне $-1.7...-2.0$: $dN/dm \propto m^{-1.7...-2.0}$ (рис. 18).

Из-за наличия “слепого пятна”, т.е. области на плоскости “Проективная масса – Орбитальный период”, где эффективность обнаружения планет методом лучевых скоростей равна нулю, невозможно построить скорректированное распределение всех RV-планет с проективными массами 0.011–13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1– 10^4 сут. Однако возможно построить составное распределение, расположив на одном графике распределение маломассивных планет с массами 0.011–0.21 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–100 сут., и распределение планет средних и больших масс (0.21–13 масс Юпитера) с орбитальными периодами 1–3981 сут. Для большого единообразия учитывались только системы с уровнем шума $\sigma(O-C) < 15$ м/с (598 планет). При построении распределений планет средних и больших масс учитывались только системы, для которых время наблюдений превышает 1990.5 сут.

На рис. 21 распределение маломассивных планет представлено дважды, в оригинальном виде и умноженное на 3.75 (последнее показано синей пунктирной линией). Коэффициент 3.75 был получен как отношение количества планет с проективными массами 0.16–0.38 масс Юпитера с периодами 1–3981 сут. и 1–100 сут. Тем самым было проиллюстрировано предположение, что распределение не поддающихся обнаружению (на сегодняшний день) маломассивных планет из “слепого пятна”, т.е. с периодами 10^2 – 10^4 сут., имеет тот же вид, что и распределение маломассивных планет с периодами 1–100 сут.

С помощью методов популяционного синтеза в [30] Кристоф Мордасини обобщил созданную большим коллективом исследователей теоретическую модель формирования и эволюции планет, следовательно, теоретическое распределение планет по массам можно сравнить с наблюдаемым. Предсказанное в [30] распределение экзопланет по массам, представленное на рис. 10 (верхний левый график) его работы, воспроизведено в настоящей работе на рис. 21 черной штрихпунктирной линией. В диапазоне 1–30 масс Земли (0.003–0.1 масс Юпитера) предсказанное распределение следует степенному закону с показателем степени -2 , т.е. $dN/dm \propto m^{-2}$. В диапазоне 0.1–5 масс Юпитера это распределение следует степенному закону с показателем степени -1 , т.е.

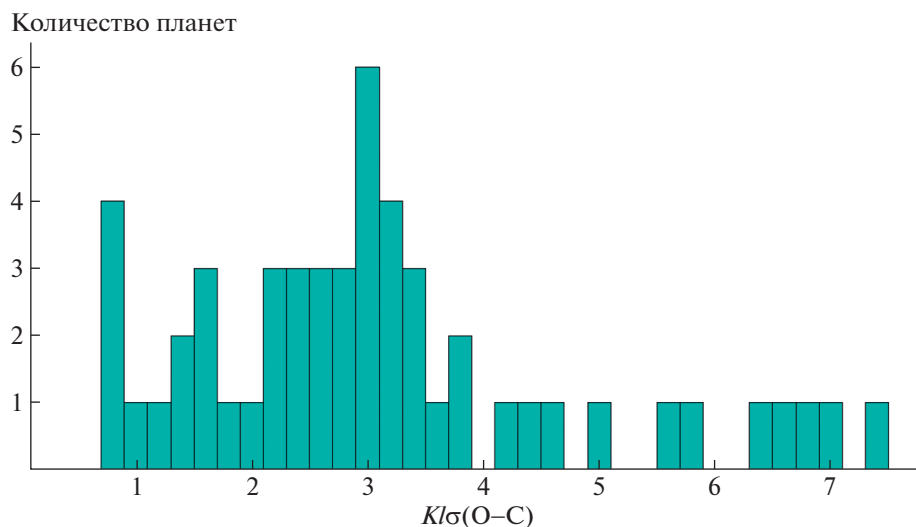


Рис. 22. Распределение 58 RV-планет с массами 0.087–0.38 масс Юпитера и периодами 1–10⁴ сут. в зависимости от отношения $K/\sigma(O-C)$.

$dN/dm \propto m^{-1}$ (плоское в логарифмическом масштабе), а для планет с массами больше 5 масс Юпитера показатель степени снова становится равным -2 . Распределение по проективным массам RV-планет, скорректированное с помощью алгоритма “окна видимости”, хорошо согласуется с предсказаниями теории популяционного синтеза [30] в области 0.21–13 масс Юпитера, но не согласуется для маломассивных планет ($m < 0.21$ масс Юпитера). Однако новое поколение моделей популяционного синтеза (например, [31]) предсказывает распределение $dN/dm \propto m^{-3}$ в области масс планет, равных 5–50 масс Земли. В диапазоне 0.087–0.21 масс Юпитера наблюдается дефицит планет (т.н. “пустыня горячих нептун”), природа которого обсуждается ниже.

3.6. Минимум в области 0.087–0.21 масс Юпитера

В области масс 0.087–0.21 масс Юпитера скорректированное распределение RV-планет по проективным массам демонстрирует глубокий минимум. Вместе с тем стоит отметить, что в этой области происходит скачок в эффективности обнаружения планет: для планет меньших масс применяется коэффициент $\gamma = 0.75$, для планет больших масс – $\gamma = 1.6$. Необходимо определить, может ли наблюдаемый минимум быть следствием некорректной оценки эффективности обнаружения планет с массами 0.087–0.21 масс Юпитера, т.е. локальной некорректной оценкой коэффициента γ (скачкообразным переходом от $\gamma = 0.75$ к $\gamma = 1.6$).

На рис. 22 показано распределение в форме гистограммы 58 RV-планет с массами 0.087–0.38 масс Юпитера в зависимости от отношения

$K/\sigma(O-C)$ полуамплитуды K колебаний лучевой скорости родительской звезды к среднему отклонению $\sigma(O-C)$ от наилучшей кеплеровской кривой, аналогичное распределениям, представленным на рис. 10, 14 и 17.

Хотя для данного диапазона масс $\gamma = 0.75$, было проанализировано влияние изменения коэффициента γ на глубину минимума в распределении RV-планет по проективным массам путем сравнения скорректированных распределений, полученных с помощью $\gamma = 0.75$ и $\gamma = 1.6$. Были рассмотрены планеты с орбитальными периодами 1–100 сут. из систем с уровнем шума $\sigma(O-C) < 8$ м/с. Результат представлен на рис. 23а.

Как можно видеть на рис. 23а, изменение коэффициента γ качественно не меняет вида распределения. В области минимума (0.108–0.135 масс Юпитера или 34–43 масс Земли) количество планет, предсказанное степенным законом со стороны малых масс (черная пунктирная линия на рис. 23а), в ~ 7 раз больше количества планет, скорректированного “окном видимости” V для $\gamma = 0.75$. При этом количество планет в этой же области, скорректированное “окном видимости” с $\gamma = 1.6$, в 3.6 раза меньше количества планет, предсказанного степенным законом. Таким образом, можно сделать вывод, что минимум в области 0.087–0.21 масс Юпитера не может быть объяснен только за счет скачка в значении γ .

На рис. 23б исследованы распределения RV-планет по проективным массам в зависимости от орбитальных периодов: 10–1000 сут., 4.64–464 сут., 2.15–215 сут. и 1–100 сут. (были выбраны интервалы периодов, равные в логарифмическом масштабе, так, чтобы верхняя граница диапазона в 100 раз превосходила нижнюю границу).

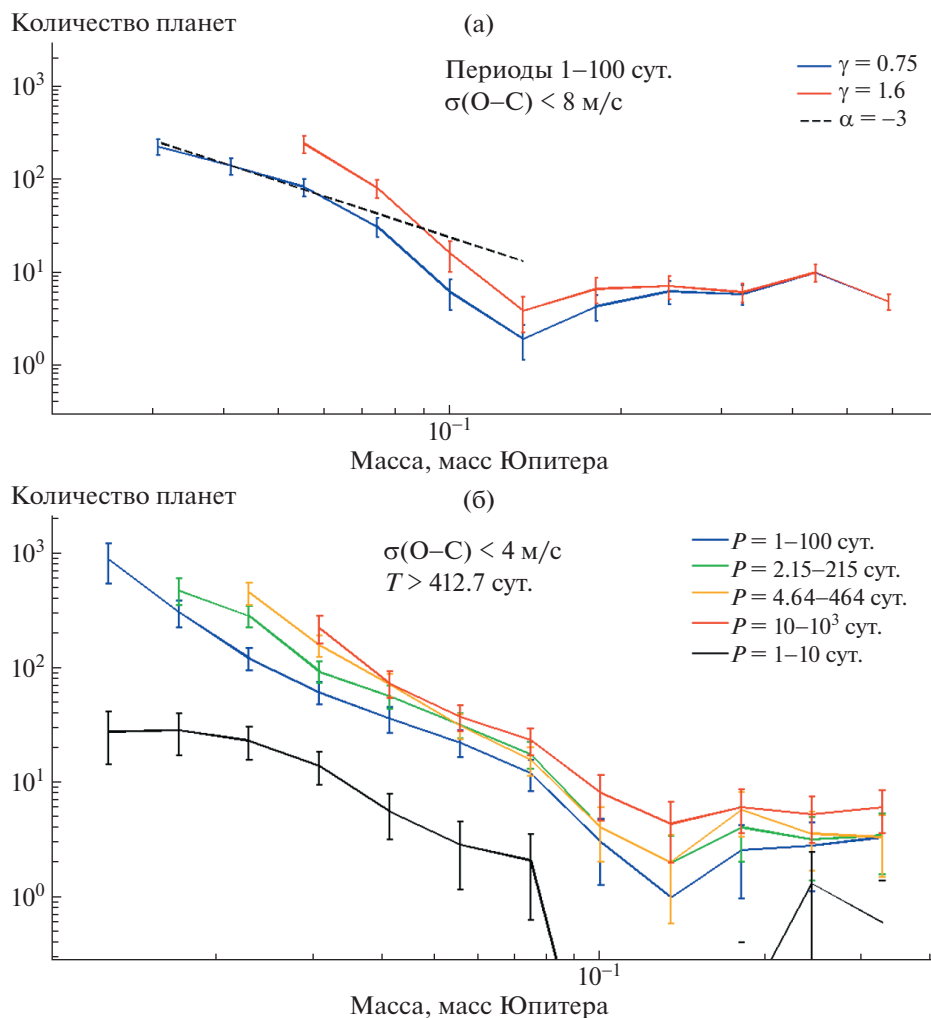


Рис. 23. (а) Скорректированные с помощью матрицы V распределения по проективным массам RV-планет с массами 0.036–0.38 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–100 сут. из систем с уровнем шума $\sigma(O-C) < 8$ м/с. Синей линией показано распределение, скорректированное с $\gamma = 0.75$, красной линией – распределение, скорректированное с $\gamma = 1.6$. Черной пунктирной линией показан степенной закон с показателем степени -3 ($dN/d \log m \propto m^{-2}$, соответствующий $dN/dm \propto m^{-3}$). (б) Скорректированные с помощью матрицы V распределения по проективным массам планет из систем с низким уровнем шума $\sigma(O-C) < 4$ м/с, полное время наблюдений которых превышает 412.7 сут.: с орбитальными периодами 1–100 сут. (показано синей линией), 2.15–215 сут. (показано зеленой линией), 4.64–464 сут. (показано желтой линией), $10-10^3$ сут. (показано красной линией), 1–10 сут. (показано черной линией). Таким образом, можно сделать вывод, что минимум в области 0.087–0.21 масс Юпитера обусловлен дефицитом планет с малыми орбитальными периодами.

Рисунок 236 наглядно демонстрирует, что глубина минимума увеличивается по мере уменьшения орбитальных периодов. Таким образом, можно сделать вывод, что минимум в области 0.087–0.21 масс Юпитера вызван резким дефицитом планет с периодами короче 10 сут. и соответствует т.н. “пустыне горячих нептун” [32, 33].

3.7. Максимум в области 6–9 масс Юпитера

Распределение RV-планет по проективным массам в диапазоне 1.7–13 масс Юпитера может быть представлено в виде суммы степенного за-

кона и дополнительной особенности, избытка планет в области 6–9 масс Юпитера (рис. 186, г). Эта особенность проявляется и на общем скорректированном распределении, и на скорректированном распределении планет из не шумных систем с $\sigma(O-C) < 15$ м/с, и на нескорректированном распределении (малиновая точечная линия на рис. 21).

Возможно, данная особенность объясняется вкладом планет, сформировавшихся в результате гравитационной неустойчивости в протопланетном диске [34], тогда как остальные гиганты сформировались в результате аккреции на ядро

[35, 36]. Однако подробное обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей работы.

4. ГИСТОГРАММЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ RV-ПЛАНЕТ ПО ОРБИТАЛЬНЫМ ПЕРИОДАМ

В разделе 2.1 была описана методика перехода от наблюдаемой двумерной гистограммы распределения известных RV-планет по проективным массам и орбитальным периодам $N_0(m_i, P_j)$ к скорректированной двумерной гистограмме $N(m_i, P_j)$ с помощью матриц “окна видимости” $W(m, P)$, $\tilde{W}(m, P)$ и $V(m, P)$. Чтобы получить распределение RV-планет по проективным массам, было проведено суммирование элементов $N(m_i, P_j)$ по орбитальным периодам. Однако возможно также провести суммирование двумерной гистограммы $N(m_i, P_j)$ по проективным массам и получить распределение по орбитальным периодам $N(P)$.

Из-за наличия “слепого пятна” (нулевых элементов) в матрицах $W(m, P)$, $\tilde{W}(m, P)$ и $V(m, P)$ невозможно построить распределение по орбитальным периодам RV-планет на всей плоскости $m-P$ (см. разделы 2.2, 3.1), т.е. всех планет с проективными массами от 0.011 до 13 масс Юпитера и орбитальными периодами от 1 до 10^4 сут. Возможно или получить распределение планет $N_A(P)$ всех масс с орбитальными периодами 1–100 суток аналогично (14.2), или распределение $N_B(P)$ планет всех орбитальных периодов и масс, больших 0.12 масс Юпитера (37 масс Земли) аналогично (14.3).

Аналогично разделу 2.1, и выбранный диапазон масс, и выбранный диапазон орбитальных периодов был разбит на 12 интервалов, равных в логарифмическом масштабе. Соответственно,

$$N_A(P) = N(\Delta_{j=7-12}P) = \sum_{i=2}^{12} N(\Delta_i m, \Delta_j P) \times (1/V(\Delta_i m, \Delta_j P)), \quad (15.1)$$

$$N_B(P) = N(\Delta_{j=1-12}P) = \sum_{i=5}^{12} N(\Delta_i m, \Delta_j P) \times (1/V(\Delta_i m, \Delta_j P)). \quad (15.2)$$

При построении распределения $N_A(P)$ были исключены из рассмотрения самые маломассивные планеты с массами 0.011–0.02 масс Юпитера, поскольку для них значения некоторых элементов матрицы V очень малы (в частности, $V(1,6) = 4.9 \times 10^{-4}$), а статистические погрешности велики, поскольку малое количество реальных планет становится очень большим после коррекции — деления на малое значение элемента матрицы V . Кроме того, согласно [31], в области масс, мень-

ших 5 масс Земли (0.016 масс Юпитера), распределение планет по массам может не следовать степенному закону с показателем степени -3 , а значит, расчет матрицы V , сделанный в этом предположении, становится некорректным.

Для планет с проективными массами $m > 0.12$ масс Юпитера эффективность обнаружения зависит и от уровня шума $\sigma(O-C)$ (который ограничивает эффективность обнаружения со стороны малых масс), и от времени наблюдения T (которое ограничивает эффективность обнаружения со стороны больших орбитальных периодов), поэтому нельзя непосредственно применить подход, описанный в разделе 2.1 (7)–(13). Для получения распределений долгопериодических планет необходимо рассматривать либо планеты с большим полным временем наблюдений T , для которых условие (6.1) выполняется всегда, либо лишь достаточно массивные планеты, для которых всегда выполняется условие (6.2), и делать различные предположения о зависимости распределенности планет от орбитального периода $f(P)$.

На рис. 24а показано распределение по орбитальным периодам $N_A(P)$ планет с массами 0.02–13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–100 сут.

На рис. 24б показано скорректированное распределение по орбитальным периодам $N_B(P)$ планет с массами 0.12–13 масс Юпитера из систем с полным временем наблюдений $T > 1077$ сут., для которых условие (6.1) выполняется для всех планет с периодами меньше 2154 сут., для систем с уровнем шума $\sigma(O-C) < 50$ м/с и $\sigma(O-C) < 15$ м/с. Полученные распределения демонстрируют устойчивое увеличение количества планет с увеличением орбитальных периодов от 6.8 до 680 сут., которое может быть аппроксимировано степенным законом с показателем степени 0.69 ± 0.03 ($dN/d \log P \propto P^{0.69 \pm 0.03}$) и 0.70 ± 0.03 ($dN/d \log P \propto P^{0.70 \pm 0.03}$), соответственно.

Также на рис. 24б показано скорректированное распределение по орбитальным периодам $N_B(P)$ планет с массами 0.12–13 масс Юпитера из систем с полным временем наблюдений $T > 2320$ сут. и уровнем шума $\sigma(O-C) < 50$ м/с, для которых условие (6.1) выполняется для всех планет с периодами меньше 4640 сут. В диапазоне орбитальных периодов 6.8–680 сут. это распределение может быть описано степенным законом с показателем степени 0.77 ± 0.07 : $dN/d \log P \propto P^{0.77 \pm 0.07}$, а при периодах 680–4640 сут. становится плоским ($dN/d \log P \approx 0$). Для сравнения приведено также не скорректированное (из Экзопланетного архива НАСА [1]) распределение планет с проективными массами 0.12–13 масс Юпи-

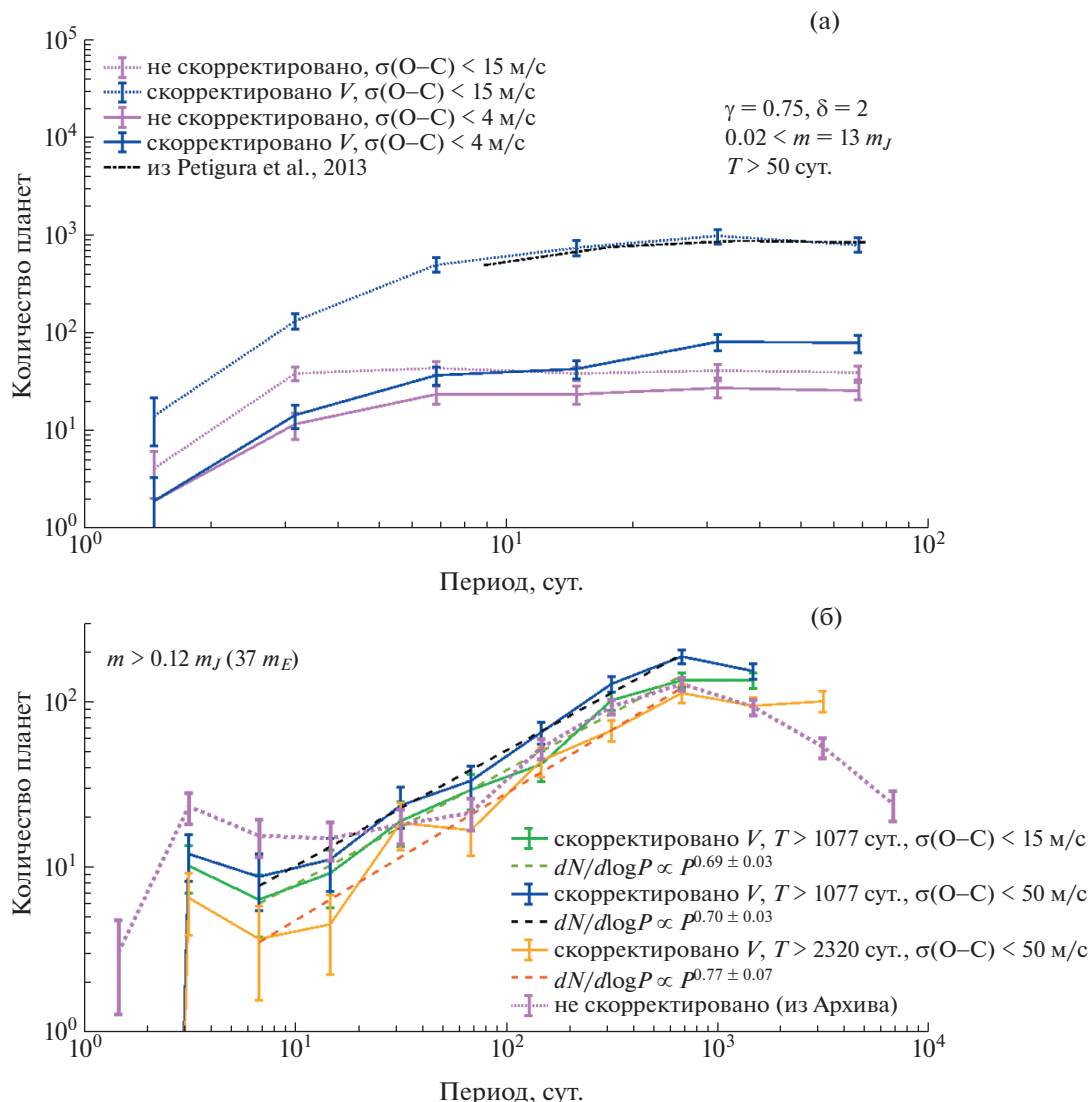


Рис. 24. Распределение по орбитальным периодам RV-планет. (а) $N_A(P)$ – скорректированное распределение планет с проективными массами 0.02–13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–100 сут. при $\gamma = 0.75$; точечная синяя линия показывает скорректированное распределение планет из систем с уровнем шума $\sigma(O-C) < 15$ м/с, сплошная синяя линия – скорректированное распределение планет из систем с уровнем шума $\sigma(O-C) < 4$ м/с. Малиновыми линиями показаны соответствующие не скорректированные распределения из Экзопланетного архива НАСА [1]. Черной штрихпунктирной линией показано распределение по орбитальным периодам транзитных планет “Кеплера” с радиусами 1–16 радиусов Земли и орбитальными периодами 6.25–100 сут. из [19]. (б) $N_B(P)$ – скорректированное распределение планет с массами 0.12–13 масс Юпитера при $\gamma = 1.6$; синей и зеленой линиями показаны распределения планет с полным временем наблюдений $T > 1077$ сут. и уровнем шума $\sigma(O-C) < 50$ м/с и $\sigma(O-C) < 15$ м/с, соответственно, оранжевой линией – распределение с $T > 2320$ сут. и $\sigma(O-C) < 50$ м/с. Синяя, зеленая и оранжевая пунктирные линии показывают степенные законы с показателями степени 0.69, 0.70 и 0.77, соответственно ($dN/d \log P \propto P^{0.69 \pm 0.03}$, $dN/d \log P \propto P^{0.70 \pm 0.03}$ и $dN/d \log P \propto P^{0.77 \pm 0.07}$). Нескорректированное (из Экзопланетного архива НАСА [1]) распределение показано точечной малиновой линией. (в) Скорректированное распределение планет с массами 1.2–13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1– 10^4 сут. при $\gamma = 2$ и $\delta = 1.5, 2.0$ и 2.5 . Красной линией показано распределение планет с $T > 5000$ сут., зеленой линией – с $T > 2320$ сут. и $\sigma(O-C) < 10$ м/с, синей линией – с $T > 1077$ сут. и $\sigma(O-C) < 15$ м/с. Сплошными линиями показаны распределения, скорректированные с $\delta = 2.0$, пунктирными линиями – с $\delta = 1.5$, точечными линиями – с $\delta = 2.5$. Черная пунктирная линия соответствует степенному закону $dN/d \log P \propto P^{1.12 \pm 0.09}$.

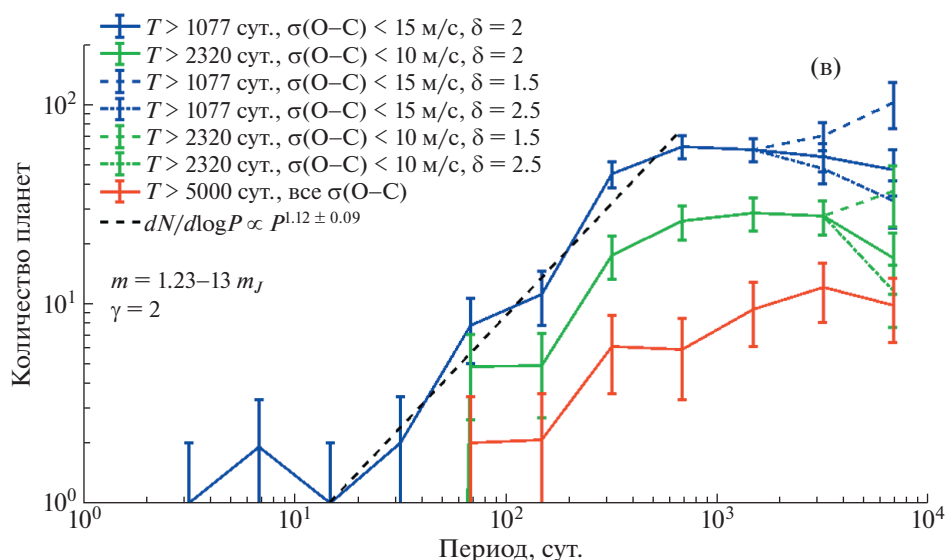


Рис. 24. Окончание.

тера с произвольным временем наблюдений T от 40 до 11 314 сут.

Выбор коэффициента δ в условии (6.1) влияет на распределение RV-планет по орбитальным периодам только для периодов, в δ раз превышающих полное время наблюдений T . Чтобы полностью исключить неопределенности, связанные с выбором δ , следовало бы рассматривать только планеты, открытые программами наблюдений с большим полным временем наблюдений, однако таких планет мало. Только для 107 планет из 695 полное время наблюдений T превышает 5000 сут. Чтобы охватить как можно большее количество планет, были рассмотрены (1) планеты, открытые программами наблюдений с $T > 2320$ сут. и уровнем шума $\sigma(O-C) < 10$ м/с (316 планет) и (2) планеты, открытые программами наблюдений с $T > 1077$ сут. и уровнем шума $\sigma(O-C) < 15$ м/с (523 планеты). В этом случае для планет с проективными массами 1.2–13 масс Юпитера условие (6.2) выполняется всегда: (1) для планет с орбитальными периодами меньше 4640 сут., (2) для планет с орбитальными периодами меньше 2154 сут.

На рис. 24в показано распределение по орбитальным периодам планет с проективными массами 1.2–13 масс Юпитера (9–12 столбцы матрицы $N(m_i, P_j)$) при различных значениях коэффициента δ ($\delta = 1.5, 2.0$ и 2.5) и минимального полного времени наблюдений T ($T > 1077, 2320, 5000$ сут.).

Как видно из рис. 24в, нельзя сделать выводы о распределении планет по орбитальным периодам с периодами, более чем вдвое превышающими полное время наблюдений, поскольку в этой об-

ласти вид распределения сильно зависит от выбора коэффициента δ . Тем не менее, все три распределения на рис. 24в демонстрируют схожее поведение: планет с массами 1.2–13 масс Юпитера и периодами меньше 46.4 сут. очень мало, в области 46.4–464 сут. наблюдается быстрое увеличение количества планет, в области 464–4640 сут. распределение становится плоским. Есть намек на уменьшение количества планет в последнем интервале (4640–10⁴ сут.), но пока не ясно, насколько это уменьшение реально, и насколько — обусловлено наблюдательной селекцией.

Скорректированное распределение RV-планет по орбитальным периодам было сравнено с аналогичным распределением транзитных планет, обнаруженных телескопом “Кеплер” [19]. Распределение планет по данным телескопа “Кеплер” с радиусами 1–16 радиусов Земли и орбитальными периодами 6.25–100 сут., показанное черной штрихпунктирной линией на рис. 24а, находится в хорошем согласии с распределением по орбитальным периодам RV-планет с массами 0.02–13 масс Юпитера.

Скорректированное распределение RV-планет по орбитальным периодам было сравнено с распределением планет по данным телескопа “Кеплер” с периодами 1–300 сут. из работы [37] (рис. 12). Распределение планет с радиусами 1–16 радиусов Юпитера (показано черной линией на рис. 12 в [37]) находится в хорошем согласии с распределением RV-планет с проективными массами 0.02–13 масс Юпитера, показанным синей точечной линией на рис. 24а. Распределение планет с радиусами 8–16 радиусов Юпитера, показанное красной линией на рис. 12 из работы [37], выглядит подобным распределению RV-планет с

проективными массами 0.12–13 масс Юпитера, представленному на рис. 24б. Эти распределения сравнивать правомерно, поскольку диапазон масс 0.12–13 масс Юпитера соответствует планетам-гигантам, чьи радиусы, за редким исключением, превышают 8 радиусов Земли (~0.7 радиусов Юпитера) [38].

Скорректированное распределение RV-планет по орбитальным периодам было сравнено также с распределением 155 RV-планет с проективными массами 0.1–20 масс Юпитера, обнаруженных спектрографами HARPS и CORALIE из работы [39] (рис. 2). В диапазоне 7–1000 сут. в [39] показывают увеличение количества планет, а в диапазоне 1000–4000 сут. распределение становится плоским. Вместе с тем в диапазоне 4×10^3 – 10^4 сут. в [39] показывают резкое уменьшение количества планет, которое не наблюдается на рис. 24в настоящей работы. Возможно, дефицит долгопериодических планет, показанный в [39], объясняется уменьшением эффективности обнаружения маломассивных газовых гигантов с проективными массами 0.1–0.3 масс Юпитера и орбитальными периодами 4×10^3 – 10^4 сут., поскольку полуамплитуда колебаний лучевой скорости, наведенных такими планетами, становится меньше 3 м/с (для звезд солнечной массы), и они в большинстве случаев остаются не обнаруженными.

Поскольку распределение по проективным массам RV-планет демонстрирует различное поведение в диапазонах масс 0.02–0.12, 0.12–1.2 и 1.2–13 масс Юпитера, были построены распределения по орбитальным периодам планет из каждого диапазона (рис. 25).

Рисунок 25 показывает, что распределения по орбитальным периодам планет малых, средних и больших масс отличаются друг от друга, что говорит о преимущественном (усредненном) строении планетных систем. Наиболее массивные планеты с проективными массами 2.2–13 масс Юпитера находятся преимущественно на широких орбитах ($P > 100$ сут.). Только у 18 массивных планет из 227 (7.9%) орбитальные периоды короче 100 сут., притом, что среди планет средних масс эта доля достигает 27.9% (65 планет из 233). Распределение планет средних масс демонстрирует примерно двукратный пик в диапазоне периодов 2.15–4.64 сут., который не наблюдается в распределении планет малых и больших масс.

Распределение по орбитальным периодам RV-планет с проективными массами 0.02–0.12 масс Юпитера (синяя линия на рис. 25) было сравнено с аналогичным распределением планет по данным телескопа “Кеплер” с радиусами 1–6 радиусов Земли из [40] (рис. 17, верхний график). Хотя оба набора планет перекрываются лишь частично, оба распределения находятся в

хорошем согласии друг с другом: быстрое увеличение количества планет в диапазоне 1–10 сут. сменяется почти плоским распределением в диапазоне 10–100 сут.

Распределение по орбитальным периодам RV-планет с проективными массами 0.02–0.12 масс Юпитера также было сравнено с аналогичным распределением планет “Кеплера” с радиусами 1.7–4.0 радиусов Земли (т.е. суб-нептун) и орбитальными периодами 1–300 сут., а распределение RV-планет с проективными массами 1.2–13 масс Юпитера – с распределением планет по данным телескопа “Кеплер” с радиусами 8–24 радиусов Земли (т.е. планет-гигантов) ([41], рис. 7). И распределение по орбитальным периодам планет малых масс, и распределение планет-гигантов находятся в хорошем согласии с аналогичными распределениями, полученными для планет, открытых космической обсерваторией “Кеплер”, в пределах перекрывающихся интервалов орбитальных периодов (1–100 сут. для маломассивных планет и 1–300 сут. для планет-гигантов) [41].

Хорошее согласие скорректированных с помощью алгоритма “окна видимости” распределений RV-планет по орбитальным периодам с аналогичными распределениями, полученными другими авторами (в том числе планет, открытых транзитным методом, а не методом лучевых скоростей), говорит о корректности предложенного алгоритма и косвенно подтверждает и распределение RV-планет по проективным массам.

КРАТКОЕ ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящей работе были рассмотрены 695 RV-планет с проективными массами от 0.011 масс Юпитера (3.5 масс Земли) до 13 масс Юпитера и с орбитальными периодами от 1 до 10^4 сут., вращающиеся вокруг 547 звезд. Распределения по проективным массам и орбитальным периодам были скорректированы с помощью матрицы $V(m, P)$, элементы которой описывают вероятность обнаружить RV-планету с данными проективной массой и орбитальным периодом (m, P).

Каждый элемент матрицы $V(m, P)$ представляет собой вероятность – отношение количества наблюдаемых звезд, возле которых планету с данными проективной массой и орбитальным периодом (m, P) возможно обнаружить, к общему количеству наблюдаемых звезд (7.1–7.3). Однако в общем случае полные списки звезд, наблюдаемых в рамках той или иной наблюдательной программы, не публикуются, распространенности планет разных масс f_i остаются неизвестными или плохо

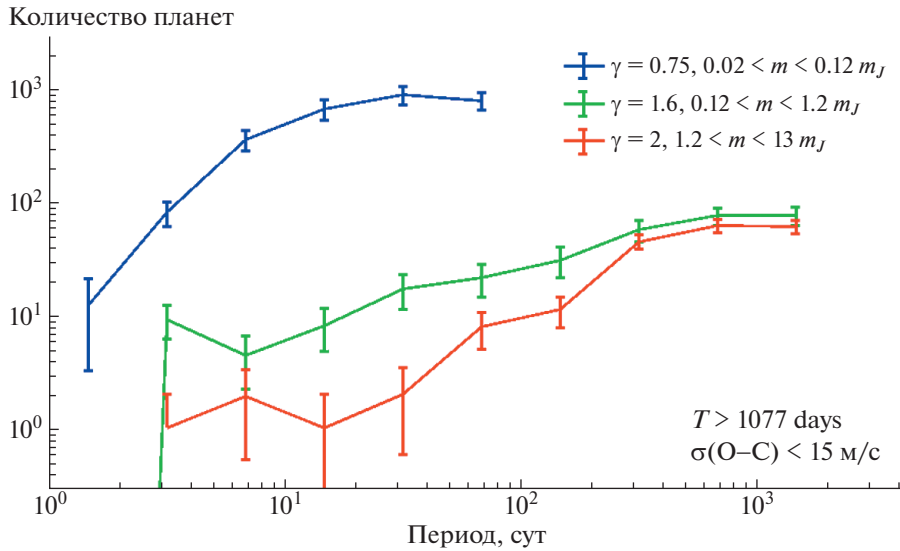


Рис. 25. Скорректированные распределения по орбитальным периодам RV-планет малых (0.02–0.12 масс Юпитера), средних (0.12–1.2 масс Юпитера) и больших (1.2–13 масс Юпитера) масс показаны синей, зеленой и красной линиями, соответственно. Представлены планеты из систем с уровнем шума $\sigma(O-C) < 15$ м/с и полным временем наблюдений свыше 1077 сут.

определенными, поэтому прямое вычисление коэффициентов v_i оказывается недоступным.

Тем не менее оказалось возможным вычислить элементы матрицы $V(m, P)$ из элементов вспомогательной матрицы $\tilde{W}(m, P)$, построенной по звездам с известными планетами (10.1–10.3), с учетом многопланетных систем, предполагая определенный вид зависимости распространенности планет $f(m)$ при фиксированном орбитальном периоде P . Вычисляя элементы матрицы V из элементов вспомогательной матрицы \tilde{W} , мы фиксируем орбитальный период, т.е. всякий раз рассматриваем только планеты в узком интервале орбитальных периодов, соответствующем одной строке матрицы \tilde{W} (например, от 1 до 2.15 сут., потом от 2.15 до 4.64 сут., и т.д.), и считаем, что внутри каждого такого интервала зависимости распространенности f от орбитального периода P нет. Другими словами, матрица V строится строка за строкой, причем значения элементов в разных строках не зависят друг от друга.

В рассмотренном диапазоне проективных масс и орбитальных периодов часть элементов матрицы V равна нулю, что соответствует невозможности (нулевой вероятности) обнаружить планеты малых масс с большими орбитальными периодами. Эта область на диаграмме “Проективная масса – Орбитальный период” была названа “слепым пятном”. В “слепом пятне” коррекция невозможна из-за возникающей неопределенности вида $0/0$, количество планет в этой области остается неизвестным. Из-за наличия

“слепого пятна” коррекция распределений RV-планет по проективным массам и орбитальным периодам на всей диаграмме “Проективная масса – Орбитальный период” невозможна. Однако в ограниченных областях диаграммы “Проективная масса – Орбитальный период” возможно получить, например, скорректированные распределения по проективным массам и орбитальным периодам планет с массами 0.02–13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–100 сут., или распределения планет с проективными массами больше 0.12 масс Юпитера с периодами 1–10⁴ сут.

Скорректированное распределение по проективным массам RV-планет с массами 0.02–0.087 масс Юпитера (6.3–28 масс Земли) и орбитальными периодами 1–100 сут. следует степенному закону с показателем степени -3 , $dN/dm \propto m^{-3}$. В области 0.21–1.7 масс Юпитера распределение планет с периодами 1–3981 сут. следует степенному закону с показателем степени от -0.8 до -1 : $dN/dm \propto m^{-0.8 \dots -1.0}$. Распределение RV-планет с проективными массами 1.7–13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–3981 сут. может быть описано степенным законом с показателем степени от -1.7 до -2.0 : $dN/dm \propto m^{-1.7 \dots -2.0}$. В области 0.087–0.21 масс Юпитера (28–67 масс Земли) наблюдается минимум, глубина которого достигает 7.7 крат для планет с массами 0.11–0.14 масс Юпитера и периодами 1–100 сут. При рассмотрении планет с периодами 10–10³ сут. минимум исчезает, что свидетельствует о том, что он

вызван дефицитом планет с малыми орбитальными периодами и соответствует т.н. “пустыне горячих непутов” [32, 33].

В области 6–9 масс Юпитера распределение RV-планет демонстрирует максимум (рис. 18б, г). Возможно, наличие этого максимума отражает существование двух механизмов формирования массивных планет-гигантов – гравитационной неустойчивости в протопланетном диске [34] и аккреции на ядро [35, 36], тогда как менее массивные планеты образуются только путем аккреции на ядро.

Следует отметить, что полученные в настоящей работе скорректированные распределения не следует автоматически распространять на все звезды в Галактике. Большинство RV-планет обнаружено у солнцеподобных звезд. Так, из 547 родительских звезд известных RV-планет, рассмотренных в настоящей работе, у 341 (62.3%) массы попадают в интервал 1.0 ± 0.3 солнечных масс, у 154 (28.2%) массы превышают 1.3 солнечных масс, и лишь у 52 (9.5%) массы меньше 0.7 солнечных масс. При этом большинство звезд в окрестностях Солнца и в Галактике в целом являются красными карликами с массами меньше 0.5 солнечных масс. К сожалению, количество известных RV-планет у красных карликов пока мало для полноценных статистических исследований.

Помимо распределений RV-планет по проективным массам были построены скорректированные распределения по орбитальным периодам. Из-за наличия “слепого пятна” возможно получить или скорректированное распределение по орбитальным периодам планет с массами 0.02–13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–100 сут., или распределение планет с массами больше 0.12 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–3981 сут.

Скорректированное распределение планет с массами 0.02–13 масс Юпитера и орбитальными периодами 1–100 сут. демонстрирует быстрый рост количества планет с увеличением периодов от 1 до 10 сут. и примерно плоское распределение для периодов 10–100 сут. (рис. 24а). Полученное распределение находится в хорошем согласии с распределением по орбитальным периодам транзитных планет, открытых телескопом “Кеплер”, с радиусами 1–16 радиусов Земли [18, 37, 40]. Распределение по орбитальным периодам планет с массами больше 0.12 масс Юпитера демонстрирует локальный максимум в области ~3 сут. В области 6.8–680 сут. это распределение следует степенному закону с показателем степени -0.3 : $dN/dP \propto P^{-0.3}$, а в области 680–4640 сут. становится плоским $dN/dP \propto P^{-1}$ (рис. 24б).

Скорректированное распределение по проективным массам RV-планет с орбитальными пери-

одами 1–100 сут. находится в хорошем согласии со скорректированным распределением по массам транзитных планет, открытых миссией “Кеплер” [42], при условии, что массы последних были определены методом лучевых скоростей. Это независимо подтверждает адекватность предложенного подхода и позволяет оценивать относительные распространенности планет различных типов у солнцеподобных звезд.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдаемые (полученные непосредственно из каталогов) распределения экзопланет, открытых методом лучевых скоростей, значительно искажены наблюдательной селекцией, вызванной разной чувствительностью спектрографов, разным уровнем активности родительских звезд, разным количеством измерений и разной общей продолжительностью наблюдений – особенно в области маломассивных планет. Для учета наблюдательной селекции и коррекции распределения эффективен предложенный метод (“окна видимости”), основанный на вычислении вероятности обнаружить планету на диаграмме “Проективная масса–Орбитальный период”. Обнаруженную RV-планету учитывают со статистическим весом, обратным значению вероятности ее обнаружения.

Составное скорректированное распределение RV-планет по проективным массам следует кусочно-степенному закону с изломами при ~0.14 и ~1.7 масс Юпитера (рис. 8б, г) и показателями степени -3 : $dN/dm \propto m^{-3}$ ($m = 0.02–0.087$ масс Юпитера), $-0.8...-1.0$: $dN/dm \propto m^{-0.8...-1.0}$ ($m = 0.21–1.7$ масс Юпитера), $-1.7...-2.0$: $dN/dm \propto m^{-1.7...-2.0}$ ($m = 1.7–13$ масс Юпитера). Таким образом, скорректированное распределение по проективным массам RV-планет согласуется с современными выводами теории популяционного синтеза [30] и [31].

Показано, что наблюдаемый минимум в области 0.087–0.21 масс Юпитера вызван дефицитом планет с малыми орбитальными периодами и соответствует т.н. “пустыне горячих непутов” [32, 33].

Анализ распределения по орбитальным периодам позволяет говорить о существовании преимущественной (усредненной) структуры планетных систем, в которой маломассивные планеты находятся преимущественно на близких к звезде орбитах, а массивные планеты – на широких орбитах, аналогично планетам Солнечной системы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы признательны правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку в рамках гранта № 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Архив экзопланет НАСА. URL: <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>
2. *M. Perryman, The Exoplanet Handbook* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 103, 2011).
3. *S. Ho and E. L. Turner, Astrophys. J.* **739**, 26 (2011).
4. *В. И. Ананьева, А. В. Тавров, А. А. Венкстерн, Д. В. Чурбанов, И. А. Шапкова, О. И. Кораблев, Ж.-Л. Берто*, Астрон. вестник **53**, 133 (2019).
5. *J.-L. Bertaux and A. Ivanova, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **512**, 5552 (2022).
6. <https://www.eso.org/public/teles-instr/paranal-observatory/vlt/>
7. *M. Mayor, Astron. and Astrophys.* **507**, 487 (2009).
8. *A. Marconi*, arXiv:2011.12317.
9. *N. Tamura, Proc. SPIE* **107021C** (2018).
10. *N. Langellier, T. W. Milbourne, D. F. Phillips, R. D. Haywood, S. H. Saar, A. Mortier, L. Malavolta, S. Thompson, A. Collier Cameron, X. Dumusque, H. M. Cegla, D. W. Latham, J. Maldonado, C. A. Watson, N. Buchschacher, M. Ceconi, D. Charbonneau, R. Cosentino, A. Ghedina, M. Gonzalez, C.-H. Li, M. Lodi, M. López-Morales, G. Micela, E. Molinari, F. Pepe, E. Poretti, K. Rice, D. Sasselov, A. Sozzetti, S. Udry, and R. L. Walksworth, Astron. J.* **161**, 287 (2021).
11. *F. Pepe, F. Bouchy, M. Mayor, and S. Udry Handbook of Exoplanets* (Springer, Cham, 855, 2018).
12. *L. A. Paredes, T. J. Henry, S. N. Quinn, D. R. Gies, R. Hinojosa-Goñi, H.-S. James, W.-Ch. Jao, and R. J. White, Astron. J.* **162**, 176 (2021).
13. *R. P. Butler, J. T. Wright, G. W. Marcy, D. A. Fischer, S. S. Vogt, C. G. Tinney, H. R. A. Jones, B. D. Carter, J. A. Johnson, C. McCarthy, and A. J. Penny, Astrophys. J.* **646**, 505 (2006).
14. *G. Marcy, R. P. Butler, D. Fischer, S. Vogt, J. T. Wright, C. G. Tinney, and H. R. Jones, Prog. of Theor. Phys. Suppl.* **158**, 24 (2005).
15. *A. Cumming, R. P. Butler, G. W. Marcy, S. S. Vogt, J. T. Wright, and D. A. Fischer, Publ. Astron. Soc. Pacif.* **120**, 531 (2008).
16. *A. W. Howard, G. W. Marcy, J. A. Johnson, D. A. Fischer, J. T. Wright, H. Isaacson, J. A. Valenti, J. Anderson, D. N. C. Lin, and Sh. Ida, Science* **330**, 653 (2010).
17. *M. Tuomi, H. R. A. Jones, R. P. Butler, P. Arriagada, S. S. Vogt, J. Burt, G. Laughlin, B. Holden, S. A. Shectman, J. D. Crane, I. Thompson, S. Keiser, J. S. Jenkins, Z. Berdiñas, M. Diaz, M. Kiraga, and J. R. Barnes, arXiv:1906.04644v2* (2019).
18. *H. Sturges, Journal of the American Statistical Association* **21**, 65 (1926).
19. *E. A. Petigura, A. W. Howard, and G. W. Marcy, Proceedings of the National Academy of Sciences* **110**, 19273 (2013).
20. *А. Е. Иванова, О. Я. Яковлев, В. И. Ананьева, И. А. Шапкова, А. В. Тавров, Ж.-Л. Берто*, Письма в астрон. журн. **47**, 46 (2021).
21. *H. A. Knutson, B. J. Fulton, B. T. Montet, M. Kao, H. Ngo, A. W. Howard, J. R. Crepp, S. Hinkley, G. Á. Bakos, K. Batygin, J. A. Johnson, T. D. Morton, and Ph. S. Muirhead, Astrophys. J.* **785**, 126 (2014).
22. *E. L. Rickman, D. Ségransan, M. Marmier, S. Udry, F. Bouchy, C. Lovis, M. Mayor, F. Pepe, D. Queloz, N. C. Santos, R. Allart, V. Bonvin, P. Bratschi, F. Cersullo, B. Chazelas, A. Choplin, U. Conod, A. Deline, J.-B. Delisle, L. A. Dos Santos, P. Figueira, H. A. C. Giles, M. Girard, B. Lavie, D. Martin, F. Motalebi, L. D. Nielsen, H. Osborn, G. Ottoni, M. Raimbault, J. Rey, T. Roger, J. V. Seidel, M. Stalport, A. Suárez Mascareño, A. Triaud, O. Turner, L. Weber, and A. Wyttenbach, Astron. and Astrophys.* **625**, A71 (2019).
23. *F. R. Feng P. Butler, S. A. Shectman, J. D. Crane, S. Vogt, J. Chambers, H. R. A. Jones, Sharon X. Wang, J. K. Teske, J. Burt, M. R. Díaz, and I. B. Thompson, Astron. and Astrophys. Supp.* **246**, 11 (2020).
24. *B. Ma, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **480**, 2411 (2018).
25. *A. Jorissen, M. Mayor, and S. Udry, Astron. and Astrophys.* **379**, 992 (2001).
26. *А. Е. Иванова, В. И. Ананьева, А. А. Венкстерн, И. А. Шапкова, А. В. Юдаев, А. В. Тавров, О. И. Кораблев, Ж.-Л. Берто*, Письма в Астрон. журн. **45**, 741 (2019).
27. *G. Anglada-Escudé, P. J. Amado, J. Barnes, Z. M. Berdiñas, R. P. Butler, G. A. L. Coleman, I. de la Cueva, S. Dreizler, M. Endl, B. Giesers, S. V. Jeffers, J. S. Jenkins, H. R. A. Jones, M. Kiraga, M. Kürster, M. J. López-González, Ch. J. Marvin, N. Morales, J. Morin, R. P. Nelson, J. L. Ortiz, A. Ofir, S.-J. Paardekooper, A. Reiners, E. Rodríguez, C. Rodríguez-López, L. F. Sarmiento, J. P. Strachan, Y. Tsapras, M. Tuomi, and M. Zechmeister, Nature* **536**, 437 (2016).
28. *I. Ribas, M. Tuomi, A. Reiners, R. P. Butler, J. C. Morales, M. Perger, S. Dreizler, C. Rodríguez-López, J. I. González Hernández, A. Rosich, F. Feng, T. Trifonov, S. S. Vogt, J. A. Caballero, A. Hatzes, E. Herrero, S. V. Jeffers, M. Lafarga, F. Murgas, R. P. Nelson, E. Rodríguez, J. B. P. Strachan, L. Tal-Or, J. Teske, B. Toledo-Adrón, M. Zechmeister, A. Quirrenbach, P. J. Amado, M. Azzaro, V. J. S. Béjar, J. R. Barnes, Z. M. Berdiñas, J. Burt, G. Coleman, M. Cortés-Contreras, J. Crane, S. G. Engle, E. F. Guinan, C. A. Haswell, Th. Henning, B. Holden, J. Jenkins, H. R. A. Jones, A. Kaminski, M. Kiraga, M. Kürster, M. H. Lee, M. J. López-González, D. Montes, J. Morin, A. Ofir, E. Pallé, R. Rebolo, S. Reffert, A. Schweitzer, W. Seifert, S. A. Shectman, D. Staab, R. A. Street, A. Suárez Mascareño, Y. Tsapras, S. X. Wang, and G. Anglada-Escudé, Nature* **563**, 365 (2018).
29. *B.-C. Lee, I. Han, and M.-G. Park, Astron. and Astrophys.* **549**, id.A2 (2013).

30. *C. Mordasini Planetary Population Synthesis, Handbook of Exoplanets* (Springer, Cham, 2018).
31. *A. Emsenhuber, C. Mordasini, R. Burn, Y. Alibert, W. Benz, and E. Asphaug, Astron. and Astrophys.* **656**, A70 (2021).
32. *G. M. Szabó and L. L. Kiss, Astrophys. J. Lett.* **727**, L44 (2011).
33. *T. Mazeh, T. Holczer, and S. Faigler, Astron. and Astrophys.* **589**, 75 (2016).
34. *A. Boss, Science* **276**, 1836 (1997).
35. *J. B. Pollack, O. Hubickyj, P. Bodenheimer, J. J. Lissauer, M. Podolak, and Y. Greenzweig, Icarus* **124**, 62 (1996).
36. *M. Moe and K. M. Kratter, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **507**, 3593 (2020).
37. *M. Kunimoto and J. M. Matthews, Astrophys. J.* **159**, 1248 (2020).
38. *В. И. Ананьева, А. Е., Иванова, А. А. Векстерн, А. В. Тавров, О. И. Кораблев, Ж.-Л. Берто, Астрон. вестник* **54**, 195 (2020).
39. *R. B. Fernandes, G. D. Mulders, I. Pascucci, C. Mordasini, and A. Emsenhuber, Astrophys. J.* **874**, 81 (2019).
40. *G. D. Mulders, I. Pascucci, D. Apai, and F. J. Ciesla, Astrophys. J.* **156**, 24 (2018).
41. *E. A. Petigura, G. W. Marcy, J. N. Winn, L. M. Weiss, B. J. Fulton, A. W. Howard, E. Sinukoff, H. Isaacson, T. D. Morton, and J. A. Johnson, Astrophys. J.* **155**, 89 (2018).
42. *О. Я. Яковлев, В. И. Ананьева, А. Е. Иванова, and А. В. Тавров, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **509**, L17 (2022).