

СОДЕРЖАНИЕ

Том 97, номер 11, 2020

Галактики в наблюдениях и численных моделях <i>М. Демянский, А. Дорошкевич, Т. Ларченкова, С. Пилипенко</i>	883
Обратное комптоновское рассеяние излучения центрального источника как возможный механизм образования рентгеновского излучения килопарсековых джетов квазаров с доминирующими ядрами <i>М. С. Бутузова, А. Б. Пушкарёв, Е. С. Шабловинская, С. В. Назаров</i>	895
Изменения орбитального периода затменно-двойной системы V505 Sgr <i>А. И. Халиуллина</i>	917
Цикличность изменений внезатменного блеска и периода тесной двойной системы типа W UMa AM Leo <i>С. Ю. Горда</i>	924
Генерация свободных комет и планет планетными системами <i>А. В. Тутуков, Г. Н. Дремова, В. В. Дремов</i>	939
Автономное прогнозирование движения КА ГЛОНАСС и GPS в навигационных приемниках <i>С. М. Кудрявцев</i>	954

УДК 524.7

ГАЛАКТИКИ В НАБЛЮДЕНИЯХ И ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЯХ

© 2020 г. М. Демянский^{1, 2}, А. Дорошкевич^{3, 4, *}, Т. Ларченкова³, С. Пилипенко³

¹ Institute of Theoretical Physics, University of Warsaw, Warsaw, Poland

² Department of Astronomy, Williams College, Williamstown, USA

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

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

*E-mail: dorr@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 20.04.2020 г.

После доработки 30.06.2020 г.

Принята к публикации 30.07.2020 г.

Сравнение вириальных параметров галактик и скоплений галактик (радиуса, плотности и энтропийной функции) в широком интервале масс $10^6 \leq M_{\text{vir}}/M_{\odot} \leq 10^{14}$ показывает, что эти параметры коррелированы и регулярным образом зависят от вириальной массы объекта. Для наблюдаемых галактик и скоплений галактик доступные оценки вириальных параметров оказываются достаточно близкими и значения редуцированной вириальной плотности G_p сконцентрированы в узком интервале $0.5 \leq G_p/\langle G_p \rangle \leq 2$ вокруг общего среднего значения. Этот “вириальный” парадокс усиливается при сравнении с численными моделями, в которых подобных объектов крайне мало, и для большинства гало темной материи эти плотности в ~ 50 – 100 раз меньше. Теоретический анализ указывает на возможные причины различия наблюдений и моделей, отмечая их связь со спектром космологических возмущений. После соответствующих уточнений рассмотренные данные могут быть использованы для контроля моделей космологической инфляции. Кратко обсуждается ряд сопутствующих вопросов.

DOI: 10.31857/S000462992012004X

1. ВВЕДЕНИЕ

Прецизионные наблюдения флуктуаций реликтового излучения с помощью космических обсерваторий WMAP и Planck [1, 2] подтвердили высокую степень изотропии расширения Вселенной со средней плотностью, близкой к критической, доминирование “темной энергии” и реликтовых адиабатических возмущений плотности и скорости со спектром, близким к спектру Гаррисона–Зельдовича. Эти же наблюдения позволили получить значения постоянной Хаббла $H(z)$, показателя степени спектра возмущений n_p , средней плотности темной материи (ТМ) $\langle \rho_{\text{ТМ}}(z) \rangle$, и средней плотности барионов $\langle \rho_b(z) \rangle$:

$$\begin{aligned} H^2(z) &= H_0^2[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda], \\ H_0 &= 67.8 \text{ [км/(с · Опк)]}, \\ n_p &\approx 0.97, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \rho_m \rangle &= \langle \rho_{\text{ТМ}} \rangle + \langle \rho_b \rangle = 3(1+z)^3 \Theta_m [M_{\odot}/\text{кпк}^3], \\ \langle \rho_b \rangle &= 3 \times 10^{-31} (1+z)^3 \Theta_m \text{ [г/см}^3\text{]} = \\ &= 4.4(1+z)^3 \Theta_m [M_{\odot}/\text{кпк}^3], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\Omega_\Lambda \approx 0.72,$$

$$\Omega_{\text{ТМ}} \approx 0.24,$$

$$\Omega_b \approx 0.04,$$

$$\Theta_m = \Omega_m/0.28,$$

где значения безразмерных плотности “темной энергии” Ω_Λ , темной материи $\Omega_{\text{ТМ}}$ и барионов Ω_b приведены для красного смещения $z = 0$, $\Omega_m = \Omega_{\text{ТМ}} + \Omega_b$ – безразмерная плотность нерелятивистской материи.

В рамках этой модели возможно изучать процессы развития возмущений плотности и образования звезд, галактик, скоплений галактик, а также других элементов наблюдаемой структуры Вселенной. Обычно основное внимание уделяется образованию хорошо наблюдаемых элементов структуры, несмотря на то, что согласно современным представлениям [3, 4] галактики содержат лишь малую долю ($\leq 10\%$) всех барионов. При этом можно полагать, что связанные с ними компактные гало ТМ также содержат сравнимую (малую) часть всей ТМ. В свою очередь, свойства гало ТМ, образованные доминирующей темной материей и определяющие свойства как видимых,

так и невидимых элементов структуры Вселенной, изучены, в основном, по результатам численного моделирования.

При обсуждении свойств гало ТМ и их сравнении с галактиками и скоплениями галактик важно не забывать, что почти все объекты, содержащие звезды, связаны с очень высокими пиками плотности и, согласно теории иерархического сгущивания, включают элементы (маломассивные галактики), образованные при красном смещении $z \geq 10$ и участвовавшие в реионизации Вселенной. Хорошим примером служат маломассивные галактики Местной группы, эволюция которых также начиналась при $z \geq 10$, но была рано заторможена (приливным) влиянием близких массивных соседей и/или другими случайными причинами. Образование звезд в этих галактик рассматривалось в [5].

При реионизации нагрев межгалактического газа увеличивает его температуру в $\sim 10^4$ раз. Поэтому в гало ТМ, образованных после реионизации и содержащих только нагретую гелиево-водородную плазму (без металлов), образование первых звезд крайне затруднено и (почти) все первые звезды образовались в гало, возникших при $z \geq 10$. Следовательно, звезды можно рассматривать как достаточно надежный индикатор раннего образования галактик и их принадлежности к семейству высоких пиков плотности в реликтовых возмущениях. Именно поэтому с галактиками связаны лишь малая часть и барионов, и темной материи.

Начавшееся при $z \geq 10$ образование галактик и других элементов структуры продолжается и при $z \leq 10$. Согласно численным моделям (Millennium-II [6], Bolshoi [7]) большая часть ТМ сосредоточена в элементах крупномасштабной структуры — филаментах и сверхскоплениях — “блинах” Зельдовича. Кроме того, численные модели показывают, что заметная часть ТМ (до 50%) сосредоточена в компактных маломассивных гало, образованных при $z \leq 10$, содержащих мало газа и не содержащих звезд. Часть таких объектов наблюдается как системы линий поглощения водорода в спектрах квазаров (лес линий Ly- α) [8]. Недавно обнаруженные и активно изучаемые ультрадиффузные галактики [9] можно рассматривать как объекты, промежуточные между галактиками и “невидимыми” компактными гало ТМ. Свойства таких “невидимых” гало могут быть установлены при анализе численных моделей.

Все гало ТМ образованы под действием гравитационной неустойчивости из случайных начальных возмущений, которые описываются единым спектром мощности. Структура вириализованных объектов главным образом зависит от универсального процесса релаксации конденсирующихся ТМ и барионов [10–13], ведущего к эффек-

тивному росту их массы, плотности и энтропии. Это дает основания ожидать высокую степень универсальности процессов образования всех гало ТМ и качественное подобие их свойств. Однако эта универсальность не абсолютна и, как будет показано далее, свойства образующихся в настоящее время массивных и маломассивных гало ТМ заметно отличаются. Это может позволить связать параметры наблюдаемых объектов с параметрами начальных возмущений.

Отметим, что в галактиках и скоплениях галактик эта ожидаемая универсальность частично разрушается под действием барионного компонента и случайных факторов. Это приводит к появлению объектов с разнообразными свойствами [4, 14–19]. Поэтому при определении их вириальных характеристик важно использовать наблюдения удаленной периферии галактик и скоплений галактик, где влияние барионов и звезд невелико. В численных моделях возникают другие, не менее мощные факторы, разрушающие универсальность образования изучаемых объектов. Тем не менее для ряда свойств изначальная универсальность частично сохраняется и может быть обнаружена как в наблюдениях, так и в численных моделях.

В настоящей работе в разделе 2 рассматриваются свойства вириализованных гало ТМ, которые наблюдаются как галактики и скопления галактик. Для этого используются наблюдения далеких периферий этих объектов, где влияние барионного компонента и несимметричности окружения ограничено. Это позволяет оценить параметры наблюдаемых объектов с точностью $\sim 30\%$, которая включает как ошибки наблюдений, так и влияние случайных факторов.

Приближенная универсальность основных вириальных характеристик наблюдаемых гало ТМ, таких как плотность и энтропия, позволяет рассматривать эти объекты — от карликовых галактик до скоплений галактик — как однопараметрическую последовательность. То есть вириальная масса объекта определяет его размер, плотность и даже время образования. Таким образом, появляется возможность связать вириальные характеристики наблюдаемых объектов с основными параметрами начальных возмущений. Это удобно сделать в рамках расширенной модели Пресса—Шехтера (Press—Schechter, PS модели) [20–26], в которой образование галактик и гало ТМ рассматривается как эволюция сферических пиков плотности. Сравнение результатов, полученных в рамках этой модели, с результатами численного моделирования позволяет уточнить пределы применимости теоретических моделей и оценить перспективы дальнейшего изучения вириальных характеристик галактик и гало ТМ.

Возможная универсальность тех или иных свойств гало ТМ широко обсуждается в последние годы. Так, например, рассматривается возможная связь вириальной плотности объекта ρ_{vir} и средней плотности $\langle \rho_m \rangle$ (1) [27] в (условный) момент образования объекта [26], или даже в момент наблюдения [7, 28]. Этот важный вопрос тесно связан с различиями в определении вириальных параметров в наблюдениях и численных моделях и рассмотрен в разделе 3.

В разделе 4 обсуждается возможная универсальность свойств ядер маломассивных галактик [28–32]. Из-за высокой концентрации барионов свойства ТМ в центральных ядрах трудно определить и все оценки их параметров всегда будут модельно зависимы. Подробное исследование свойств таких ядер [28, 33, 34] и сопоставление независимых оценок [35–37] демонстрируют значительное влияние использованной модели.

В разделе 5 рассмотрены некоторые свойства гало ТМ в численных моделях. Основные результаты настоящей работы сформулированы и обсуждаются в разделе 6.

2. ВИРИАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК И СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

В этом разделе рассматриваются корреляции вириальных характеристик наблюдаемых и модельных галактик (скоплений галактик): массы M_{vir} , радиуса R_{vir} , средних плотности ρ_{vir} , температуры T_{vir} и энтропийной функции S_{vir} . При заданной (измеренной) массе M_{vir} потенциальная и внутренняя энергии, U_{vir} и K_{vir} , вириальные плотность и энтропийная функция определяются как

$$\begin{aligned} U_{\text{vir}} &= -\frac{3}{5} G \frac{M_{\text{vir}}^2}{R_{\text{vir}}}, \\ K_{\text{vir}} &= \langle M_{\text{vir}} T_{\text{vir}} \rangle = \frac{1}{2} U_{\text{vir}}, \\ \rho_{\text{vir}} &= \frac{3M_{\text{vir}}}{4\pi R_{\text{vir}}^3}, \\ S_{\text{vir}} &= \frac{m_b^{2/3} T_{\text{vir}}}{\langle \rho_{\text{vir}} \rangle^{2/3}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Эти соотношения предполагают сферическую симметрию наблюдаемого объекта. При этом вириальная плотность ρ_{vir} определена как плотность однородного шара с массой M_{vir} и радиусом R_{vir} . В определении энтропийной функции S_{vir} массы частиц темной материи и барионов, m_b , предполагаются равными. Это делает функцию S_{vir} несколько условной, но не мешает ее сравнению для разных наблюдаемых и модельных каталогов. Как в наблюдениях, так и в численных мо-

делях величины U_{vir} и K_{vir} определяются не очень точно. Как правило, в наблюдениях за вириальный радиус принимается максимальный наблюдаемый радиус. Хотя в численных моделях используются более сложные схемы, тем не менее надежные результаты все еще не получены.

Часто вместо вириальной температуры используются наблюдения круговой скорости на вириальном радиусе, v_{vir} , и за вириальную температуру принимается величина

$$T_{\text{vir}}^* \approx m_b v_{\text{vir}}^2 / 2.$$

Температуры T_{vir} и T_{vir}^* отличаются численным коэффициентом, но, ввиду бедности наблюдательных данных, будут использованы все доступные измерения без оговорок. Такой подход увеличивает представительность выборки, но при этом возрастает разброс обсуждаемых параметров.

Несмотря на эти оговорки, современные наблюдения позволяют получить некоторые оценки процессов образования галактик и гало ТМ. Наблюдения в широком интервале масс $10^6 \leq M_{\text{vir}}/M_{\odot} \leq 10^{14}$ (от скоплений галактик до карликовых галактик) демонстрируют почти универсальную зависимость вириальных параметров ρ_{vir} и S_{vir} (2) от их размера и массы [38]. Выпишем эту универсальную зависимость в явном виде и рассмотрим зависимость поверхностной плотности Σ_{vir} , редуцированной вириальной плотности G_{ρ} , и энтропийной функции G_s , от массы

$$\begin{aligned} \Sigma_{\text{vir}} &= \frac{3M_{\text{vir}}}{4\pi R_{\text{vir}}^2}, \\ G_{\rho} &= \rho_{\text{vir}} \sqrt{M_{12}} = 2 \left(\frac{\Sigma_{\text{vir}}}{\Sigma_0} \right)^{3/2} G_0, \\ G_s &= \frac{S_{\text{vir}}}{M_{12}^{5/6}} S_0 \sqrt{\frac{\Sigma_0}{\Sigma_{\text{vir}}}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $M_{12} = M_{\text{vir}}/10^{12} M_{\odot}$, $\Sigma_0 = M_{\odot}/\text{пк}^2$, $G_0 = 10^3 M_{\odot}/\text{кпк}^3$, $S_0 \approx 36 \text{ см}^2 \text{ кЭВ}$.

Отметим, что для скоплений галактик подобные соотношения обсуждались уже в 1986 г. [14, 39].

2.1. Наблюдаемые характеристики галактик и скоплений галактик

Рассмотрена выборка 194 галактик [35–37, 40–43] и 447 скоплений галактик [44–52], включающая объекты с массами в диапазоне $10^6 \leq M_{\text{vir}}/M_{\odot} \leq 10^{15}$. Для всех объектов по опубликованным радиусам и массам (или круговым скоростям) получены значения Σ_{vir} , G_{ρ} и G_s , которые приведены в табл. 1 и на рис. 1.

Таблица 1. Вириальные параметры 194 галактик и 447 скоплений галактик

$10f_{\text{obj}}$	$\lg(M_{12})$	$\lg(\rho_{\text{vir}}/\langle\rho_{\text{vir}}\rangle)$	$\Sigma_{\text{vir}}/\langle\Sigma_{\text{vir}}\rangle$	$G_p/\langle G_p\rangle$	$G_s/\langle G_s\rangle$
0.016	-6.64	0.76	1.10	1.11	0.26
0.094	-5.62	0.26	1.01	1.00	0.27
0.328	-4.88	0.37	1.05	1.11	0.27
0.312	-4.19	-0.05	1.00	1.05	0.26
0.078	-3.27	0.86	0.87	0.87	0.94
0.390	-2.61	0.89	1.01	1.15	1.03
0.624	-1.80	0.57	1.31	1.56	0.86
0.515	-0.94	0.31	1.49	1.91	0.74
0.608	-0.24	0.43	1.51	2.00	0.66
0.499	0.80	-1.86	0.65	0.56	1.46
1.435	1.39	-1.92	0.45	0.29	2.32
1.139	2.30	-1.68	0.90	0.77	1.11
3.885	2.90	-1.68	1.09	1.00	0.68
0.078	3.43	-1.97	0.68	0.52	0.61

Средние значения этих параметров по всем объектам выборки равны

$$\begin{aligned} \langle\Sigma_{\text{vir}}\rangle &= 43(1 \pm 0.5)\Sigma_0, \\ \langle G_p\rangle &= 6 \times 10^2(1 \pm 0.8)G_0, \\ \langle G_s\rangle &= 5(1 \pm 0.7) \text{ см}^2 \text{ кэВ}. \end{aligned} \quad (4)$$

Заметный разброс в оценках (4) частично связан с различиями процедуры измерения.

Полученные результаты можно сравнить с оценками для отдельных галактик и групп галактик. Так, для 13 групп галактик из работы [53] и для 7 групп из работы [54] поверхностная плотность и средняя масса соответственно равны

$$\begin{aligned} \langle\Sigma_{13}\rangle &\approx 26.1(1 \pm 0.20)\Sigma_0, & \langle M\rangle &\approx 4.2 \times 10^{13} M_\odot, \\ \langle\Sigma_7\rangle &\approx 50.1(1 \pm 0.14)\Sigma_0, & \langle M\rangle &\approx 9.2 \times 10^{13} M_\odot. \end{aligned} \quad (5)$$

Для массивной эллиптической галактики NGC 1407 анализ [55] приводит к оценкам

$$\begin{aligned} M_{\text{vir}} &\approx (1 \pm 0.4) \times 10^{13} M_\odot, \\ R_{\text{vir}} &\approx 0.54(1 \pm 0.3) \text{ Мпк}, \\ \Sigma_{\text{vir}} &\approx 14(1 \pm 0.7)\Sigma_0. \end{aligned}$$

Для ультрадиффузной галактики Dragonfly-44 [56]

$$\begin{aligned} M_{1/2} &\approx 0.7 \times 10^{10} M_\odot, & R_{1/2} &\approx 4.6 \text{ кпк}, \\ \Sigma_{\text{vir}} &\approx 74\Sigma_0. \end{aligned}$$

Отметим также рисунок из работы [57, рис. 3], на котором показана зависимость

$$\begin{aligned} M_{1/2} &\approx 2 \times 10^8 M_\odot (R_{1/2}/\text{кпк})^2, \\ 10^7 &\leq M_{1/2}/M_\odot \leq 10^{10}, \end{aligned}$$

что приводит к оценке

$$\langle\Sigma_{1/2}\rangle \approx 50\Sigma_0, \quad \langle G_p\rangle \approx 700G_0.$$

Все эти результаты близки к оценкам (4). В то же время следует отметить, что для галактик IC 10, NGC 3738, DDO 46, DDO 101 $\Sigma_{\text{vir}} \geq 100$, а для галактик DDO 50 и IC 1613 $\Sigma_{\text{vir}} \leq 10$ [37]. Эти отличия от средних значений нуждаются в объяснении.

Следует отметить, что заметные вариации приведенных параметров Σ_{vir} , G_p и G_s частично связаны с наблюдательными ограничениями, различиями в методике измерения и принятых предположениях. Например, в работах [50, 51] масса скоплений определялась по гравитационному линзированию, в [49] использовалась температура, измеряемая по рентгеновскому излучению, в [46–48] использовались измерения круговых скоростей на больших радиусах.

Влияние технических факторов приводит к различиям до двух раз в измерениях массы и радиуса одного и того же объекта, и, как следствие, увеличивает разброс в приведенных оценках Σ_{vir} , G_p и G_s . Например, для скопления A383 в трех каталогах даны массы $M_{12} = 490, 310, 810$ и радиусы $R_{\text{vir}} = 1.1, 0.9, 1.8$ Мпк, для скопления A2029 в тех же каталогах даны массы $M_{12} = 1080, 830, 1060$ и радиусы $R_{\text{vir}} = 1.5, 1.4, 2.4$ Мпк соответственно.

Для галактик все параметры определялись по наблюдениям радиуса и круговых скоростей, но при этом максимальный радиус наблюдений может отличаться от действительного вириального радиуса. Для карликовых галактик в качестве вириального радиуса использован радиус на поло-

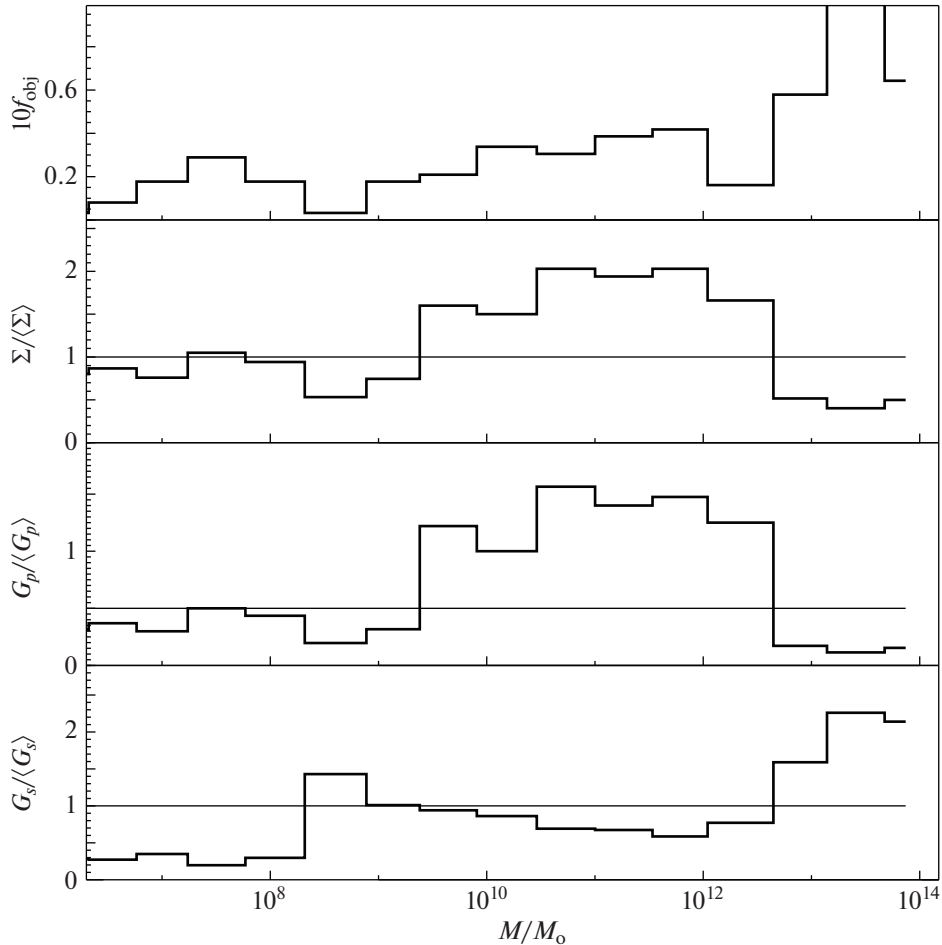


Рис. 1. Для выборки 641 галактики и скопления галактик представлены фракция объектов, f_{obj} , поверхностная плотность, $\Sigma_{\text{vir}}/\langle\Sigma_{\text{vir}}\rangle$, редуцированная плотность, $G_p/\langle G_p\rangle$ и энтропия, $G_s/\langle G_s\rangle$, в зависимости от массы объектов, M/M_\odot .

вине светимости, $R_{1/2}$ [42, 43], что несколько увеличивает поверхностную плотность и редуцированную вириальную плотность. Например, для галактик Cetus, Fornax, Draco, Carina в каталоге [42] приведены следующие значения массы и радиуса на половине светимости $M_{1/2} = (4.0, 9.1, 1.7, 1.1) \times 10^7 M_\odot$, $R_{1/2} = (0.6, 0.7, 0.22, 0.25)$ кпк. В свою очередь в каталоге [43] эти значения равны $M_{1/2} = (10, 2.7, 1.1, 0.34) \times 10^7 M_\odot$, $R_{1/2} = (0.6, 0.34, 0.22, 0.14)$ кпк.

Заметный разброс в рассматриваемых наблюдательных данных затрудняет как сравнение с теорией, так и интерпретацию обсуждаемой универсальности. Однако в рассмотренных ниже численных моделях и поверхностная плотность, и редуцированные вириальные плотность и энтропия отличаются от приведенных значений в 10 раз и более. Поэтому даже очень приближенные полученные оценки универсальности наблюдаемых объектов заслуживают внимания.

2.2. Сравнение с расширенной PS моделью

Наблюдаемое распределение $G_p/\langle G_p\rangle$ на Рис. 2 хорошо аппроксимируется функцией

$$G_p(M)/\langle G_p\rangle \approx \frac{16M_{12}^{0.25}}{(1 + 0.8M_{12}^{0.25})^3}, \quad (6)$$

и максимум распределения находится при $\approx 10^{11} M_\odot$.

Теоретический анализ в рамках расширенной модели PS [23–26], выполненный в работе [58], позволяет связать наблюдаемую универсальность рассматриваемых функций и их слабую зависимость от массы гало с формой спектра мощности космологических возмущений плотности. Оценки сделаны с использованием следующих предположений:

1) гало ТМ образуются из пиков плотности со случайной амплитудой $A\sigma_m$, где $\sigma_m(M)$ — диспер-

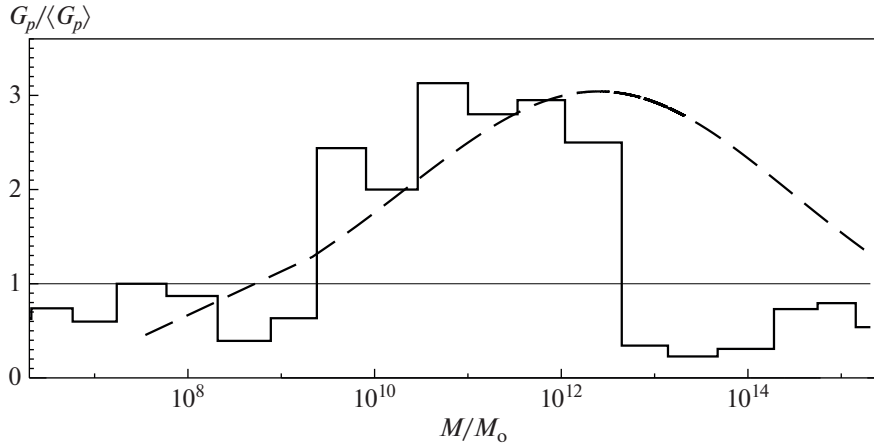


Рис. 2. Для той же выборки, что на рис. 1, распределение наблюдаемой редуцированной плотности $G_p / \langle G_p \rangle$ в зависимости от вириальной массы объектов в сравнении с теоретической зависимостью (7), показанной пунктирной линией.

сия возмущений массы в шаре с радиусом R_{vir} и массой M_{vir} ;

2) гало образуются при красном смещении $1 + z_{\text{cr}}(M_{12}) = A\sigma_m / 1.686$;

3) гало образуются с вириальной плотностью $\rho_{\text{vir}} = 200 \langle \rho_m(z) \rangle$ (1);

4) все галактики хотя бы частично образованы до реионизации при $z \approx 10$ и относятся к отдельным высоким пикам плотности.

Как показано в [58], для спектра [21] с малой массой частиц ТМ получаем

$$G_p^{st}(M) / \langle G_p \rangle \approx \frac{0.2 A_{\text{rad}}^3 M_{12}^{0.32}}{(1 + 0.7 M_{12}^{0.23})^3}. \quad (7)$$

Максимум этой функции достигается при $\approx 1.7 \times 10^{12} M_{\odot}$.

Различия в виде функций (6) и (7) устраняются, если массы соответствующих галактик увеличить в ~ 10 раз. С другой стороны, как показано в [58], наблюдаемое распределение (6) хорошо воспроизводится при соответствующем увеличении амплитуды исходного спектра мощности мелкомасштабных космологических возмущений. При подтверждении использованных наблюдений этот результат закрывает ряд WDM космологических моделей и важен для моделей космологической инфляции. Необходима проверка этих результатов как в численных моделях, так и, главным образом, в наблюдениях во всем интервале масс.

2.3. Представительность рассматриваемой выборки

Ограниченная представительность рассматриваемой выборки изучаемых объектов определяет

ся опубликованными измерениями вириальных параметров. Для галактик она связана в том числе и с заметным влиянием диска спиральных галактик, что делает ненадежными многие оценки вириальной массы. Для скоплений галактик таких ограничений нет, и в рассмотренной выборке их количество в два раза больше количества галактик.

Как уже было отмечено выше, и галактики, и особенно скопления галактик включают лишь малую долю барионов и темной материи. Так, даже принимая $\langle M_{\text{gal}} \rangle \sim 10^{11} M_{\odot}$, при средней плотности наблюдаемых галактик в каталоге SDSS [58] $\langle n_{\text{gal}} \rangle \sim 10^{-2} \text{ Мпк}^{-3}$ их вклад в среднюю плотность (1) можно оценить как

$$\langle \rho_{\text{gal}} \rangle = \langle M_{\text{gal}} \rangle \langle n_{\text{gal}} \rangle \sim 1 M_{\odot} / \text{кпк}^3 \sim 0.03 \langle \rho_m \rangle. \quad (8)$$

Эта грубая оценка близка к оценке [3, 4] доли вещества в составе светящихся объектов

$$\Omega_{\text{lum}} \approx 0.20(1 \pm 0.2) \Omega_b \sim 0.03 \Omega_m. \quad (9)$$

Даже принимая большую среднюю массу скоплений $\langle M_{\text{cls}} \rangle \sim 10^{14} M_{\odot}$, для малой наблюдаемой плотности скоплений $\langle n_{\text{cls}} \rangle \approx 10^{-5} \text{ Мпк}^{-3}$ [59] получаем вновь оценку (8).

Полученные оценки показывают, что отмеченная универсальность структуры (4) относится к объектам, включающим незначительную фракцию барионов (и ТМ), всего около 3%. Но при этом данные объекты представляют практически всю светящуюся материю. Оценки, выполненные с помощью PS модели [7, 20], показывают, что $\sim 3\%$ вещества концентрируется в объектах с массой $M \geq 10^{6-7} M_{\odot}$ при красных смещениях $z \sim 15-12$.

При этом их средняя масса $\langle M \rangle \approx 5 \times 10^{7-8} M_{\odot}$

близка к массам карликовых галактик. Эти оценки близки к оценкам, полученным в численных моделях [60], и определенно указывают на корреляцию отмеченных особенностей внутреннего строения (3), (4) с периодом образования объекта.

2.4. Влияние выбора R_{vir} на вириальные параметры

Вириальный радиус R_{vir} вводится в (2) путем сравнения внутренней K_{vir} и потенциальной U_{vir} энергий гало ТМ. Как было отмечено выше, и в наблюдениях, и в численных моделях эти энергии определяются не очень надежно, и, как правило, в наблюдениях за вириальный радиус принимается максимальный наблюдаемый радиус. В карликовых галактиках Местной группы за вириальный радиус принят радиус на половине светимости, $R_{1/2}$. Этот произвол в выборе R_{vir} является одним из главных источников ошибок в определении обсуждаемых характеристик, поэтому важно получить оценки влияния этого фактора.

Для грубых оценок можно использовать популярные аналитические модели, которые, однако, показывают сильную зависимость от плохо известной структуры периферии гало ТМ. Так, для популярного двухпараметрического профиля [61] NFW

$$\begin{aligned} \rho_{NFW}(r) &= \frac{\rho_0}{c(1+c)^2}, \quad c = \frac{r}{r_0}, \\ M &= M_0 f_{NFW}(c) = 4\pi\rho_0 r_0^3 f_{NFW}(c), \\ f_{NFW}(c) &= \ln(1+c) - \frac{c}{1+c}, \\ -U_{NFW} &= \frac{GM_0^2}{2r_0} \left[\frac{c^2}{2(1+c)^2} - \frac{f(c)}{1+c} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где ρ_0, r_0 – параметры центрального ядра, c – концентрация (безразмерный радиус). Этот профиль часто используется для описания скоплений галактик и массивных объектов в численных моделях. Однако в этой модели вириальная масса не ограничена, что затрудняет сравнение с наблюдениями. Для объекта с таким профилем плотности рассматриваемая поверхностная плотность вириализованных объектов зависит от радиуса

$$\frac{M(c_1)}{M(c_2)} = \frac{f_{NFW}(c_1)}{f_{NFW}(c_2)}, \quad \frac{\Sigma_{vir}(c_1)}{\Sigma_{vir}(c_2)} \approx \frac{c_2^2 f_{NFW}(c_1)}{c_1^2 f_{NFW}(c_2)}, \quad (11)$$

и в интервале $3 \leq c_1, c_2 \leq 6$ масса и поверхностная плотность меняются как

$$M_{vir}(3)/M_{vir}(6) \approx 0.55, \quad \Sigma_{vir}(3)/\Sigma_{vir}(6) \approx 2.5.$$

Таким образом, измерения в этом интервале радиусов остаются в пределах разброса данных (4). Эти свойства снижают требования к точности наблюдений вириальных параметров и позволяют использовать для грубых оценок наблюдения,

выполненные разными методами и с разной точностью.

Однако в другой модели [62] градиент плотности на периферии больше, чем в предыдущей модели и влияние ошибки в выборе R_{vir} возрастает:

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \frac{\rho_0}{c(1+c)^3}, \quad c = \frac{r}{r_0}, \\ R_{vir} &\rightarrow \frac{6}{5} r_0, \quad M_{vir} = 2\pi\rho_0 r_0^3 \frac{c^2}{(1+c)^2}, \\ \frac{M_{vir}(3)}{M_{vir}(6)} &\approx 0.76, \quad \frac{\Sigma_{vir}(3)}{\Sigma_{vir}(6)} \approx 3. \end{aligned} \quad (12)$$

3. УНИВЕРСАЛЬНЫЕ ВИРИАЛЬНЫЕ ПЛОТНОСТЬ И РАДИУС ГАЛО

В большинстве наблюдаемых объектов вириальный радиус больше радиуса, определяемого звездами, или радиоизлучением. Поэтому известное определение вириальной массы по измерениям кеплеровской зависимости круговой скорости от радиуса $v_{circ}^2 = GM_{vir}/r$ имеет ограниченное применение и требует нескольких наблюдений на возрастающих радиусах. Но и в этом случае возникают заметные ошибки из-за несферичности периферии галактик и скоплений галактик, из-за сильной неоднородности окружающей среды и др. Так, многие галактики расположены в филаментах, что влияет на свойства периферийных областей. Учитывать влияние окружающей среды особенно важно при определении вириальных параметров скоплений галактик, которые, как правило, расположены внутри сверхскоплений – “блинов” Зельдовича, и всегда тесно связаны с несколькими филаментами. Эти особенности ярко проявляются в численных модельных расчетах (см., напр., [63]).

В последние годы стало популярным универсальное определение вириальной плотности

$$\rho_{vir} \approx 200 \langle \rho_m(z) \rangle. \quad (13)$$

Вместо фактора 200 в этом соотношении можно использовать другие, например, фактор 500.

Это соотношение феноменологически описывает процесс релаксации образующегося ТМ гало. Оно было получено в простой модели в работе [27] и не имеет серьезного теоретического обоснования. Строго говоря, оно лишь предлагает связать плотность ρ_{vir} с соответствующим красным смещением z_{cr} ,

$$\rho_{vir} \approx 7(1+z_{cr}) \times 10^3 M_{\odot}/\text{кпк}^3.$$

В модели [27] это соотношение можно (условно) рассматривать как определение красного смещения z_{cr} рождения объекта. В работе [26] этот вопрос рассмотрен подробнее.

Однако дальнейшее развитие этого подхода привело к отождествлению красного смещения в соотношении (13) с *наблюдаемым* красным смещением объекта. По существу, это отождествление предполагает соответствующий продолжающийся рост массы объекта вплоть до момента наблюдения и единую вириальную плотность всех объектов при данном z — от карликовых галактик до скоплений галактик — вне зависимости от их массы.

Такой подход привлекает своей универсальностью, но не согласуется с измерениями вириальных параметров в наблюдениях, а потому часто приводит к неожиданным результатам, например, увеличивая вириальный радиус в несколько раз ради сохранения низкой вириальной плотности при малых z . Более того, сравнение соотношения (13) с наблюдаемым соотношением (4) приводит к выводу, что

$$M_{\text{vir}} \approx 10^{15} M_{\odot} (1+z)^{-6}.$$

Это соотношение примерно описывает эволюцию средней массы $\langle M_{\text{vir}}(z) \rangle$, определяемой PS моделью. Но если вириальная плотность *всех* объектов при данном красном смещении одинакова, то соотношения (4) ликвидируют индивидуальность наблюдаемых галактик и приводят к неожиданному (но ошибочному) выводу, что для *всех* галактик и скоплений галактик, наблюдаемых при данном красном смещении, все вириальные параметры (в том числе и масса) одинаковы.

Определение вириального радиуса в численных моделях предполагает очень подробное изучение соответствующими методами периферии галактик, скоплений галактик и других элементов структуры Вселенной. Как отмечено выше, при этом желательнее не использовать сферического приближения. Ряд методов, используемых в таком анализе, обсуждаются в работе [64].

Вероятно, одним из наиболее перспективных методов изучения компактных гало является метод “Минимального Покрывающего Древа” (Minimal Spanning Tree) [58, 65–67], который обеспечивает высокую эффективность описания при минимальных предположениях о свойствах изучаемой системы. В последнее время этот метод широко применяется при анализе некоторых космологических задач [68–71].

4. СВОЙСТВА ЯДЕР МАЛОМАССИВНЫХ ГАЛАКТИК

Возможная универсальность свойств ядер маломассивных галактик давно привлекает внимание [28–32], хотя для этого и нет серьезных теоретических оснований. Но из-за высокой концентрации барионов свойства ТМ в центральных областях трудно определить, и все оценки пара-

метров таких ядер всегда будут модельно зависимы. Подробное обсуждение этого вопроса [28, 33] хорошо демонстрирует различия в подходах и выводах.

Если в [28, 32] авторы считают установленной универсальность поверхностной плотности ядер маломассивных галактик $\langle \rho_0 r_0 \rangle$, то с этим не согласны авторы [33, 34]. Это лишний раз подтверждает сильную зависимость свойств таких ядер от методов разделения вклада барионов и ТМ. Неоднократно отмеченная сравнительно слабая связь вириальных параметров со свойствами ядер маломассивных галактик явно прослеживается в выборке [37].

5. ТМ ГАЛО В ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЯХ

На рис. 3 в качестве примера показано распределение частиц ТМ в численной модели. Темные точки, соответствующие гало ТМ, очевидно, коррелируют с видимыми структурными элементами. К сожалению, в большинстве численных моделей, созданных после 2011 г., выделение гало ТМ выполняется с помощью BDM кода [7, 72] с использованием универсальной вириальной плотности (13). Как было отмечено выше, это сильно искажает реальные параметры гало и затрудняет сравнение с наблюдениями. Кроме того, разделение модельных ТМ гало на “галактики” и “темные” объекты не может быть выполнено с достаточной достоверностью, и поэтому мы вынуждены рассматривать только зависимость вириальных характеристик ТМ гало от массы.

Для нескольких выборок модельных гало ТМ средние характеристики приведены в табл. 2. Отметим, что если для малой фракции гало с $M_{12} \geq 0.1$ эти характеристики близки к наблюдаемым (4), то для гораздо большей фракции гало ТМ с $M_{12} \leq 0.1$ значения $\langle \Sigma_{\text{vir}} \rangle$ и $\langle G_p \rangle$ значительно меньше. В рамках PS модели это различие в свойствах наблюдаемых и модельных гало ТМ можно частично объяснить обрезанием модельного спектра плотности

$$\sigma_m \approx \frac{11}{1 + 3.735 M_{12}^{0.17} + 0.36 M_{12}^{0.425}}, \quad (14)$$

$$G_p \propto M_{x12}^{1/2}.$$

Таблица 2. Вириальные параметры нескольких выборок гало ТМ в численных моделях [7, 73]

N_{obj}	$\langle M_{12} \rangle$	$\langle \Sigma_{\text{vir}} \rangle / \Sigma_0$	$\langle G_p \rangle / G_0$	$\langle G_s \rangle / \text{см}^2 \text{кЭЮ}$
30	660	43(1 ± 0.3)	600(1 ± 0.4)	1.6(1 ± 0.2)
280	≥100	48(1 ± 0.2)	700(1 ± 0.1)	6.1(1 ± 0.2)
4000	~0.1	47(1 ± 0.8)	800(1 ± 1.1)	10(1 ± 0.5)
10 ⁶	≤0.1	3(1 ± 0.8)	10(1 ± 0.4)	36(1 ± 0.5)

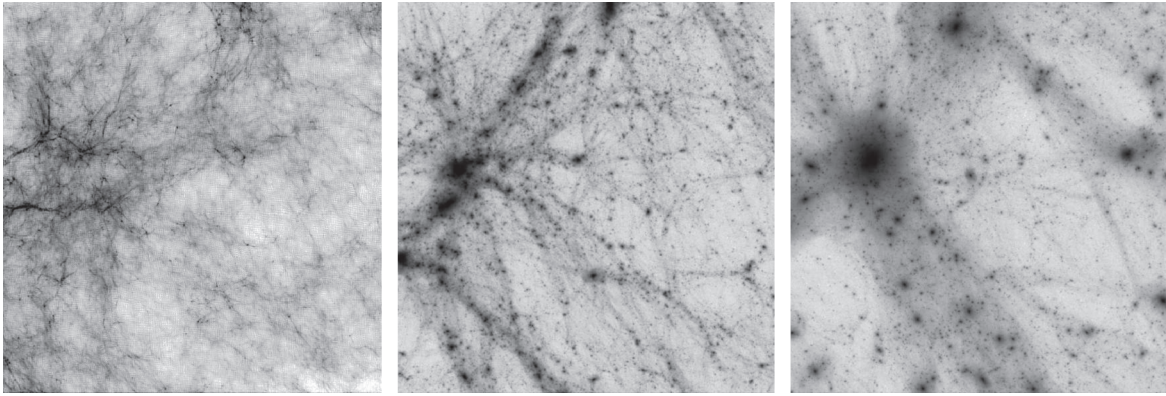


Рис. 3. Пример возникновения и последующего разрушения структурных элементов в окрестности крупного ТМ гало. Показано распределение частиц ТМ при красных смещениях (слева направо) $z = 15$, $z = 4$ и $z = 1$.

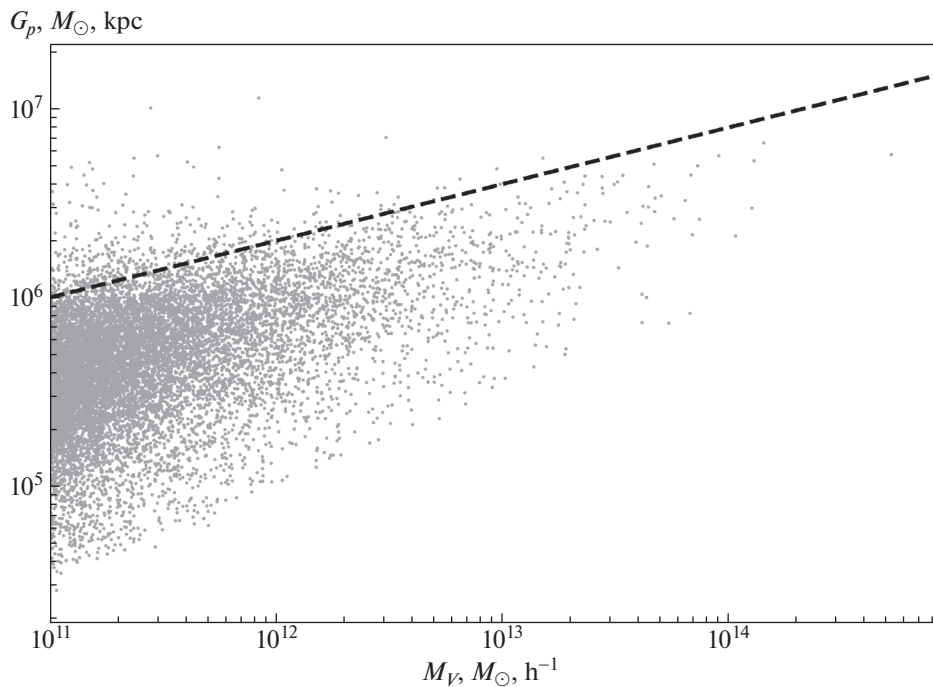


Рис. 4. Распределение редуцированной плотности $G_p(M_{\text{vir}})$ для 4.5×10^5 гало в модели [7]. Штриховая линия соответствует условию $G_p = 2 \times 10^6 M_{12}^{0.3}$.

Соответствующие различия в виде функций (6) и (15) ведут к подавлению модельных $\langle \Sigma_{\text{vir}} \rangle$ и $\langle G_p \rangle$ при $M_{12} \ll 1$.

Этот фактор важен, но он не объясняет большой разброс G_p на рис. 4, где приведено распределение редуцированной плотности $G_p(M_{\text{vir}})$ гало ТМ в численных моделях [7]. По сравнению с рис. 1 на рис. 4 видна многозначность функции $G_p(M_{\text{vir}})$, возрастающая при малых массах M_{vir} . Это обусловлено массовым образованием гало

ТМ с $M_{12} \leq 1$ на красных смещениях $z \leq 10$. Эти гало умеренной массы связаны с многочисленными низкими пиками плотности, количество которых по меньшей мере в $\sim 10^3$ раз превышает количество “галактик”. Их свойства плохо описываются расширенной PS моделью, которая не рассматривает взаимные влияния близких пиков. Эти взаимодействия мало существенны для эволюции редких высоких пиков, но они в корне меняют эволюцию многочисленных низких пиков

плотности. Эти различия подчеркивают ограниченность применимости теоретической PS модели, а также важность учета взаимодействия близких пиков плотности, обнаруженного в численных моделях.

Напомним, что в отличие от этих многочисленных гало ТМ маломассивные галактики, как правило, связаны с высокими пиками, соседствующими с еще более высокими пиками больших (“хозяйских”) галактик. Они содержат звезды и, следовательно, образовались при $z \geq 10$, но рост их массы при $z \leq 10$ заторможен влиянием более массивных соседей [24] (или другими факторами). Поэтому различия в свойствах маломассивных галактик и модельных гало ТМ сравнимой массы совершенно естественны.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Теоретические и численные модели образования галактик и структуры Вселенной внесли сравнимый взаимно дополняющий вклад в развитие космологии. Если теоретические модели, такие как [20–23, 26, 74–77], подчеркивают главные факторы, определяющие образование и эволюцию структурных элементов, то численные модели позволяют учесть их комплексное влияние. В этой работе показано, что в рамках расширенной PS модели хорошо описывается универсальность свойств наблюдаемых галактик и скоплений галактик. В то же время такой подход имеет ограниченную применимость при описании многочисленных модельных гало ТМ.

Показано, что:

1. Большая часть галактик и скоплений галактик демонстрирует универсальность вириальных характеристик, таких как поверхностная плотность, Σ_{vir} , редуцированная плотность и энтропия G_p , G_s (см. (4), (7)), что позволяет рассматривать эти объекты как однопараметрическую последовательность.

2. Эта универсальность связана с эволюцией относительно небольшой популяции высоких пиков плотности, описывающей образование галактик и скоплений галактик.

3. В численных моделях эта универсальность сохраняется лишь для массивных гало ТМ. Для многочисленных гало ТМ малой и умеренной массы эта универсальность полностью разрушается при их взаимодействии. Это взаимодействие мало для эволюции редких высоких пиков, при этом оно в корне меняет эволюцию и свойства многочисленных гало ТМ малой массы.

4. Наблюдаемая зависимость вириальных характеристик галактик от вириальной массы объекта чувствительна к виду спектра начальных возмущений. В перспективе это может позволить

оценить вид мелкомасштабной части спектра возмущений, что важно для изучения свойств ранней Вселенной.

К сожалению, случайный характер имеющихся на сегодня наблюдательных данных не позволяет продвинуться в анализе этих важных вопросов. Тем не менее при организации специальной программы наблюдений современный уровень регистрирующей аппаратуры может позволить получить необходимые данные. Не менее обещающим в этом направлении представляется и детальный анализ результатов специальных численных моделей, сочетающих высокое разрешение с корректным описанием крупномасштабных корреляций в эволюции структурных элементов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках программы ФИАН ННГ 01-2018.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *E. Komatsu, K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **192**, id. 18 (2011).
2. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **594**, id.A13 (2016).
3. *J. M. Shull, B. D. Smith, and C. W. Danforth*, *Astrophys. J.* **759**, id. 23 (2012).
4. *T. Naab and J. P. Ostriker*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **55**, 59 (2017).
5. *D. R. Weisz, A. E. Dolphin, E. D. Skillman, J. Holtzman, K. M. Gilbert, J. J. Dalcanton, and B. F. Williams*, *Astrophys. J.* **789**, id. 148 (2014).
6. *M. Boylan-Kolchin, V. Springel, S. White, A. Jenkins, and G. Lemson*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **398**, 1150 (2009).
7. *A. Klypin, S. Trujillo-Gomez, and J. Primack*, *Astrophys. J.* **740**, 102 (2011).
8. *M. Demiański, A. Doroshkevich, and T. Larchenkova*, *Astron. Letters*, in press (2020).
9. *J. Simon*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **57**, 375 (2019).
10. *S. Chandrasekhar*, *Rev. Modern Physics* **15**, 1 (1943).
11. *D. Lynden-Bell*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **136**, L101 (1967).
12. *J. Fillmore and P. Goldreich*, *Astrophys. J.* **281**, 1 (1984).
13. *A. V. Gurevich and K. P. Zybin*, *Physics Uspekhi* **38**, 687 (1995).
14. *S. Allen, A. Evrard, and A. Mantz*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **49**, 409 (2011).
15. *A. B. Zacos, A. C. Saburova, A. B. Хонерсков, C. A. Хонерсков*, *Успехи физ. наук* **187**, 3 (2017).
16. *J. Tumlinson, M. Peebles, and J. Werk*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **55**, 389 (2017).
17. *J. Bullock and M. Boylan-Kolchin*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **55**, 343, (2017).

18. *R. Wechsler and J. Tinker*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **56**, 435, (2018).
19. *T. Zavala and C. Frenk*, *Galaxies* **7**, 81 (2019).
20. *W. Press and P. Schechter*, *Astrophys. J.* **187**, 425 (1974).
21. *J. Bardeen, J. Bond, N. Kaiser, and A. Szalay*, *Astrophys. J.* **304**, 15 (1986).
22. *J. Bond, S. Cole, G. Efstathiou, and N. Kaiser*, *Astrophys. J.* **379**, 440 (1991).
23. *R. Sheth and G. Tormen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **329**, 61 (2002).
24. *R. Sheth*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **345**, 1200 (2003).
25. *R. Sheth, and G. Tormen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **350**, 1385 (2004).
26. *R. Sheth, and G. Tormen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **349**, 1464 (2004).
27. *C. Lacey and S. Cole*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **262**, 627 (1993).
28. *P. Salucci*, *Astron. and Astrophys. Rev.* **27**, id. 2 (2019).
29. *J. Kormendy and K. Frimen*, in *Dark Matter in Galaxies*, IAU Symp. 220, held 21–25 July, 2003 in Sydney, Australia, edited by S. D. Ryder, D. J. Pisano, M. A. Walker, and K. C. Freeman (San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 2004), p. 377.
30. *F. Donato, G. Gentile, and P. Salucci*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **397**, 1169 (2009).
31. *C. Di Paolo, P. Salucci, and A. Erkurt*, arXiv:1805.07165 [astro-ph.GA] (2018).
32. *E. Karukes and P. Salucci*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 4703 (2017).
33. *A. Saburova and A. Del Popolo*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **445**, 3512 (2014).
34. *L. M. Fernández-Hernández, A. Montiel, and M. A. Rodríguez-Meza*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **488**, 5127 (2019).
35. *W. J. G. de Blok, F. Walter, E. Brinks, C. Trachternach, S.-H. Oh, and R. C. Kennicutt, Jr.*, *Astrophys. J.* **136**, 2648 (2008).
36. *R. Kuzio de Naray, S. S. McGaugh, W. J. G. de Blok, and A. Bosma*, *Astrophys. J. Suppl.* **165**, 461 (2006).
37. *S.-H. Oh, D. A. Hunter, E. Brinks, B. G. Elmegreen, et al.*, *Astron. J.* **149**, id. 180 (2015).
38. *M. Demiarński and A. Doroshkevich*, *Astron. Astrophys. Trans.* **30**, 185 (2017).
39. *N. Kaiser*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **222**, 323 (1986).
40. *R. A. Swaters, R. Sancisi, T. S. van Albada, J. M. van der Huls*, *Astron. and Astrophys.* **493**, 871 (2009).
41. *R. Bottema and J. L. G. Pestaña*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **448**, 2566 (2015).
42. *E. N. Kirby, J. S. Bullock, M. Boylan-Kolchin, M. Kaplinghat, and J. G. Cohen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **439**, 1015 (2014).
43. *M. G. Walker, M. Mateo, E. W. Olszewski, J. Penarrubia, N. W. Evans, and G. Gilmore*, *Astrophys. J.* **704**, 1274 (2009).
44. *J. Merten, M. Meneghetti, M. Postman, K. Umetsu, et al.*, arXiv:1404.1376 [astro-ph.CO] (2014).
45. *R. W. Schmidt and S. W. Allen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **379**, 209 (2007).
46. *M. Arnaud, E. Pointecouteau, and G. W. Pratt*, *Astron. and Astrophys.* **441**, 893 (2005).
47. *E. Pointecouteau, M. Arnaud, and G. W. Pratt*, *Astron. and Astrophys.* **435**, 1 (2005).
48. *G. W. Pratt, M. Arnaud, and E. Pointecouteau*, *Astron. and Astrophys.* **446**, 429 (2006).
49. *Z. Zhu, H. Xu, J. Wang, J. Gu, et al.*, arXiv:1511.04699 [astro-ph.CO] (2015).
50. *C. Sifon, H. Hoekstra, M. Cacciato, M. Viola, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **575**, id.A48 (2015).
51. *R. Herbonnet, C. Sifon, H. Hoekstra, Y. Bahe, et al.*, arXiv:1912.04414 [astro-ph.CO] (2019).
52. *Iu. Babyk, I. Vavilova, and A. Del Popolo*, arXiv:1208.2424 [astro-ph.CO] (2012).
53. *W. Xu, M. E. Ramos-Ceja, F. Pacaud, T. H. Reiprich, and T. Erben*, *Astron. and Astrophys.* **619**, id.A162 (2018).
54. *M. E. Ramos-Ceja, F. Pacaud, T. H. Reiprich, K. Migkas, L. Lovisari, and G. Schellenberger*, *Astron. and Astrophys.* **626**, id.A48 (2019).
55. *A. Wasserman, A. J. Romanowsky, J. Brodie, P. van Dokkum, et al.*, *Astrophys. J.* **863**, id. 130 (2018).
56. *P. van Dokkum, R. Abraham, J. Brodie, C. Conroy, et al.*, *Astrophys. J.* **828**, id. L6 (2016).
57. *D. Zaritsky*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **464**, L110 (2017).
58. *A. Doroshkevich, D. L. Tucker, S. Allam, and M. J. Way*, *Astron. and Astrophys.* **418**, 7 (2004).
59. *A. Vikhlinin, A. V. Kravtsov, R. A. Burenin, H. Ebeling, et al.*, *Astrophys. J.* **692**, 1060 (2009).
60. *S. V. Pilipenko, M. A. Sánchez-Conde, F. Prada, and G. Yepes*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **472**, 4918 (2017).
61. *J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White*, *Astrophys. J.* **490**, 493 (1997).
62. *L. Hernquist*, *Astrophys. J.* **356**, 359 (1990).
63. *S. Tonnesen, B. D. Smith, J. A. Kollmeier, and R. Cen*, *Astrophys. J.* **845**, id. 47 (2017).
64. *C.-H. Chuang, C. Zhao, F. Prada, E. Munari, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **452**, 686 (2015).
65. *J. D. Barrow, S. P. Bhavsar, and D. H. Sonoda*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **216**, 17 (1985).
66. *S. Gottlöber and V. Turchaninov*, *EAS Publ. Ser.* **20**, 25 (2006).
67. *M. Demiarński, A. Doroshkevich, S. Pilipenko, and S. Gottlöber*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **414**, 1813 (2011).
68. *M. Alpaslan, A. S. G. Robotham, D. Obreschkow, S. Penny, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **440**, L106 (2014).

69. *K. Naidoo, L. Whiteway, E. Massara, D. Gualdi, O. Lahav, M. Viel, H. Gil-Marín, and A. Font-Ribera*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **491**, 1709 (2020).
70. *A. Rost, F. Stasyszyn, L. Pereyra, Luis; H. J. Martínez*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **493**, 1936 (2020).
71. *I. Santiago-Bautista, C. A. Caretta, H. Bravo-Alfaro, E. Pointecouteau, and H. Andernach*, arXiv:2002.03446 [astro-ph.GA] (2020).
72. *P. S. Behroozi, R. H. Wechsler, and H.-Y. Wu*, Astrophys. J. **762**, id. 109 (2013).
73. *T. J. Armitage, D. J. Barnes, S. T. Kay, Y. M. Bahe, C. Dalla Vecchia, R. A. Crain, and T. Theuns*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **474**, 3746 (2018).
74. *Ya. Zel'dovich*, Astron. and Astrophys. **5**, 84 (1970).
75. *A. G. Doroshkevich, M. Iu. Khlopov, R. A. Sunyaev, A. S. Szalay, and Ia. B. Zeldovich*, Ann. N.Y. Acad. Sci. **375**, 32 (1981).
76. *G. R. Blumenthal, H. Pagels, and J. R. Primack*, Nature, **299**, 37 (1982).
77. *S. F. Shandarin, A. G. Doroshkevich, and Ya. B. Zel'dovich*, Soviet Physics Uspekhi **26**, 46 (1983).

УДК 52-6

ОБРАТНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЙНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА КАК ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КИЛОПАРСЕКОВЫХ ДЖЕТОВ КВАЗАРОВ С ДОМИНИРУЮЩИМИ ЯДРАМИ

© 2020 г. М. С. Бутузова^{1,*}, А. Б. Пушкарёв^{1,2,**}, Е. С. Шабловинская^{3,***}, С. В. Назаров^{1,****}

¹ Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

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

³ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

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

**E-mail: pushkarev.alexander@gmail.com

***E-mail: e.shablie@yandex.com

****E-mail: astrotourist@gmail.com

Поступила в редакцию 15.03.2020 г.

После доработки 01.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

Для интерпретации рентгеновского излучения килопарсековых джетов квазаров почти 20 последних лет широко использовалось обратное комптоновское рассеяние реликтового излучения. Недавний анализ данных наблюдений *Fermi*-LAT показал неприменимость указанного предположения для джетов нескольких квазаров. В данной работе мы рассматриваем обратное комптоновское рассеяние фотонов центрального источника как возможный механизм образования рентгеновского излучения килопарсековых джетов квазаров PKS 0637–752, 3C 273, PKS 1510–089 и PKS 1045–188. Получены оценки угла с лучом зрения и скорости килопарсековых джетов. Предсказываемый поток излучения в гамма диапазоне для всех объектов оказался ниже верхнего ограничения на поток от килопарсекового джета, полученного из данных наблюдений *Fermi*-LAT. Показано, что наше предположение о механизме образования рентгеновского излучения килопарсековых джетов согласуется со всеми имеющимися к настоящему времени данными многоволновых наблюдений.

DOI: 10.31857/S000462992011002X

1. ВВЕДЕНИЕ

Килопарсековые (кпк-) джеты активных ядер галактик наблюдаются с высоким угловым разрешением в рентгеновском диапазоне космической обсерваторией *Chandra* с 2000 г. [1]. Для первого обнаруженного джета квазара PKS 0637–752, также как и для джетов других квазаров с доминирующими ядрами, поток излучения в рентгеновском диапазоне оказался выше, чем ожидаемое значение из экстраполяции синхротронного радиооптического спектра на рентгеновские частоты [1, 2]. Это свидетельствует о разных процессах, генерирующих излучение в указанных диапазонах. В одной из первых работ для джета квазара PKS 0637–752 было показано, что наиболее вероятный механизм высокочастотного излучения — это обратное комптоновское рассеяние (ОКР) собственного синхротронного излучения [1]. Но при этом из сравнения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах следовало, что условие рав-

нораспределения энергии между магнитным полем и частицами не выполняется: в излучающих частицах заключена большая энергия. Авторы [3, 4] предположили, что рентгеновское излучение джета PKS 0637–752 образуется за счет обратного комптоновского рассеяния реликтового излучения (ОКР/РИ, IC/СМВ). При этом полагалось, что кпк-джет, по аналогии с парсековым (пк-) джетом [5], в целом движется с ультрарелятивистской скоростью под малым углом к лучу зрения. Тогда плотность энергии реликтового излучения (РИ) в системе отсчета кпк-джета возрастает, что приводит к увеличению потока в рентгеновском диапазоне при неизменном потоке на радиочастотах и, следовательно, к выполнению условия равномерного распределения энергии. Эта модель образования рентгеновского излучения, получившая название “beamed IC/СМВ”, в дальнейшем стала широко применяться для интерпретации рентгеновского излучения кпк-джетов квазаров с доминирующими ядрами (см., напр., [6–10]).

В недавних работах показана невозможность применимости “beamed IC/СМВ” модели к высокочастотному излучению кпк-джетов квазаров PKS 0637–752 [11] и 3C 273 [12] потому, что в данных наблюдениях инструмента *Fermi-LAT* в гамма-диапазоне отсутствует высокий уровень постоянного потока излучения, характеризующего жестким спектром, который должен был бы генерироваться в кпк-джетах. Косвенным аргументом против “beamed IC/СМВ” модели является и то, что отсутствует статистически значимое различие в распределении разницы позиционных углов пк- и кпк-джетов квазаров с доминирующими ядрами, имеющих (27 объектов) и не имеющих (23 объекта) детектируемый рентгеновский поток от кпк-джета [13].

Альтернативные механизмы образования рентгеновского излучения кпк-джетов квазаров, например, такие как синхротронное излучение, производимое либо второй высокоэнергетической популяцией электронов [14], либо протонами [15], вводят дополнительные свободные параметры, варьированием которых можно получить приемлемые оценки на физические условия в кпк-джетах. Дополнительно к этому указанные механизмы требуют действия в одной области (или в близко расположенных областях) джета двух различных механизмов ускорения, что усложняет представление о физической природе струй.

С другой стороны, если отказаться от априори малого угла ($<10^\circ$) между кпк-джетом и лучом зрения, то наблюдаемые в проекции кпк-джеты в действительности находятся на меньшем расстоянии от активного ядра. Тогда, по крайней мере, для ближних к ядру узлов кпк-джетов рентгеновское излучение может образовываться вследствие обратного комптоновского рассеяния излучения центрального источника (ОКР/ЦИ, IC/CS). Под термином “узел” мы понимаем область в джете с повышенной поверхностной яркостью, что, вероятно, вызвано повышенной концентрацией излучающих частиц. ОКР/ЦИ становится более привлекательным механизмом образования рентгеновского излучения еще и потому, что излучение ЦИ на частотах от радио- до миллиметрового диапазона образуется в пк-джете [16] и вследствие релятивистских эффектов усиливается в системе отсчета кпк-джета настолько, что ОКР/ЦИ вносит существенно больший вклад, чем ОКР/РИ, в наблюдаемое рентгеновское излучение. Как было показано для кпк-джетов квазаров 3C 273 [17] и PKS 1127–145 [18], ОКР/ЦИ дает естественное объяснение наблюдаемому уменьшению рентгеновской интенсивности узлов с удалением от активного ядра и позволяет при известном спектре ЦИ определить как физические параметры узлов, так и угол с лучом зрения и скорость кпк-джета [18]. Так как часто наблюдается уменьшение рентгеновской интенсив-

ности вдоль кпк-джетов квазаров [2, 6], то это может свидетельствовать о широкой распространенности ОКР/ЦИ. Ранее этот механизм рассматривался только для радиогалактик [4, 19–21].

В данной работе мы исследуем применимость ОКР/ЦИ к интерпретации рентгеновского излучения кпк-джетов квазаров. В разделе 2 объясняем наш выбор объектов и приводим имеющиеся данные наблюдений, которые используем для определения угла с лучом зрения и скорости кпк-джетов (раздел 3). В разделе 4 проводим оценки напряженности магнитного поля и концентрации излучающих электронов. Моделируем спектр излучения джетов в рентгеновском и гамма-диапазонах для сравнения с верхним пределом на поток от кпк-джетов в гамма-диапазоне. Обсуждение результатов и выводы представлены в разделе 5.

2. ОБЪЕКТЫ И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Выбор объектов производился по следующим критериям. Во-первых, выбирались только квазары с доминирующими ядрами. Во-вторых, должен наблюдаться спад рентгеновской интенсивности узлов вдоль кпк-джета, что является указанием на возможность ОКР/ЦИ. При этом отбирались джеты, два и более узлов которых наблюдаются как в радио-, так и в рентгеновском диапазонах. В-третьих, необходимым было наличие данных наблюдений пк-джетов, из которых возможна оценка видимой сверхсветовой скорости компонентов и, следовательно, оценка скорости β (в единицах скорости света c) и угла пк-джета с лучом зрения θ_{pc} . Для упрощения процедуры выбора объектов мы воспользовались веб-страницами, содержащими данные о рентгеновских джетах¹, и данные наблюдений, выполненные в рамках программы MOJAVE².

Перечисленным критериям соответствуют объекты: 3C 273, PKS 1127–145, PKS 1045–188, PKS 1510–089. Угол с лучом зрения кпк-джета квазара 3C 273 в рамках ОКР/ЦИ определялся в работе [17] путем сравнения интегральных плотностей энергий ЦИ и РИ, а не сравнением производимого потока рентгеновского излучения при ОКР/ЦИ и ОКР/РИ. Поэтому 3C 273 мы оставили для данного исследования. Геометрические и кинематические параметры кпк-джета квазара PKS 1127–145 в предположении ОКР/ЦИ определены в работе [18] и здесь будут использоваться нами для сравнения. Несмотря на то что рентгеновская интенсивность узлов кпк-джета квазара PKS 0637–752 не проявляет отчетливого уменьшения с расстоянием от ядра, мы включили этот объект в выборку: он интересен как прототип, для

¹ <http://hea-www.harvard.edu/XJET/>

² <http://www.physics.purdue.edu/astro/MOJAVE/allsources.html>

которого был предложен, а затем опровергнут сценарий “beamed IC/CMB”.

В данном исследовании мы используем формулы, вывод и детальное описание которых представлены в работе [18]. Здесь мы отметим лишь основные из них. Для учета спектров как релятивистских электронов, так и рассеиваемого излучения, выражение для плотности потока рассеянного излучения находится с помощью инвариантного кинетического уравнения Больцмана для ОКР [22–24]. Так как преобладающая часть рассеиваемого излучения образуется в релятивистском ПК-джете [16], то для нахождения функции распределения рассеиваемых фотонов в системе отсчета КПК-джета из наблюдаемого спектра квазара необходимо сделать соответствующие преобразования. Переход в систему отсчета КПК-джета осуществлялся с использованием доплер-фактора $\delta = \sqrt{1 - \beta_{pc}^2} / (1 - \beta_{pc} \cos \theta_{pc})$. Скорость β_{pc} и угол зрения θ_{pc} ПК-джета определяются из видимой скорости его деталей β_{app} из выражений:

$\theta_{pc} = (1 + \beta_{app}^2)^{-0.5}$ и $\theta_{pc} \sim 1/\Gamma_{pc}$ (где $\Gamma_{pc} = 1/\sqrt{1 - \beta_{pc}^2}$ – лоренц-фактор). Для перехода в систему отсчета КПК-джета используется значение доплер-фактора ПК-джета δ_j , который бы наблюдался с КПК-

джета. Величина δ_j зависит от угла θ_{pc}^{kpc} между вектором скорости ПК-джета и направлением от ПК-джета на КПК-джет (штрих обозначает величины в системе отсчета КПК-джета). Другими словами, угол θ_{pc}^{kpc} – это угол действительного изгиба джета, происходящего между ПК- и КПК-масштабами. Угол изгиба θ_{pc}^{kpc} в системе отсчета наблюдателя может быть найден из разницы позиционных углов ПК- и КПК-джетов, ΔPA , с использованием формулы (1) из работы [25]³:

$$\text{ctg } \theta_{pc}^{kpc} = \frac{\sin \varphi - \text{tg } \Delta PA \cos \theta_{pc} \cos \varphi}{\text{tg } \Delta PA \sin \theta_{pc}}, \quad (1)$$

где φ – азимутальный угол изгиба (рис. 1). На рис. 1 представлена схема изгиба джета между ПК- и КПК-масштабами и определено направление отсчета φ . Видно, что если КПК-джет отклоняется от ПК-джета в сторону направления оси z , то $0^\circ < \varphi < 180^\circ$, как это имеет место для PKS 0637–752 и PKS 1045–188. Если КПК-джет отклоняется в сторону, противоположную направлению оси z , то $180^\circ < \varphi < 360^\circ$, что справедливо для 3C 273 и PKS 1510–089. Для каждого значения φ , находящегося в заданном для рассматриваемого объекта интервале, и изменяющегося с шагом 1° , из фор-

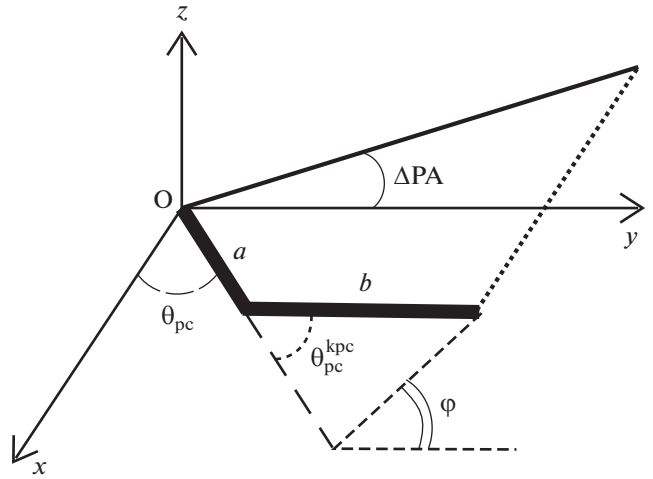


Рис. 1. Схема изгиба джета, происходящего между ПК- (a) и КПК- (b) масштабами. Ось x направлена вдоль луча зрения, ось y – вдоль проекции ПК-джета на картинную плоскость. Обозначены углы, используемые в выражении (1) для определения угла изгиба джета θ_{pc}^{kpc} .

мулы (1) мы получили значения θ_{pc}^{kpc} . При этом начальное значение φ было больше значения нижней границы рассматриваемого интервала возможных значений φ на 0.1° . Наибольшие значения (несколько десятков градусов) соответствуют $\varphi \approx \Delta PA$ ($\varphi \approx \Delta PA + 180^\circ$ для PKS 1510–089). В преобладающем большинстве случаев $\theta_{pc}^{kpc} < 10^\circ$. На рис. 2 представлены гистограммы распределения θ_{pc}^{kpc} в интервалах, в которых находятся не менее 86% значений. Распределения θ_{pc}^{kpc} не описываются стандартными статистическими распределениями, поэтому в качестве оценки θ_{pc}^{kpc} использовалось округленное до градусов медианное значение из находящихся в приведенных на рис. 2 интервалах. Полученное таким образом θ_{pc}^{kpc} для каждого объекта представлено в табл. 1. Отметим, что в формуле (1) не учитывается релятивистская абберация, которая при замедлении джета будет приводить к увеличению угла джета с лучом зрения. Причем это изменение будет происходить в плоскости, ортогональной картинной, и содержащей ось джета и луч зрения. Если КПК-джет имеет скорость β_{kpc} , то угол, используемый при вычислении δ_j , определяется формулой

$$\theta_{pc}^{kpc} = \arctg \left(\frac{\beta_{pc} \sin \theta_{pc}^{kpc} \sqrt{1 - \beta_{kpc}^2}}{\beta_{pc} \cos \theta_{pc}^{kpc} - \beta_{kpc}} \right). \quad (2)$$

³ ΔPA , θ_{pc} , θ_{pc}^{kpc} в работе [25] обозначаются η , θ , ζ соответственно.

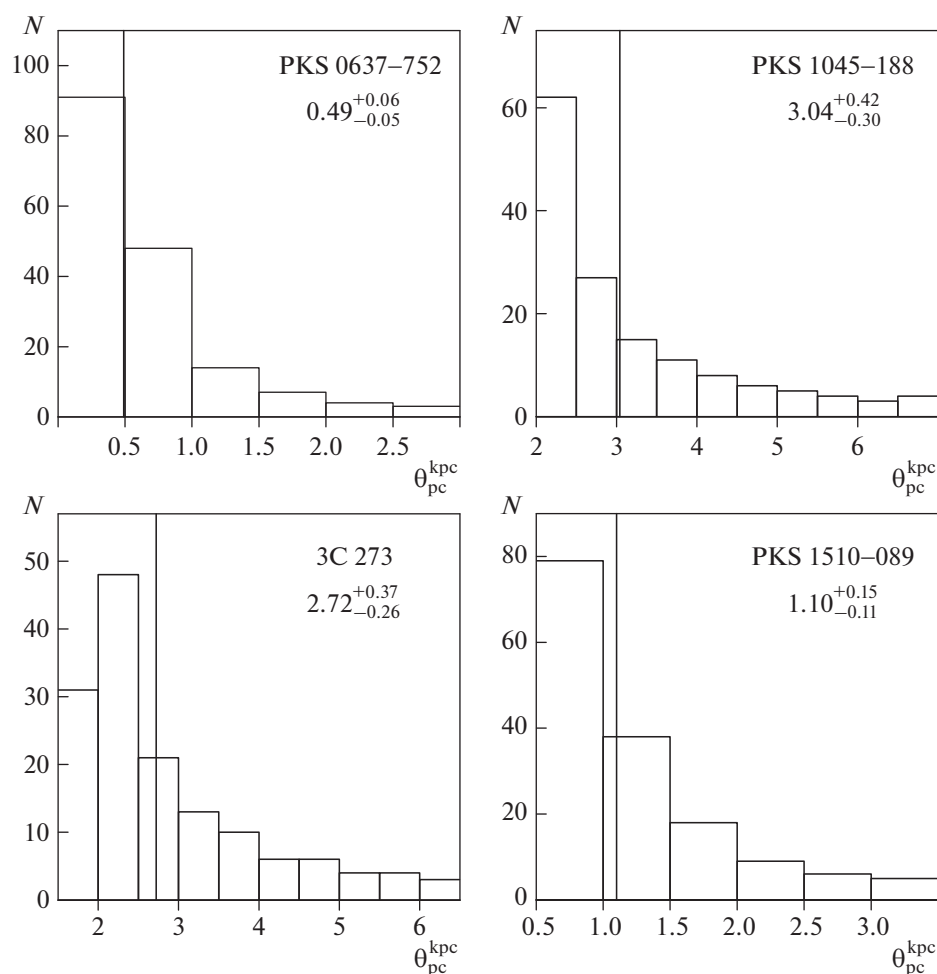


Рис. 2. Распределение значений θ_{pc}^{kpc} при изменении φ в допустимых пределах с шагом в 1° . В случае PKS 1045–188, 3C 273, PKS 1510–089 величины θ_{pc}^{kpc} меньше нижней границы приведенных интервалов отсутствуют. При построении графиков было использовано не менее 86% полученных при различных φ значений θ_{pc}^{kpc} . Сплошная вертикальная линия обозначает медианное значение θ_{pc}^{kpc} из значений, находящихся в приводимом интервале. Медианное значение θ_{pc}^{kpc} приведено под названием объекта.

При последующих оценках мы используем выражение (1) потому, что отсутствуют априорные значения скорости и угла зрения кпк-джета. Когда в рамках ОКР/ЦИ параметры θ_{kpc} и β_{kpc} будут оценены, тогда станет возможно использовать формулу (2), что в итоге приведет к изменению оценок на θ_{kpc} и β_{kpc} . После нескольких итераций возможно достижение хорошо согласованных между собой значений всех рассматриваемых параметров. Но, как отмечается в работе [18], оценки концентрации излучающих электронов и напряженности магнитного поля существенно не изменяются при увеличении значения угла θ_{pc}^{kpc} в несколько раз. Как будет показано в разделе 3, θ_{kpc} в лучшем случае определяется в некотором интервале, но для

части источников может быть получено только нижнее ограничение на значение θ_{kpc} . Поэтому использование в дальнейших вычислениях только значения θ_{pc}^{kpc} , полученного из выражения (1), оправданно. Также отметим, что есть наблюдательные свидетельства того, что кпк-джеты имеют умеренно релятивистскую скорость распространения [30–33], и чем меньше β_{kpc} , тем меньше разница в значениях θ_{pc}^{kpc} и θ_{kpc}^{kpc} .

Для определения функции распределения рассеиваемых фотонов полагается, что спектр излучения степенной (плотность потока излучения $F_\nu = Q\omega^{-\alpha}$, α – спектральный индекс). Спектры рассматриваемых объектов в диапазоне от радио-

Таблица 1. Основная информация об анализируемых квазарах и их парсековых джетах

Объект	z	D_L , Мпк	кпк в 1''	β_{app}	β_{pc}	$\theta_{pc}, ^\circ$	$PA_{pc}, ^\circ$	$PA_{kpc}, ^\circ$	$\Delta PA, ^\circ$	$\theta_{pc}^{kpc}, ^\circ$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
PKS 0637-752	0.653	3909.3	6.94	13.3 ± 1.0 [26]	0.997	4	273 [26]	278 [1]	5	1
PKS 1045-188	0.595	3487.7	6.65	10.35 ± 0.32 [28]	0.995	6	146 [27]	125 [27]	21	3
3C 273	0.158	747.0	2.70	8.09 ± 0.06 [28]	0.992	7	238 [27]	222 [27]	16	3
PKS 1510-089	0.36	1907.0	5.00	18.4 ± 2.4 [28]	0.999	3	328 [27]	163 [27]	165	1

Примечание. В столбцах приведены: (1) объект; (2) красное смещение; (3) фотометрическое расстояние (в статье мы используем Λ CDM-модель со следующими параметрами $H_0 = 71 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ [29]); (4) соответствие между угловым масштабом и линейным; (5) видимая средняя скорость деталей пк-джета; (6) и (7) оцененные из β_{app} скорость и угол с лучом зрения пк-джета, соответственно; (8) и (9) позиционные углы пк- и кпк-джетов, соответственно; (10) разница позиционных углов пк- и кпк-джетов; (11) действительный угол изгиба джета между пк- и кпк-масштабами в системе отсчета наблюдателя. Данные в столбцах (7–11) приведены в градусах.

до миллиметровых длин волн представлены на рис. 3, из которого видно, что они могут быть описаны несколькими степенными участками. Индексами “1” и “2” были обозначены участки спектра ЦИ, которые мы ассоциируем с излучением пк-джета, создаваемым в оптически толстой и тонкой средах, соответственно. Индекс “3” отмечает участки, которые мы соотносим с низкочастотным излучением кпк-джета. Модельные параметры спектров ЦИ приведены в табл. 2. Для более детального описания изгиба между участками “1” и “2” мы использовали функцию вида $F_\nu \propto [b(\omega/\omega_0)^{-\alpha_1} + d(\omega/\omega_0)^{-\alpha_2}]^{-1}$, где b, d – параметры, $\alpha_{1,2}$ – спектральные индексы участков “1” и “2”, соответственно, ω_0 – частота “перегиба” спектра между участками “1” и “2”. Данные наблюдений для каждого из объектов мы брали из базы данных NED⁴ и в основном они представлены в работах [34, 35] для 3C 273, [16, 36–42] для PKS 1045–188, [38, 43, 44] для PKS 1510–089, [26, 41, 45–47] для PKS 0637–752.

Как показано в работе [18], при ОКР степенных фотонных и электронных энергетических спектров возможны два случая, каждый из которых характеризуется своим спектральным индексом рассеянного излучения α_x . В первом случае, при ограничении со стороны фотонного спектра, основной вклад в рассеянное излучение на заданной частоте дает ОКР фотонов с частотой, соответствующей одной из границ фотонного спектра на электронах с энергией, далекой от граничных значений (см. рис. 4b). Тогда спектральная плот-

ность потока рассеянного излучения определяется формулой

$$F(\omega_x) = (1+z)^{\alpha-(\gamma-1)/2} \times A \frac{[2(1-\cos\theta_{kpc})]^{(\gamma+1)/2}}{(\gamma+1)|\gamma-2\alpha-1|} \omega_{cut,j}^{(\gamma-1)/2-\alpha} \omega_x^{-(\gamma-1)/2}, \quad (3)$$

где

$$A = \left(\frac{\delta_j}{\delta}\right)^{3+\alpha} r_e^2 \frac{V \sin^2 \theta_{kpc} (m_e c^2)^{1-\gamma}}{R^2} \mathcal{H} Q,$$

z – красное смещение объекта, α – спектральный индекс рассеиваемого фотонного спектра, γ – спектральный индекс электронного энергетического распределения, r_e и m_e – классический радиус и масса покоя электрона, V – объем излучающей области (узла кпк-джета), θ_{kpc} – угол кпк-джета с лучом зрения, R – расстояние от ЦИ до рассматриваемого узла кпк-джета, \mathcal{H} – коэффициент пропорциональности распределения электронов по энергиям, ω_x – наблюдаемая рентгеновская частота. Если выполняется следующее соотношение для спектрального индекса радиоизлучения узла кпк-джета $\alpha_R = (\gamma-1)/2 > \alpha$, то $\omega_{cut,j}$ соответствует верхней границе степенного фотонного спектра (рассматриваемого степенного участка), в противном случае $\omega_{cut,j}$ – нижняя граница. Мы полагаем изотропное распределение электронов в узле. Индекс “j” обозначает частоту, которую имеет фотон с частотой ω в системе отсчета кпк-джета

$$\omega_j = \omega(1+z)\delta_j/\delta. \quad (4)$$

Во втором случае присутствует ограничение со стороны электронного спектра, которое за-

⁴ <http://ned.ipac.caltech.edu/>

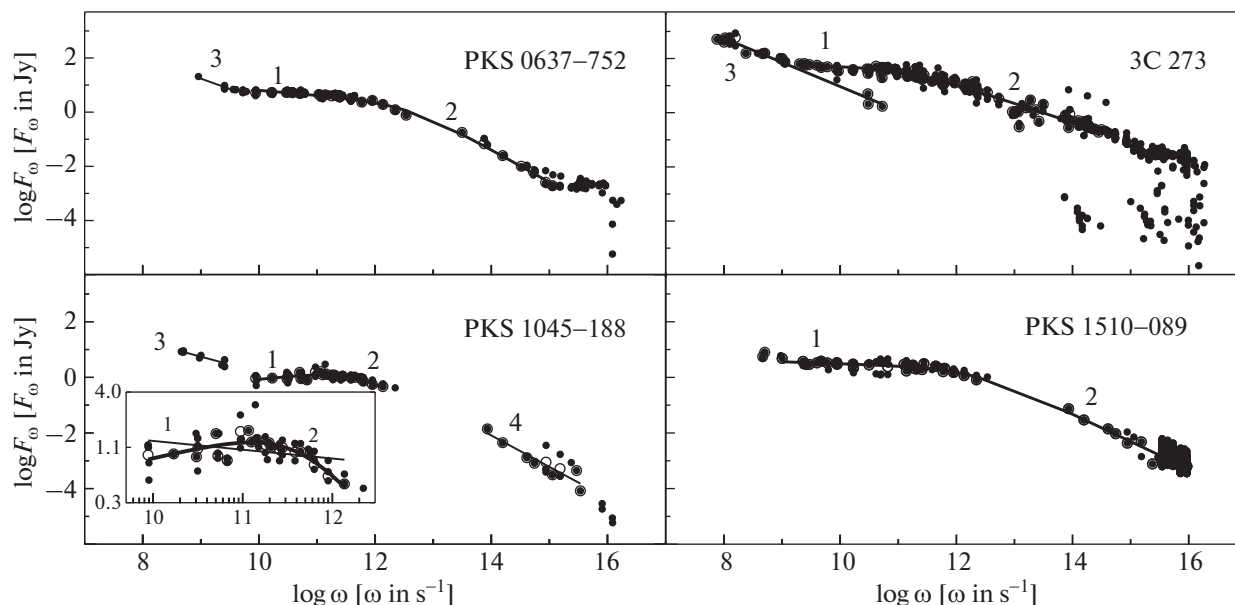


Рис. 3. Наблюдаемые спектры квазаров и их аппроксимации. Окружности означают усредненные по плотности потока данные наблюдений на одной частоте. Для квазара PKS 1045–089 дополнительно показан радиоспектр крупным планом для отображения аппроксимаций как одним, так и двумя степенными законами.

ключается в том, что практически все рассеянное излучение на заданной частоте образуется за счет рассеяния фотонов с частотой, далекой от граничных значений, электронами с энергией, соответствующей одному из граничных значений степенного распределения (рис. 4с). Тогда спектральная плотность потока рассеянного излучения имеет вид

$$F(\omega_X) = A \frac{[2(1 - \cos \theta_{\text{кпе}})]^{\alpha+1}}{2(\alpha+1)|2\alpha - \gamma + 1|} \Gamma_{\text{cut}}^{2\alpha-\gamma+1} \omega_X^{-\alpha}, \quad (5)$$

где Γ_{cut} соответствует нижней границе степенного энергетического электронного спектра, если выполняется условие $\alpha_R > \alpha$, иначе Γ_{cut} – верхняя граница.

Выбор между формулами (3) и (5) осуществляется путем сравнения спектральных индексов излучения определенного узла кпк-джета в радио- и рентгеновском диапазонах и спектральных индексов выделенных степенных участков спектра соответствующего центрального источника. Если значения спектральных индексов радио- и рентгеновского излучения узла соответствуют друг другу, $\alpha_R \approx \alpha_X$, то мы применяли выражение (3). Если $\alpha_X \neq \alpha_R$, то сравнивали α_X со спектральными индексами степенных участков спектра ЦИ, и при $\alpha_X \approx \alpha_i$ использовали выражение (5) с подстановкой параметров α и Q , соответствующих i -му участку спектра ЦИ. Для исследуемых источников всегда выполнялся либо первый, либо второй вариант. Ситуация с $\alpha_R \neq \alpha_X$ и $\alpha_X \neq \alpha_i$ в

рамках ОКР/ЦИ может быть интерпретирована тем, что имеется излом в рентгеновском спектре узла, вызванный переходом от ограничения фотонным спектром к ограничению электронным спектром, как, например, это происходит в высокоэнергетическом спектре ближних к ядру узлов кпк-джета квазара PKS 1127–145 [18].

3. УГОЛ С ЛУЧОМ ЗРЕНИЯ И СКОРОСТЬ КИЛОПАРСЕКОВЫХ ДЖЕТОВ

С удалением от ЦИ концентрация фотонов, рассеиваемых при ОКР, уменьшается, что при схожей концентрации ультрарелятивистских электронов в узлах дает в результате уменьшение их рентгеновской интенсивности. В узлах, расположенных дальше некоторого определенного расстояния от ЦИ, плотность фотонов ЦИ настолько спадает, что основным источником фотонов для ОКР становится реликтовое излучение. Постоянная концентрация фотонов РИ приводит к тому, что рентгеновская интенсивность этих узлов примерно одинаковая, как это имеет место в кпк-джете квазара 3C 273 [48, 49]. А именно, в двух ближних к ЦИ узлах рентгеновская интенсивность уменьшается с удалением от ЦИ, тогда как в остальных имеет малое, примерно постоянное значение. Джеты остальных выбранных объектов, за исключением PKS 0637–752 [1], проявляют только уменьшение рентгеновской интенсивности узлов при удалении от ЦИ [6, 8, 50]. Поэтому мы предполагаем, что рентгеновское излучение всех узлов джетов PKS 0637–752,

Таблица 2. Параметры аппроксимации спектров центральных источников степенными законами

Объект	Участок	Диапазон ω , с ⁻¹	Q , 10 ⁻²³ эрг/см ² /с ^α	α	χ^2
PKS 0637–752	1	$8 \times 10^9 - 3.7 \times 10^{12}$	412.13 ± 40.37	0.18 ± 0.04	0.095
	2	$3.7 \times 10^{12} - 2 \times 10^{15}$	$(2.67 \pm 0.75) \times 10^{15}$	1.20 ± 0.05	0.095
	3	$9 \times 10^8 - 4 \times 10^9$	$(1.57 \pm 0.11) \times 10^8$	0.77 ± 0.10	0.022
PKS 1045–188	1	$8 \times 10^9 - 4.3 \times 10^{11}$	$(6.1 \pm 4.4) \times 10^{-3}$	-0.21 ± 0.01	0.099
	2	$4.3 \times 10^{11} - 2 \times 10^{12}$	$(1.93 \pm 0.10) \times 10^{13}$	1.12 ± 0.04	0.099
	3	$4 \times 10^8 - 3 \times 10^9$	$(6.30 \pm 0.19) \times 10^5$	0.56 ± 0.08	0.057
	1–2	$8 \times 10^9 - 2 \times 10^{12}$	9.97 ± 2.33	0.13 ± 0.05	0.313
	4	$8 \times 10^{13} - 4 \times 10^{15}$	$(5.34 \pm 0.87) \times 10^{13}$	1.13 ± 0.15	0.371
3C 273	1	$2 \times 10^9 - 9.3 \times 10^{10}$	25.45 ± 3.18	-0.04 ± 0.13	2.106
	2	$9.3 \times 10^{10} - 3 \times 10^{14}$	$(4.28 \pm 0.01) \times 10^9$	0.71 ± 0.05	2.106
	3	$7 \times 10^7 - 6 \times 10^{10}$	$(7.89 \pm 0.19) \times 10^9$	0.89 ± 0.04	0.255
PKS 1510–089	1	$1 \times 10^9 - 2.2 \times 10^{12}$	15.44 ± 0.89	-0.07 ± 0.03	0.472
	2	$2.2 \times 10^{12} - 2 \times 10^{16}$	$(3.66 \pm 0.044) \times 10^{12}$	0.99 ± 0.04	0.472

PKS 1045–188, PKS 1510–089 образуется за счет ОКР/ЦИ. В самых дальних узлах этих джетов, обнаруживаемых в радиодиапазоне, рентгеновское излучение не детектируется, и в них, возможно, происходит ОКР/РИ.

Из сравнения плотностей потоков рассеянного излучения, образующегося в результате ОКР/ЦИ при ограничении со стороны фотонного спектра и ОКР/РИ, становится возможным определить угол кпк-джета с лучом зрения (см. подробнее в

[17, 18]). Или, по крайней мере, нижний предел на его значение [18]

$$\theta_{\text{кpc}}^{\gamma+3} \geq \frac{2^{\gamma+1} |2\alpha + 1 - \gamma| W_{\text{СМВ}}}{\gamma + 3} \frac{4\pi c R^2}{L_{\text{CS}}} \left(\frac{\omega_{\text{СМВ}}}{\omega_{\text{cut, j}}} \right)^{(\gamma-1)/2-1}, \quad (6)$$

где γ – спектральный индекс энергетического электронного распределения в самом дальнем, находящиеся на проекционном расстоянии R от ЦИ, узле, рентгеновское излучение которого образуется за счет ОКР/ЦИ, $\omega_{\text{СМВ}}$ и $W_{\text{СМВ}}$ – частота

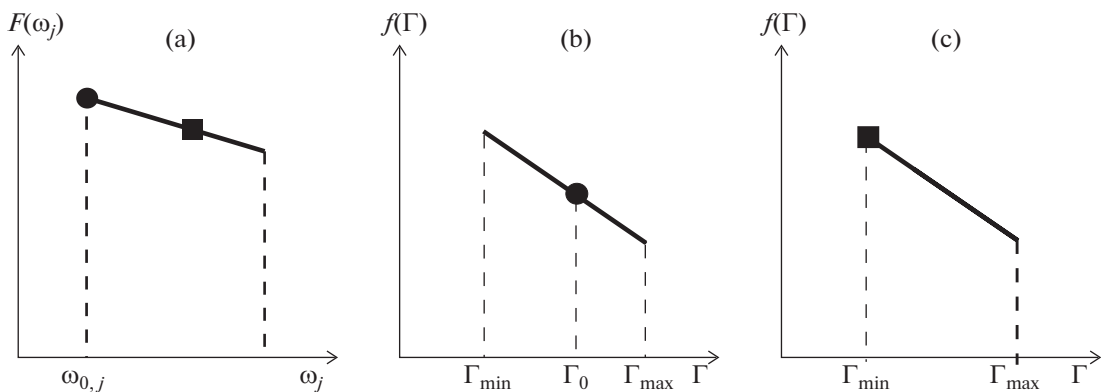


Рис. 4. Схема степенных спектров рассеиваемого излучения (а) и ультрарелятивистских электронов (б, в). Одинаковыми символами отмечены части электронного и фотонного спектров, дающих при ОКР основной вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение на фиксированной частоте. Проиллюстрированы ограничение при ОКР со стороны фотонного спектра (б) и ограничение со стороны электронного спектра (в).

Таблица 3. Угол с лучом зрения и скорость килопарсековых джетов квазаров

Объект	$\theta_{\text{крс}}, ^\circ$	$\delta_{\text{крс}}$	$\beta_{\text{крс}}$	$\Gamma_{\text{крс}}$
PKS 0637–752	27*	2.19	0.87	2.0
			0.91	2.4
	37**		0.56	1.2
PKS 1045–188		1.79	0.98	4.7
	34*		0.81	1.7
			0.84	1.9
	44**		0.70	1.4
3C 273		1.44	0.74	1.5
			0.90	2.3
	25–26		0.91	2.4
PKS 1510–089		2.43	0.88	2.1
	24*		0.94	2.9
			0.598	1.3
	34**		0.984	5.6
PKS 1127–145***	35	1.74	0.8	1.7

Примечание. * Нижнее ограничение на угол $\theta_{\text{крс}}$. ** Значение $\theta_{\text{крс}}$ на 10° , превышающее минимальное, приведено для сравнения. *** Угол с лучом зрения и скорость кпк-джета определены в работе [18] и приведены здесь для сравнения.

максимума и плотность энергии реликтового излучения на красном смещении рассматриваемого объекта, соответственно, а

$$L_{\text{CS}} = 4\pi(1+z)^{3+\alpha} \left(\frac{\delta_j}{\delta}\right)^{3+\alpha} D_L^2 Q \omega_{\text{cut}}^{-\alpha+1} \quad (7)$$

– светимость ЦИ в системе отсчета кпк-джета, D_L – фотометрическое расстояние объекта, Q и α – коэффициент пропорциональности и спектральный индекс степенного участка спектра ЦИ, рассеяние фотонов которого дает основной вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение от данного узла. Меняя знак неравенства в выражении (6), что соответствует доминированию ОКР/РИ над ОКР/ЦИ, и используя для R удаление самого ближнего узла, рентгеновское излучение которого предположительно образуется за счет ОКР/РИ, определяем верхнее ограничение на значение $\theta_{\text{крс}}$. Полученные таким образом углы кпк-джетов рассматриваемых квазаров представлены в табл. 3. Отметим, что для кпк-джетов PKS 0637–752, PKS 1045–188, PKS 1510–089 рентгеновское излучение, на основе которого мы оцениваем нижнее ограничение на значение угла с лучом зрения, зафиксировано от прямой части джета. При удалении от центрального источника за прямой частью джетов на радиокартах проявляется изгиб и угол с лучом зрения части джета после изгиба может быть больше.

Обратим внимание на то, что углы $\theta_{\text{крс}}$ составляют несколько десятков градусов, тогда как углы с лучом зрения кпк-джетов этих источников не более 7° (см. табл. 1). Это различие может быть объяснено с помощью эффекта релятивистской абберации при замедлении истинно прямого джета между кпк- и кпк- масштабами [18]. Тогда может быть оценен доплер-фактор кпк-джетов $\delta_{\text{крс}}$, значение которого в среднем для всех источников составляет 2 (см. табл. 3). Зная $\delta_{\text{крс}}$ и $\theta_{\text{крс}}$, возможно оценить скорость кпк-джетов $\beta_{\text{крс}}$, значения которой в основном лежат в интервале от ≈ 0.7 до 0.9, и соответствующий ей лоренц-фактор $\Gamma_{\text{крс}} \approx 1.2$ –2.9 (см. табл. 3).

4. ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КИЛОПАРСЕКОВЫХ ДЖЕТОВ

Релятивистские электроны, принадлежащие одному и тому же степенному энергетическому распределению, генерируют синхротронное излучение в радиодиапазоне и посредством ОКР в рентгеновском. Поэтому сравнивая спектральные потоки на радио- и рентгеновской частотах, можно оценить перпендикулярную лучу зрения составляющую магнитного поля [18]:

$$B_{\perp} = \left[\frac{32\pi^2 D_L^2}{c\sigma_T V \mathcal{K}} (1+z)^{3+\alpha_R} (m_e c^2)^{\gamma-1} \times \left(0.29 \frac{3e}{2m_e c} \right)^{1-\alpha_R} \omega_R^{\alpha_R} F_R \right]^{1/(1+\alpha_R)}, \quad (8)$$

где σ_T – томсоновское сечение рассеяния, e – заряд электрона, α_R – спектральный индекс радиоизлучения, F_R – наблюдаемый поток на частоте ω_R . Нормировочный коэффициент \mathcal{K} электронного спектра выражается из наблюдаемого спектрального потока в рентгеновском диапазоне по формулам (3) или (5), что делает оценку B_{\perp} не зависящей от объема излучающей области и концентрации излучающих электронов. Определенные таким образом значения B_{\perp} оказываются на один-два порядка величины ниже значения магнитного поля, соответствующего условию равномерного распределения энергии между излучающими электронами и магнитным полем (см. табл. 4–8). При этом значения B_{\perp} примерно в 2 раза больше магнитного поля, определяемого из ОКР/РИ.

При ОКР/ЦИ с ограничением, задаваемым фотонным спектром, в формулу спектральной плотности потока рассеянного излучения (3) входит одна из границ степенного энергетического спектра рассеиваемых фотонов. Эта частота может быть определена из наблюдаемого спектра

Таблица 4. Физические параметры узлов джета квазара PKS 0637–752

Узел	$\theta_{\text{крс}}, ^\circ$	$n_{e10}, \text{см}^{-3}$	$n_{e100}, \text{см}^{-3}$	$B_{\perp}, \text{Гс}$	$B_{\text{eq}}, \text{Гс}$	$B_{\perp, \text{СМВ}}, \text{Гс}$	e^- -спектр
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
WK5.7	27	0.83	0.02	7.2×10^{-6}	1.6×10^{-4}	3.2×10^{-6}	$\Gamma_{\text{br}} < 5 \times 10^5$ $\Gamma_{\text{min}} < 400$
	37	0.21	0.01	1.8×10^{-5}	1.7×10^{-4}		
WK7.8	27	9.72	0.24	2.9×10^{-6}	2.0×10^{-4}	1.9×10^{-6}	
	37	2.43	0.06	7.4×10^{-6}	2.2×10^{-4}		
WK8.9	27	14.00	0.37	2.2×10^{-6}	2.0×10^{-4}	1.6×10^{-6}	
	37	3.69	0.09	5.5×10^{-6}	2.1×10^{-6}		
WK9.7	27	10.15	0.26	2.8×10^{-6}	2.0×10^{-4}	2.3×10^{-6}	
	37	2.53	0.06	7.2×10^{-6}	2.2×10^{-4}		

Примечание. В столбцах приведены: (1) узел; (2) используемое при расчетах $\theta_{\text{крс}}$; (3) и (4) концентрации электронов при $\Gamma_{\text{min}} = 10$ и $\Gamma_{\text{min}} = 100$; (5) магнитное поле, определяемое из отношения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах; (6) магнитное поле, определяемое по радиоизлучению узла, необходимое для выполнения условия равнораспределения энергии при $\Gamma_{\text{min}} = 10$; (7) магнитное поле, определяемое в предположении ОКР/РИ при $\delta_{\text{крс}} = 1$; (8) границы степенного распределения электронов.

Таблица 5. Физические параметры узлов А и В2 джета квазара 3С 273, в которых происходит ОКР/ЦИ

Узел	$\theta_{\text{крс}}, ^\circ$	$n_{e10}, \text{см}^{-3}$	$n_{e100}, \text{см}^{-3}$	$B_{\perp}, \text{Гс}$	$B_{\text{eq}}, \text{Гс}$	$B_{\perp, \text{СМВ}}, \text{Гс}$	e^- -спектр
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
А	27	3.47	0.33	6.1×10^{-7}	2.5×10^{-3}	4.3×10^{-7}	$\Gamma_{\text{min}} < 50$
В2	27	6.1×10^{-2}	5.8×10^{-3}	1.2×10^{-5}	3.0×10^{-3}	7.5×10^{-6}	$\Gamma_{\text{max}} \leq 10^5$

Примечание. В столбцах приведены: (1) узел; (2) используемое при расчетах $\theta_{\text{крс}}$; (3) и (4) концентрации электронов при $\Gamma_{\text{min}} = 10$ и $\Gamma_{\text{min}} = 40$; (5) магнитное поле, определяемое из отношения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах; (6) магнитное поле, определяемое по радиоизлучению узла, необходимое для выполнения условия равнораспределения энергии при $\Gamma_{\text{min}} = 10$; (7) магнитное поле, определяемое в предположении ОКР/РИ при $\delta_{\text{крс}} = 1$; (8) границы степенного распределения электронов.

Таблица 6. Физические параметры узлов А, В и С джета квазара PKS 1510–089, определяемые в предположении ОКР/ЦИ

Узел	$\theta_{\text{крс}}, ^\circ$	$n_{e10}, \text{см}^{-3}$	$n_{e100}, \text{см}^{-3}$	$B_{\perp}, \text{Гс}$	$B_{\text{eq}}, \text{Гс}$	$B_{\perp, \text{СМВ}}, \text{Гс}$	e^- -спектр
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
А	24	0.34	0.02	2.0×10^{-7}	4.8×10^{-5}	8.2×10^{-8}	$1.4 \times 10^3 < \Gamma_{\text{min}} < 1.7 \times 10^4$
	34	0.12	7×10^{-3}	4.7×10^{-7}	5.2×10^{-5}		$\Gamma_{\text{max}} < 10^6$
В	24	0.10	6×10^{-3}	5.8×10^{-7}	5.5×10^{-5}	1.1×10^{-7}	$\Gamma_{\text{min}} \leq 355$
	34	0.02	2×10^{-3}	1.7×10^{-6}	4.8×10^{-5}		$\Gamma_{\text{max}} < 5 \times 10^4$
С	24	0.04	3×10^{-3}	1.9×10^{-7}	3.4×10^{-5}	1.4×10^{-7}	$\Gamma_{\text{min}} \leq 355$
	34	0.01	6×10^{-4}	5.7×10^{-7}	3.7×10^{-5}		$\Gamma_{\text{max}} < 5 \times 10^4$

Примечание. В столбцах указано: (1) узел; (2) используемое при расчетах $\theta_{\text{крс}}$; (3) и (4) концентрация электронов при $\Gamma_{\text{min}} = 10$ и $\Gamma_{\text{min}} = 100$, соответственно; (5) магнитное поле, определяемое из отношения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах, при вычислениях для узла А принималось $\Gamma_{\text{min}} = 10$, значения для остальных узлов не зависят от Γ_{min} ; (6) магнитное поле, определяемое по радиоизлучению узла, необходимое для выполнения условия равнораспределения энергии при $\Gamma_{\text{min}} = 10$; (7) магнитное поле, определяемое в предположении ОКР/РИ при $\delta_{\text{крс}} = 1$, значения, приведенные для узла А получены при $\Gamma_{\text{br}} = 10^4$; (8) границы степенного распределения электронов.

Таблица 7. Данные наблюдений для узлов джета PKS 1045–188 в рентгеновском и радиодиапазонах

Узел	R , "	$F_{0.5-7}$, эрг см ⁻² с ⁻¹	F_1 , эрг см ⁻² с ⁻¹ Гц ⁻¹	α_x	F_R , мЯн
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
A	4	1.07×10^{-14}	1.46×10^{-32}	0.87 ± 0.38	24.4
B	7	4.76×10^{-15}	6.06×10^{-33}	0.78 ± 1.37	78.3

Примечание. В столбцах приведены: (1) используемая в данной статье номенклатура узлов; (2) расстояние от ЦИ; (3) интегральный поток в диапазоне 0.5–7 кэВ; (4) поток на частоте, соответствующей энергии фотона 1 кэВ; (5) спектральный индекс в рентгеновском диапазоне; (6) плотность потока на частоте 1.43 ГГц [66].

Таблица 8. Физические параметры узлов джета квазара PKS 1045–188, определяемые в предположении ОКР/ЦИ

Узел	$\theta_{крс}$, °	n_{e10} , см ⁻³	n_{e100} , см ⁻³	B_{\perp} , Гс	B_{eq} , Гс	$B_{\perp,СМВ}$, Гс	e^- -спектр
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
A	34	1.23	0.08	5.3×10^{-7}	7.3×10^{-5}	8.3×10^{-7}	$\Gamma_{\min} < 1.7 \times 10^3$ $6.2 \times 10^3 < \Gamma_{\max} \leq 5 \times 10^5$
	44	0.45	0.03	1.1×10^{-6}	7.7×10^{-5}		
B	34	1.57	0.99	5.3×10^{-6}	1.0×10^{-4}	3.0×10^{-6}	
	44	1.26	0.08	1.5×10^{-5}	1.1×10^{-4}		

Примечание. В столбцах указано: (1) узел; (2) используемое при расчетах $\theta_{крс}$; (3) и (4) концентрации электронов при $\Gamma_{\min} = 10$ и $\Gamma_{\min} = 100$, соответственно; (5) магнитное поле, определяемое из отношения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах; (6) магнитное поле, определяемое по радиоизлучению узла, необходимое для выполнения условия равномерного распределения энергии при $\Gamma_{\min} = 10$; (7) магнитное поле, определяемое в предположении ОКР/РИ при $\delta_{крс} = 1$; (8) границы степенного распределения электронов.

ЦИ (см. (4)). Тогда как в выражение для $F(\omega_x)$ при ограничении электронным спектром (5) входит одна из его границ, которая неизвестна. Некоторые оценки на границы электронного спектра можно получить из синхротронного радио-, инфракрасного и оптического излучения и из ОКР/ЦИ при использовании связи между энергиями взаимодействующих частиц

$$\Gamma^2 = \frac{\omega_x}{k_{IC}\omega_j}, \quad (9)$$

где коэффициент $k_{IC} = 4/[3(1+z)]$. Рассмотрим каждый объект подробнее.

4.1. PKS 0637–752

Морфология кпк-джета квазара PKS 0637-752 подробно описана в работах [1, 5]. В радиодиапазоне джет направлен к западу и, начиная с расстояния $\approx 10''$ от ядра, изгибается к северу. К востоку от ядра присутствует контр-лоуба. Рентгеновское излучение детектируется от узлов джета WK 5.7, WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7, находящихся на расстоянии 5–10'' от ядра⁵. В оптическом диапазоне обнаруживаются узлы WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7 [51],

для первых двух из которых зарегистрировано инфракрасное излучение [52]. Для области от 3'' до 10'' от ядра спектральный индекс в радиодиапазоне $\alpha_R = 0.81$ [5]. В рентгеновском диапазоне для области, расположенной в пределах 4.0–6.5'' от ядра, спектральный индекс $\alpha_x = 1.1 \pm 0.3$, тогда как для области, центрированной на узле WK 8.9 и имеющей радиус 2.5'', $\alpha_x = 0.85 \pm 0.1$ [5]. Поскольку для узлов WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7 в пределах погрешностей спектральные индексы радио- и рентгеновского излучения равны, $\alpha_R = \alpha_x$, то в этих узлах рентгеновское излучение образуется за счет ОКР фотонов, принадлежащих 2-му участку спектра ЦИ при ограничении со стороны фотонного спектра. Так как спектральный индекс излучения 2-го участка спектра ЦИ $\alpha_2 > \alpha_R$, то из выражения (3) следует, что основной вклад в рентгеновское излучение на частоте наблюдения $\omega_x = 1.5 \times 10^{18}$ с⁻¹ (энергия фотонов 1 кэВ) дает ОКР фотонов с частотой, соответствующей нижней границе (см. табл. 2). При этом рассеяние

⁵ В номенклатуре отображается принадлежность узлов джету, находящемуся с западной стороны от ядра, и их угловое расстояние от ядра.

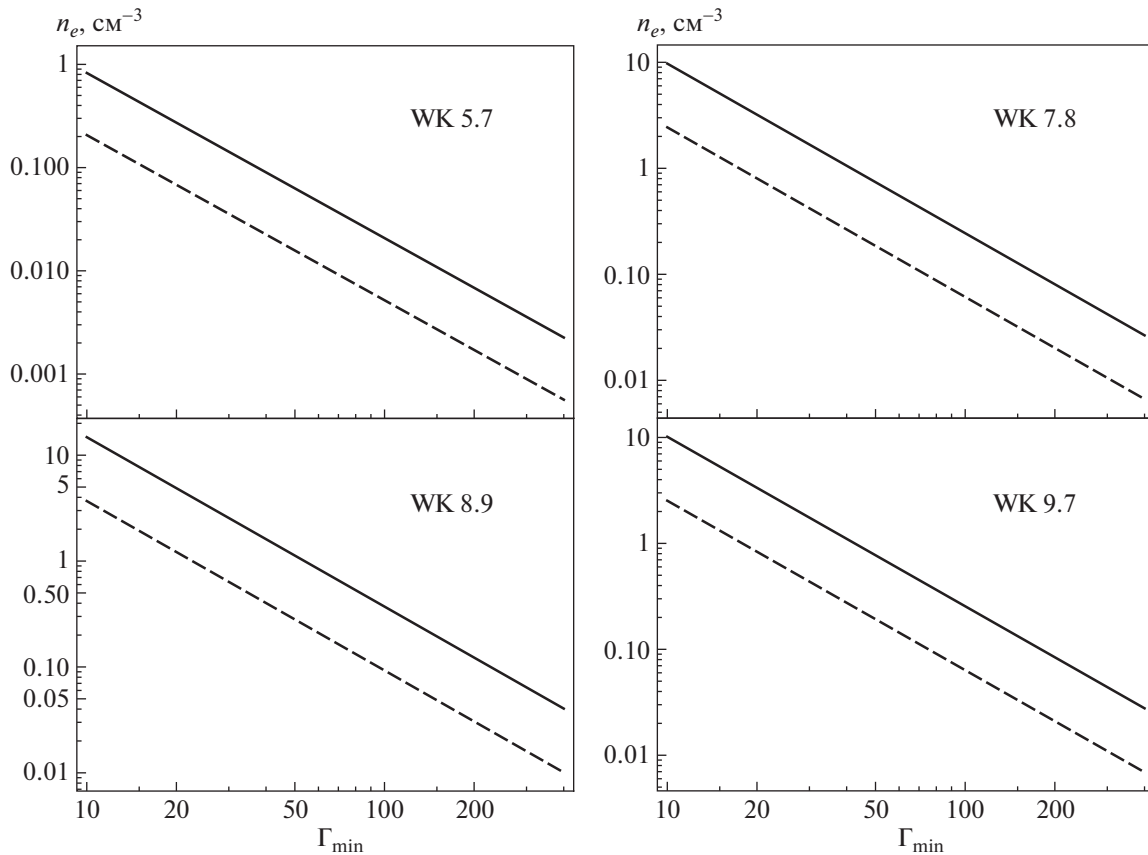


Рис. 5. Концентрация излучающих электронов в узлах джета PKS 0637–752 в зависимости от Γ_{\min} . Сплошные линии соответствует нижнему ограничению на угол кпк-джета с лучом зрения в $\theta_{\text{кпс}} = 24^\circ$, штриховые линии – $\theta_{\text{кпс}} = 34^\circ$.

происходит на электронах, принадлежащих степенному распределению со спектральным индексом $\gamma = 2\alpha_R + 1 \approx 2.6$. Частоту, соответствующую верхней границе 1-го участка и нижней границе 2-го участка спектров ЦИ в системе отсчета кпк-джета обозначим $\omega_{0,j}$. При этом, как видно из рис. 4б, нижняя граница электронного спектра Γ_{\min} меньше лоренц-фактора электронов, рассеивающих фотоны с $\omega_{0,j}$ на частоту ω_X . Из выражения (9) следует, что $\Gamma_{\min} < 400$. Мы учитывали это в дальнейших оценках напряженности магнитного поля и концентрации излучающих электронов. Указанные оценки проводились с использованием данных наблюдений [5, 51] и формул (3), (8) для верхнего ограничения на размер узлов в $0.4''$ [5]. Магнитные поля при выполнении условия равномерного распределения энергии и в предположении ОКР/РИ оценивались по выражениям (9) в [18] и (10) в [17] (с коррекцией на z и множитель 0.29), соответственно. Полученные величины этих параметров представлены в табл. 4 и проиллюстрированы на рис. 5 и 6. Если действительный размер излучающей области меньше $0.4''$, то значения

магнитного поля и концентрации электронов несколько больше.

Для узла WK 5.7 в пределах погрешностей измерения выполняется соотношение $\alpha_X = \alpha_R$. Следовательно, рентгеновское излучение образуется за счет ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с энергией, соответствующей одной из границ степенного распределения (см. формулу (5)). Так как $\alpha_R < \alpha_2$, то это граница верхняя. Если рентгеновский спектр, измеренный в диапазоне частот ω_1 и ω_2 (соответствующих энергиям фотонов 0.2 и 4 кэВ) степенной, то электроны с лоренц-фактором Γ_{\max} должны рассеивать фотоны с частотой $\omega_{0,j}$ на меньшие частоты, чем ω_1 . Используя (9), получим $\omega_1 > k_{1C}\omega_{0,j}\Gamma_{\max}^2$. Тогда как фотоны с частотой $\omega_{\max,j}$, соответствующей верхней границе 2-го участка спектра, рассеиваются на частоты, больше чем $\omega_2 < k_{1C}\omega_{\max,j}\Gamma_{\max}^2$. Следовательно, интервал возможных значений $\Gamma_{\max} = 36\text{--}189$, что очень мало, так как электроны в магнитном поле, например, $\sim 10^{-5}$ Гс [2], не мо-

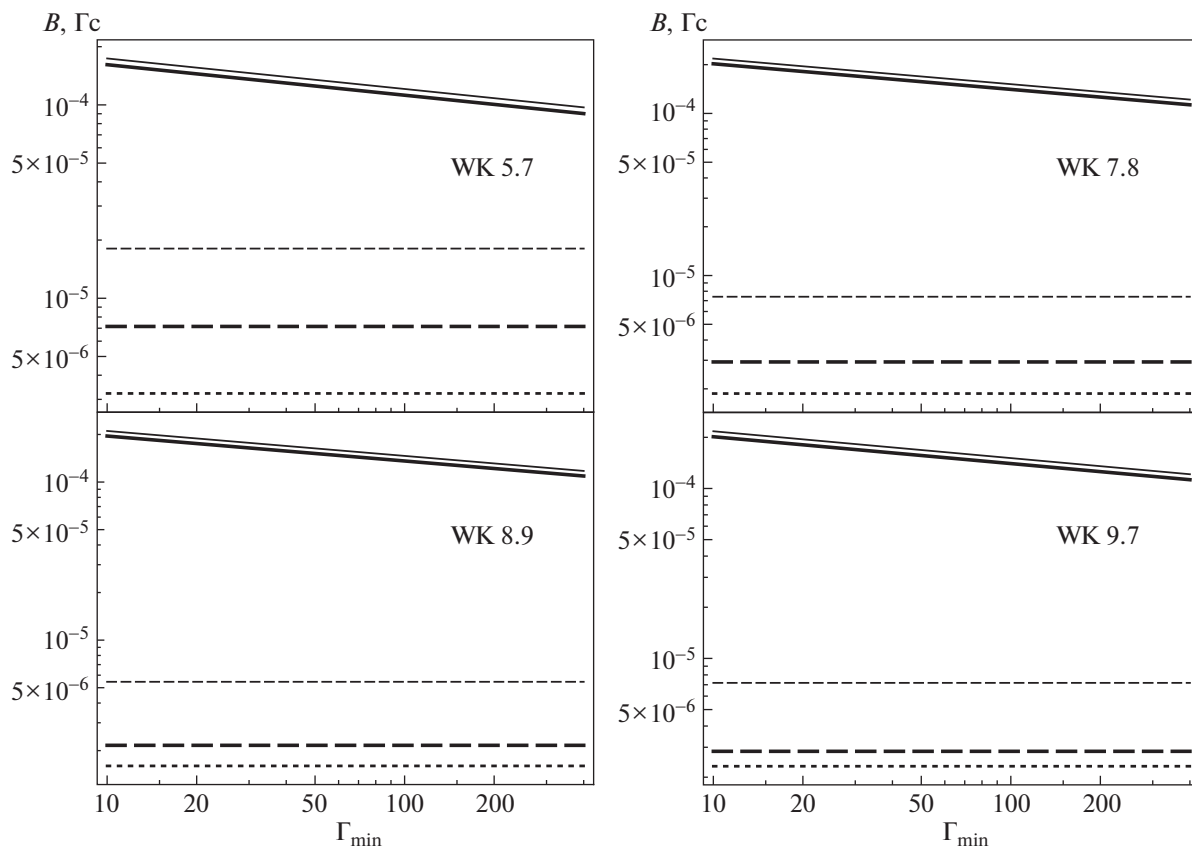


Рис. 6. Магнитное поле в узлах джета PKS 0637–752. Сплошные линии соответствуют напряженности магнитного поля при выполнении условия равномерного распределения энергии. Штриховые линии показывают напряженности магнитного поля, полученные из сравнения радио- и рентгеновских потоков в рамках ОКР/ЦИ. Жирные линии соответствуют $\theta_{\text{крс}} = 27^\circ$, тонкие — $\theta_{\text{крс}} = 37^\circ$. Линии с коротким штрихом обозначают магнитное поле, определенное в предположении ОКР/ПИ. Все величины магнитного поля показаны при $\delta_{\text{крс}} = 1$.

гут создать наблюдаемое синхротронное радиоизлучение.

Тогда, возможно, в указанном диапазоне рентгеновского излучения происходит излом спектра, связанный с переходом от ограничения фотонным спектром к ограничению электронным спектром при увеличении частоты наблюдения. Этот излом будет происходить на частоте, соответствующей рассеянию фотонов с $\omega_{0,j}$ на электронах с Γ_{max} . Используя (9), получили, что $\sqrt{\omega_1/(k_{1C}\omega_{0,j})} = 189 < \Gamma_{\text{max}} < 847 = \sqrt{\omega_2/(k_{1C}\omega_{0,j})}$. От узла WK 5.7 зарегистрировано радиоизлучение на частоте 8.6 ГГц [5]. Для синхротронного излучения на этой частоте электронами с $\Gamma_{\text{max}} = 840$ необходимая напряженность магнитного поля составляет 0.01 Гс. Такая величина магнитного поля соответствует парсековому джетам (см., напр., [53]), но очень большая для килопарсековых джетов [2]. Возможно, в энергетическом спектре электронов в узле WK 5.7 присутствует излом, аналогичный излому в других узлах. Меньший лоренц-фактор, при котором происходит излом,

по сравнению с другими узлами, может быть интерпретирован тем, что узел WK 5.7 ближе к ЦИ, и, следовательно, потери на ОКР/ЦИ больше. Тогда спектр в радиодиапазоне должен быть круче. По имеющимся данным о радиоспектре всего западного джета до его изгиба делать какие-либо выводы относительно радиоспектра узла WK 5.7 затруднительно.

С другой стороны, $\alpha_R = \alpha_X$ в пределах погрешностей измерений. Тогда в узле WK 5.7, так же как и в остальных, происходит ОКР на 2-м участке спектра ЦИ при ограничении со стороны фотонного спектра. Найденные при этом концентрации электронов и напряженность магнитного поля приведены в табл. 4.

Рассмотрим спектр рассеянного излучения на частотах, превышающих рабочий диапазон *Chandra*. При увеличении ω_X спектр рассеянного излучения $\alpha_X = (\gamma - 1)/2$ сохранится до частоты

$$\omega_{X, \text{br}} = k_{1C}\omega_{0,j}\Gamma_{\text{br}}^2, \quad (10)$$

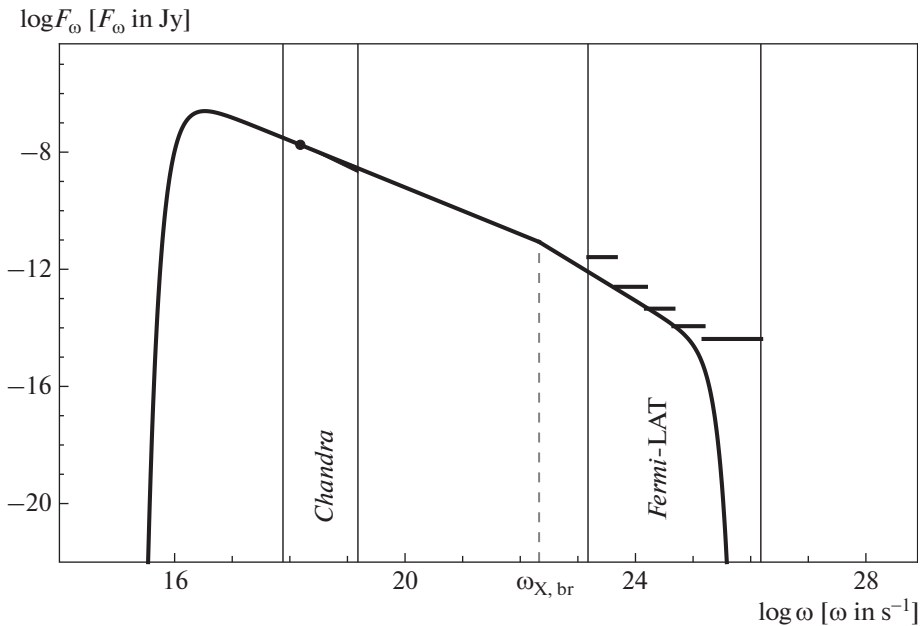


Рис. 7. Модельный высокочастотный спектр излучения всех детектируемых в рентгеновском диапазоне узлов кпк-джета квазара PKS 0637–752 в рамках ОКР/ЦИ. Точкой отмечен суммарный наблюдаемый рентгеновский поток. Погрешность в определении спектрального индекса обозначена закрашенным треугольником. Горизонтальные отрезки указывают верхние пределы на поток от всего кпк-джета [11]. Пунктиром отмечена частота излома спектра узлов, соответствующая переходу от ограничения фотонным спектром к ограничению электронным спектром при $\Gamma_{br} = 5 \times 10^4$. Сплошные вертикальные линии отмечают рабочие диапазоны *Chandra* и *Fermi-LAT*.

где Γ_{br} – верхняя граница энергетического распределения электронов с индексом $\gamma = 2.6$. Синхротронное инфракрасное и оптическое излучение, зарегистрированное от узлов WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7, характеризуется спектральным индексом $\alpha_{Opt}^{IR} \approx 1.6$ [52], что свидетельствует об изломе, присутствующем в энергетическом спектре электронов, и наиболее вероятно возникающем из-за потерь энергии электронами на излучение, которые наиболее существенны для электронов с большей энергией. Электроны с лоренц-фактором меньшим, чем лоренц-фактор Γ_{br} , при котором происходит излом, излучают синхротронным механизмом в радиодиапазоне, а с лоренц-фактором больше Γ_{br} излучают в инфракрасном и оптическом диапазонах. Исходя из этого, можно оценить Γ_{br} . Например, при магнитном поле 5×10^{-6} Гс лоренц-фактор излома находится в пределах $2 \times 10^4 - 7 \times 10^5$. ОКР/ЦИ электронами с $\Gamma > \Gamma_{br}$ не дает значимого вклада в рассеянное излучение до частоты $\omega_{\chi, br}$, иначе это бы отразилось на значении α_{χ} .

На частотах больших, чем $\omega_{\chi, br}$, общий поток рассеянного излучения с учетом связи, задаваемой выражением (9), имеет две составляющие. А

именно, ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{br} и ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,j}$ электронами с $\Gamma > \Gamma_{br}$. Подставляя в выражения (5) и (3) соответствующие величины и учитывая неразрывность в полном распределении электронов, можно убедиться, что вклад ОКР на высокоэнергетическом электронном распределении в рассеянное излучение несущественный. Суммарный спектр рассеянного излучения, образующегося в узлах WK 5.7, WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7, построенный при параметрах $\Gamma_{br} = 5 \times 10^4$ и $\Gamma_{min} = 50$, представлен на рис. 7. ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,j}$ на электронах с Γ_{min} и ОКР фотонов с частотой $\omega_{max, j}$ на электронах с Γ_{br} определяют, согласно выражению (9), низко- и высокоэнергетические обрывы высокочастотного спектра узлов, соответственно. Видно, что предположение об ОКР/ЦИ как механизме высокочастотного излучения кпк-джета квазара PKS 0637–725 не может быть опровергнуто имеющимися данными наблюдений в гамма-диапазоне [11].

4.2. 3C 273

Один из ближайших квазаров, имеющий протяженный односторонний кпк-джет (до 23"), 3C 273 интенсивно наблюдался в радио- (см.,

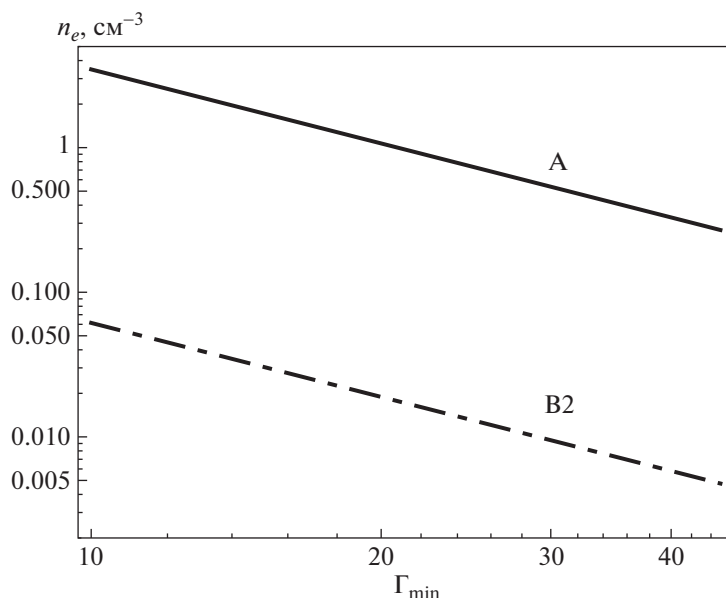


Рис. 8. Концентрация излучающих электронов в двух ближних к ЦИ узлах А и В2 джета квазара 3С 273. Значения получены в рамках ОКР/ЦИ при $\theta_{\text{кpc}} = 27^\circ$.

напр., [54, 55]), инфракрасном [56], оптическом [57, 58], ультрафиолетовом [59] и рентгеновском [48, 49, 60, 61] диапазонах. В радиодиапазоне узлы джета обнаруживаются на всем протяжении от ядра до $\approx 23''$. Начиная с $\approx 12''$ удаления от ядра, что соответствует началу детектируемого джета на других частотах, радиointенсивность резко возрастает и с расстоянием продолжает увеличиваться, достигая максимума в горячем пятне, расположенном в $22''$. В оптическом диапазоне также максимальная интенсивность наблюдается в области, соответствующей горячему пятну, только примерно на $1''$ ближе к ядру, чем пик интенсивности в радиодиапазоне. В остальных узлах оптическая интенсивность имеет примерно одинаковую величину (см., напр., [58]). В рентгеновском диапазоне интенсивность максимальна в ближайшем к ядру узле А⁶, затем спадает в два раза в узле В2⁷, а в последующих узлах уменьшается почти на порядок и имеет примерно постоянное значение. Далее $21''$ от ядра рентгеновского излучения не детектируется (см. [48, 49, 62]). В работе [17] было предположено, что для узлов А и В2 рентгеновское излучение образуется за счет ОКР/ЦИ, а в остальных узлах — посредством

ОКР/ПИ. Спектральные индексы узлов А и В2 в радио- и рентгеновском диапазонах ≈ 0.85 (по данным из работ [54, 63]) и отличаются от спектральных индексов излучения ЦИ (см. табл. 2). Следовательно, согласно выражению (3), основной вклад в наблюдаемый рентгеновский поток дает рассеяние фотонов с частотой $\omega_{\text{max}, j}$ на электронах с энергией, далекой от граничных значений. Из формулы (9) следует, что $\Gamma_{\min} < 50$. Результаты проведенных оценок концентрации электронов и напряженности магнитного поля представлены в табл. 5 и на рис. 8 и 9.

В высокочастотном спектре узлов А и В2 (рис. 10), также как и в спектре узлов джета PKS 0637–752, на частоте

$$\omega_{\text{X, br}} = k_{\text{IC}} \omega_{\text{max}, j} \Gamma_{\min}^2 \quad (11)$$

присутствует излом, вызванный переходом от ограничения электронным спектром к ограничению фотонным спектром. Низкоэнергетическая граница высокочастотного спектра определяется ОКР на электронах с лоренц-фактором Γ_{\min} . Только для узлов А и В2 рассеивается частота $\omega_{0, j} = 1.8 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$, а для остальных узлов — $\omega_{\text{СМВ}} = 1.2 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Так как $\omega_{0, j} < \omega_{\text{СМВ}}$, то низкочастотный обрыв спектра узлов А и В2 находится на меньшей частоте, чем для дальних узлов. Это объясняет наблюдаемое различие в распределении энергии в спектре ближних и дальних узлов [63] тем, что в инфракрасное и оптическое излучение узлов А и В2 вносит ощутимый вклад

⁶ Здесь мы придерживаемся номенклатуры узлов, используемой в работе [58].

⁷ Отметим, что мы не выделяем область, расположенную между узлами А и В2 в отдельный узел, так как она имеет малую интенсивность на всех наблюдаемых частотах и положение ее пика яркости сильно зависит от частоты. Подобное поведение требует дополнительного объяснения, что выходит за пределы данной работы.

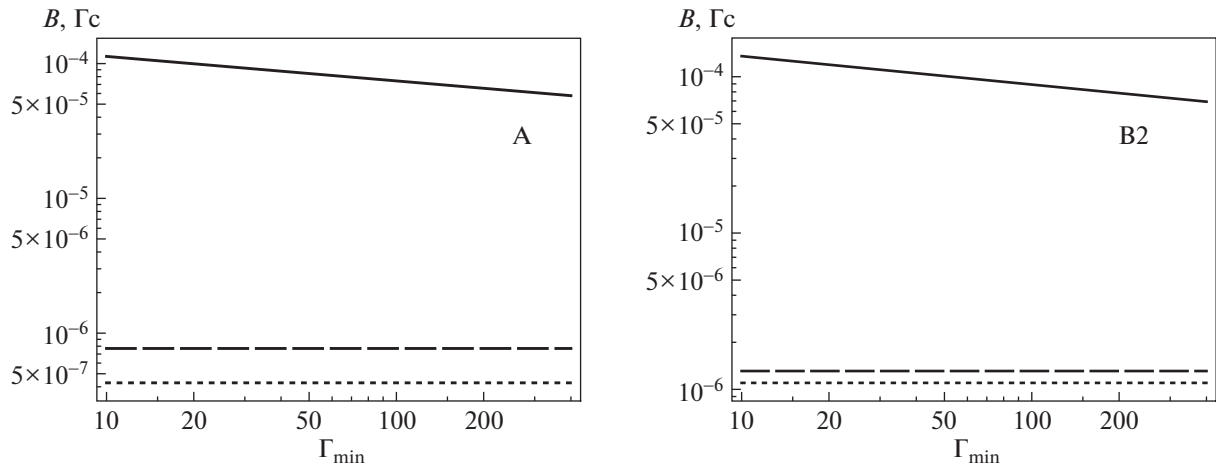


Рис. 9. Магнитное поле в ближних к ЦИ узлах джета 3С 273. Сплошная линия соответствует напряженности магнитного поля при выполнении условия равномерного распределения энергии. Штриховые линии соответствуют напряженности магнитного поля, полученной из сравнения радио- и рентгеновских потоков в рамках ОКР/ЦИ. Пунктирная линия обозначает магнитное поле, определенное в предположении ОКР/РИ. Все величины магнитного поля показаны при $\delta_{\text{крс}} = 1$ и $\theta_{\text{крс}} = 27^\circ$.

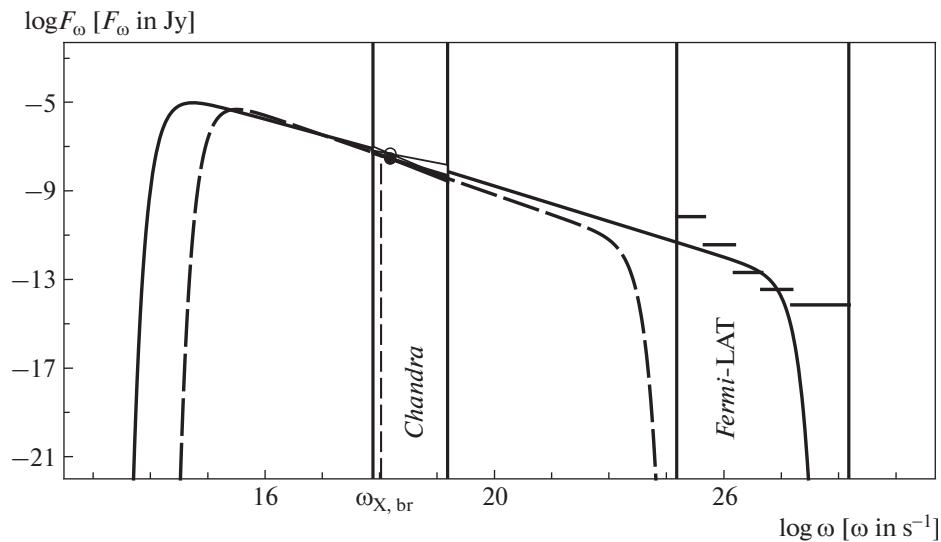


Рис. 10. Высокочастотные спектры внутренней (сплошная линия) и внешней (штриховая линия) частей джета квазара 3С 273. Под внутренней частью джета мы подразумеваем узлы А и В2, рентгеновское излучение которых образуется за счет ОКР/ЦИ. Наблюдаемый рентгеновский поток показан белым цветом. Излом спектра на частоте $\omega_{\chi, \text{br}}$ возникает из-за перехода от ограничения электронным спектром к ограничению фотонным спектром. К внешней части относим остальные узлы джета, рентгеновское излучение которых образуется посредством ОКР/РИ. Погрешность в определении спектрального индекса обозначена закрашенным треугольником. Горизонтальные линии отмечают верхний предел на поток от всего кпк-джета [12]. Сплошные вертикальные линии отмечают рабочие диапазоны *Chandra* и *Fermi-LAT*.

излучение, образованное за счет ОКР/ЦИ. Например, ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{min} (см. выражение (5)) может воспроизвести для ближних узлов наблюдаемый поток в оптическом диапазоне с точностью лучше 10% и дать $\approx 50\%$ потока в инфракрасном диапазоне

при $\Gamma_{\text{min}} = 40$. При $\Gamma_{\text{min}} = 10$ ОКР/ЦИ даст до 70% от наблюдаемого потока в инфракрасном диапазоне. Тогда как для дальних узлов спектр рентгеновского излучения, образованного посредством ОКР/РИ, обрывается на частотах оптического диапазона.

Разница максимально возможных частот фотонов, ОКР которых дает основной вклад в рентгеновское излучение ближних и дальних узлов, приводит к различным частотам высокоэнергетического обрыва спектров при одинаковых значениях Γ_{\max} в узлах. При моделировании спектра рассеянного излучения мы приняли $\Gamma_{\max} = 10^5$. Из рис. 10 видно, что модельный спектр узлов А и В2 на частотах, соответствующих энергии фотонов 1–10 ГэВ, примерно равен верхнему ограничению на ожидаемый поток от кпк-джета 3С 273, установленному в работе [12]. Если значение Γ_{\max} для этих узлов взять меньше или детальное исследование спектра ЦИ покажет меньшие частоты для максимальной частоты 2-го участка, то высокоэнергетический обрыв спектра произойдет на меньших частотах. Тогда поток в гамма-диапазоне будет существенно ниже верхней границы ожидаемого гамма-потока от кпк-джета, определяемого по данным *Fermi-LAT* [12]. Поэтому на основе имеющихся данных предположение об ОКР/ЦИ как механизме образования рентгеновского излучения ближних к квазару узлов А и В2 джета квазара 3С 273 не может быть опровергнуто.

4.3. PKS 1510–089

В рентгеновском диапазоне в джете квазара PKS 1510–089 обнаруживаются узлы А, В, С (в порядке увеличения расстояния от ЦИ), соответствующие узлам в радиодиапазоне, за исключением последнего, наиболее удаленного узла [6]. Рентгеновская интенсивность узлов уменьшается с расстоянием от ЦИ, что позволяет предположить ОКР/ЦИ как механизм рентгеновского излучения всех узлов. Рассмотрим рассеянное излучение и его спектр для каждого узла отдельно.

Рентгеновский спектральный индекс узла А $\alpha_X \approx \alpha_1 \neq \alpha_R$, поэтому основной вклад в рентгеновский поток от узла дает ОКР 1-го участка спектра ЦИ при ограничении электронным спектром. Так как $\alpha_X = 0.09 \pm 0.43$ [6], $\alpha_R = 0.6$ (для всего джета) [64], то наиболее эффективно рассеивают электроны с Γ_{\min} . Этот процесс производит фотоны, частоты которых находятся в интервале от $k_{IC}\omega_{\min, j}\Gamma_{\min}^2$ до $\omega_{X, br1} = k_{IC}\omega_{0, j}\Gamma_{\min}^2$. Если считать спектр рассеянного излучения в диапазоне, соответствующем энергии фотонов 0.5–8 кэВ, степенным, то получим, что $1.4 \times 10^3 < \Gamma_{\min} < 1.7 \times 10^4$. На частоте $k_{IC}\omega_{\min, j}\Gamma_{\min}^2$ происходит обрыв спектра рассеянного излучения. На частотах от $\omega_{X, br1}$ до $\omega_{X, br2} = k_{IC}\omega_{0, j}\Gamma_{\max}^2$ излучение образуется за счет ОКР фотонов с частотой $\omega_{0, j}$ на электронах степенного энергетического распределе-

ния. Спектральный индекс этого излучения равен $(\gamma - 1)/2$. ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\max} (так как $\alpha_R < \alpha_2$) производит излучение на частотах от $\omega_{X, br2}$ до $k_{IC}\omega_{\max, j}\Gamma_{\max}^2$, выше которой спектр рассеянного излучения обрывается.

Спектральный индекс рентгеновского излучения узла В $\alpha_X = 0.81 \pm 0.62$ [6] определен с невысокой точностью. Таким образом, он может быть равен и α_2 , и α_R . Большая ошибка определения α_X отчасти может быть вызвана тем, что в наблюдаемом рентгеновском диапазоне происходит излом спектра излучения. Если выполняется $\alpha_X = \alpha_2$, то рентгеновское излучение узла В образуется за счет рассеяния 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\max} . При этом минимальная частота рассеянного излучения, согласно формуле (9), должна быть $k_{IC}\omega_{0, j}\Gamma_{\max}^2 \leq \omega_X$. Это условие дает $\Gamma_{\max} \leq 5 \times 10^2$. Полученная величина представляется слишком малой, даже если предположить, что она соответствует лоренц-фактору излома в энергетическом спектре электронов. Тогда, возможно, выполняется $\alpha_X = \alpha_R$ и рентгеновское излучение образуется за счет ОКР при ограничении фотонным спектром. Рассматривая ОКР 1-го и 2-го участка на электронах, имеющих степенное энергетическое распределение, нашли, что рассеяние фотонов с частотой $\omega_{0, j}$ вносит основной вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение.

Радио- и рентгеновские спектральные индексы узла С примерно равны, следовательно, рентгеновское излучение образуется за счет ОКР при ограничении фотонным спектром, так же как и в узле В. Форма спектра рассеянного излучения узлов В и С аналогична случаю узла А с учетом того, что $\omega_{X, br1}$ и $\omega_{X, br2}$ зависят от параметров электронного энергетического распределения, которые в этих двух узлах могут отличаться. Учитывая особенности ОКР/ЦИ в узлах джета PKS 1510–089, мы оценили концентрацию излучающих электронов и напряженность магнитного поля в узлах (табл. 6, рис. 11 и 12).

Спектр рассеянного излучения узла А и суммарный спектр излучения узлов В и С представлены на рис. 13. Значения Γ_{\min} и Γ_{\max} выбирались таким образом, чтобы, во-первых, исключить производство посредством ОКР/ЦИ оптического потока на уровне, достаточном для регистрации. Во-вторых, чтобы изломы спектра рассеянного излучения узлов не происходили в середине наблюдаемого рентгеновского диапазона. В-третьих, чтобы интегральный теоретически ожидаемый поток от узлов А, В и С в гамма-диапазоне

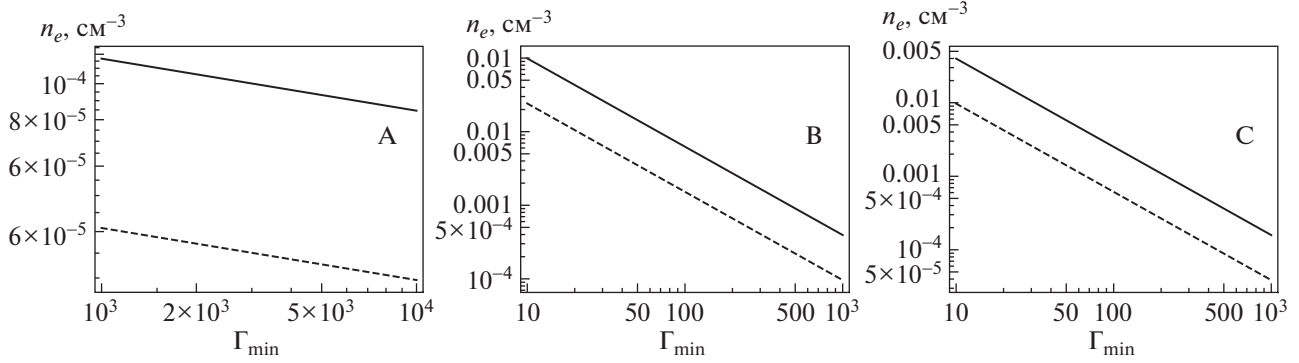


Рис. 11. Концентрация излучающих электронов в узлах А, В, С с обнаруживаемым рентгеновским излучением джета PKS 1510–089. Сплошная линия соответствует концентрациям электронов при $\theta_{\text{кpc}} = 24^\circ$, штриховая – при $\theta_{\text{кpc}} = 34^\circ$.

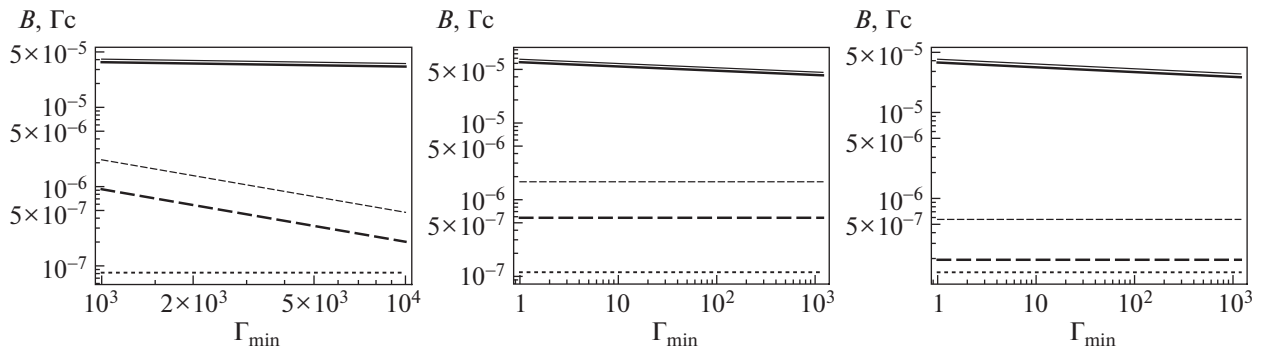


Рис. 12. Магнитное поле в трех узлах с зарегистрированным рентгеновским излучением джета PKS 1510–089. Сплошные линии соответствуют напряженности магнитного поля при выполнении условия равномерного распределения энергии. Штриховые линии соответствуют напряженности магнитного поля, полученной из сравнения радио- и рентгеновских потоков в рамках ОКР/ЦИ. Жирные линии соответствуют $\theta_{\text{кpc}} = 24^\circ$, тонкие – $\theta_{\text{кpc}} = 34^\circ$. Пунктирные линии обозначают магнитное поле, определенное в предположении ОКР/ПИ. Все величины магнитного поля показаны при $\delta_{\text{кpc}} = 1$.

согласовывался с верхним ограничением на постоянный уровень потока. Для последнего, в качестве верхнего предела, можно взять минимальный наблюдаемый *Fermi*-LAT поток от всего объекта. Мы определили этот поток на уровне $\approx 5 \times 10^{-11}$ эрг см^{-2} с^{-1} в диапазоне 0.1–100 ГэВ исходя как из 8-летних данных с недельным усреднением, так и по данным 3FGL каталога [65] с усреднением в один месяц в течение первых четырех лет научных наблюдений *Fermi*-LAT. При $\Gamma_{\text{max}} = 10^6$ для узла А и $\Gamma_{\text{max}} = 10^4$ для узлов В и С суммарный поток от узлов в диапазоне *Fermi*-LAT составляет 3×10^{-11} эрг см^{-2} с^{-1} . Это значение может быть ниже при выборе меньшей величины Γ_{max} , особенно для узлов В и С. Таким образом, из ограничения на поток в гамма-диапазоне может

быть получена оценка максимальной энергии ультрарелятивистских электронов в узлах.

4.4. PKS 1045–188

Джет квазара PKS 1045–188 в рентгеновском диапазоне регистрируется до масштабов $\approx 8''$ [8, 66] и не обнаруживается в части джета после изгиба, наблюдающегося на радиокартах VLA на частоте 1.4 ГГц [27]. Для этого объекта нет опубликованных данных о спектральном индексе и спектральном потоке от узлов в рентгеновском диапазоне. Эти параметры мы нашли, выполнив обработку наблюдений *Chandra* под номером 15037 с помощью программы CIAO 4.10 при использовании калибровочных файлов CALDB 4.7.9. Поток и спектральный индекс определялись для двух узлов от областей, ограниченных окружностями с диаметром 1.13'' и находящихся на расстояниях

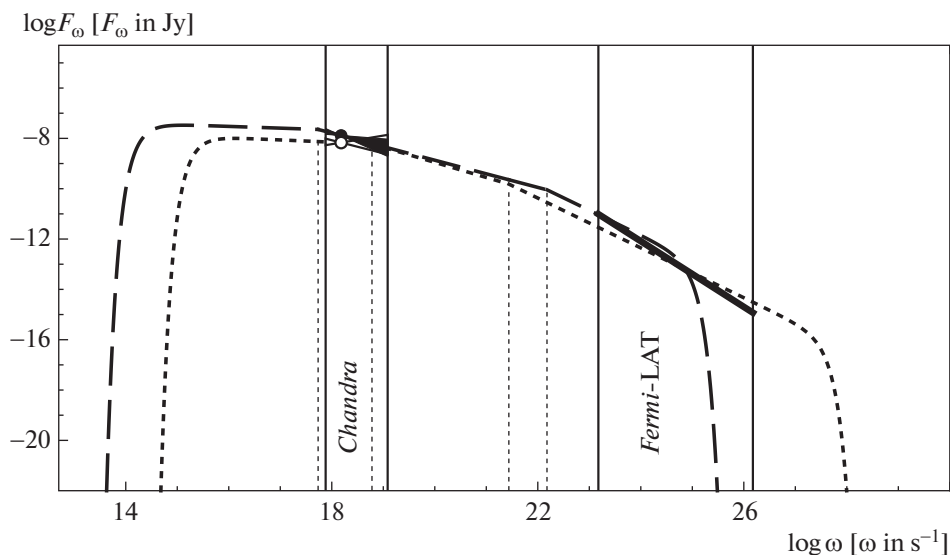


Рис. 13. Спектры рассеянного излучения от узлов кпк-джета квазара PKS 1510–089. Спектр узла А (короткие штрихи) построен при параметрах: $\Gamma_{\min} = 10^3$, $\Gamma_{\max} = 10^6$. Суммарный спектр узлов В и С (длинные штрихи) построен при параметрах: $\Gamma_{\min} = 300$, $\Gamma_{\max} = 5 \times 10^4$. Белой и черной точками отмечены наблюдаемые потоки от узла А и суммарный поток от узлов В и С соответственно. Погрешности в определении спектрального индекса обозначены закрашенными соответствующим цветом треугольниками. Сплошные вертикальные линии отмечают рабочие диапазоны *Chandra* и *Fermi-LAT*. Жирная сплошная линия обозначает минимальный поток, который мы рассматриваем в качестве верхнего предела на постоянный поток в гамма-диапазоне от кпк-джета, при энергетическом спектральном индексе $\alpha_X = 1.3$. Пунктирными вертикальными линиями отмечены частоты, на которых происходит излом спектра рассеянного излучения. При указанных параметрах, для узла А это частоты $6 \times 10^{18} \text{ c}^{-1}$ и $2.7 \times 10^{21} \text{ c}^{-1}$, для узлов В и С – $5.4 \times 10^{17} \text{ c}^{-1}$ и $1.5 \times 10^{22} \text{ c}^{-1}$.

$\approx 4''$ и $7''$ от центрального источника. Полученные величины приведены в табл. 7.

В литературе также отсутствуют данные о спектральном индексе излучения кпк-джета в радиодиапазоне. Но, полагая, что в низкочастотную ($\omega \leq 3 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$) часть спектра ЦИ (рис. 3) основной вклад вносит излучение, образованное в кпк-джете, для дальнейших вычислений используем $\alpha_X = \alpha_3 \approx 0.6$. Например, подобная ситуация имеет место для 3С 273 и PKS 0637–752, так как спектральные индексы этих кпк-джетов соответствуют спектральным индексам, полученным при линейной аппроксимации низкочастотных (участок 3 на рис. 3) спектров ЦИ.

В пределах погрешностей определения для узла А $\alpha_X \approx \alpha_R$ и $\alpha_X \approx \alpha_2$. Если выполняется последний случай, то рентгеновское излучение образуется за счет ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\max} (см. формулу (5) и пояснения к ней). Тогда с помощью выражения (9) из отсутствия излома спектра рассеянного излучения в диапазоне частот, соответствующих энергиям фотонов 0.5–7 кэВ, находим ограничения $200 \leq \Gamma_{\max} \leq 900$. Эти величины представляются

малыми даже если предположить, что они соответствуют лоренц-фактору, при котором происходит излом степенного энергетического распределения электронов.

В случае $\alpha_X \approx \alpha_R$ рентгеновское излучение узла А, так же как и узла В, образуется за счет рассеяния фотонов с частотой $\omega_{0,j}$ на электронах степенного энергетического распределения. Оценочные величины концентрации излучающих электронов и напряженности магнитного поля в узлах джета PKS 1045–188 согласуются с аналогичными величинами, полученными нами для джетов других источников, и представлены в табл. 8 и на рис. 14.

На рис. 15 представлен теоретический спектр рассеянного излучения от узлов А и В. Излучение низкочастотной части этого спектра образуется за счет ОКР 1-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\min} . Спектральный индекс этого излучения $\alpha_X = \alpha_1$. На средних частотах, включающих рабочий диапазон *Chandra*, излучение образуется за счет ОКР фотонов с $\omega_{0,j}$ на электронах степенного энергетического спектра. При этом $\alpha_X = \alpha_R$. Высокочастотное излучение образуется за счет

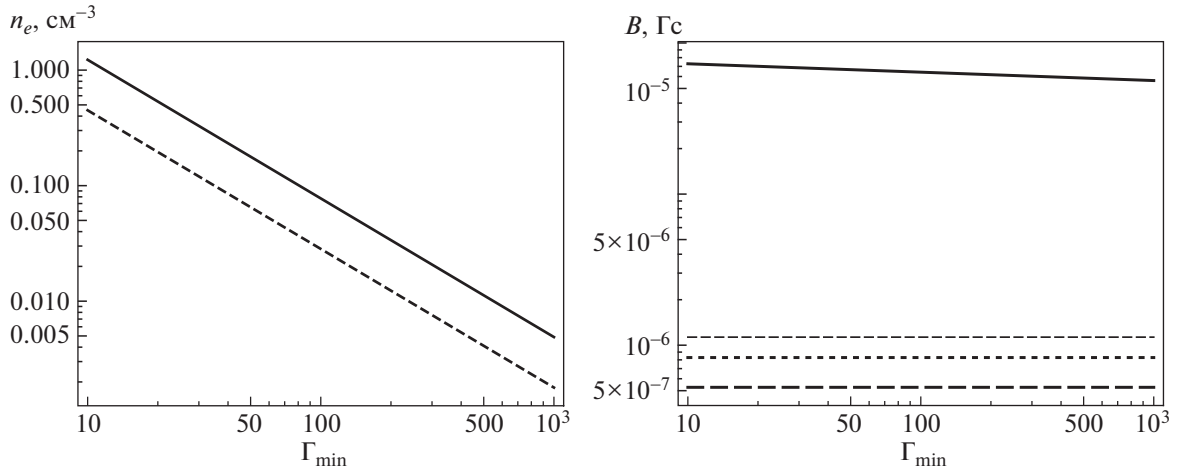


Рис. 14. Концентрация излучающих частиц (слева) и напряженность магнитного поля (справа) в узле А джета квазара PKS 1045–188. На левой панели сплошная линия построена при $\theta_{\text{кpc}} = 34^\circ$, штриховая – при $\theta_{\text{кpc}} = 44^\circ$. На правой панели штриховые линии отображают величину магнитного поля, найденного из сравнения наблюдаемых радио- и рентгеновских потоков в рамках ОКР/ЦИ. При этом жирная штриховая линия соответствует $\theta_{\text{кpc}} = 34^\circ$, тонкая штриховая линия – $\theta_{\text{кpc}} = 44^\circ$. Сплошная линия – магнитное поле при выполнении условия равномерного распределения энергии при $\theta_{\text{кpc}} = 34^\circ$. Пунктирная линия соответствует магнитному полю, полученному при ОКР/РИ и $\delta_{\text{кpc}} = 1$.

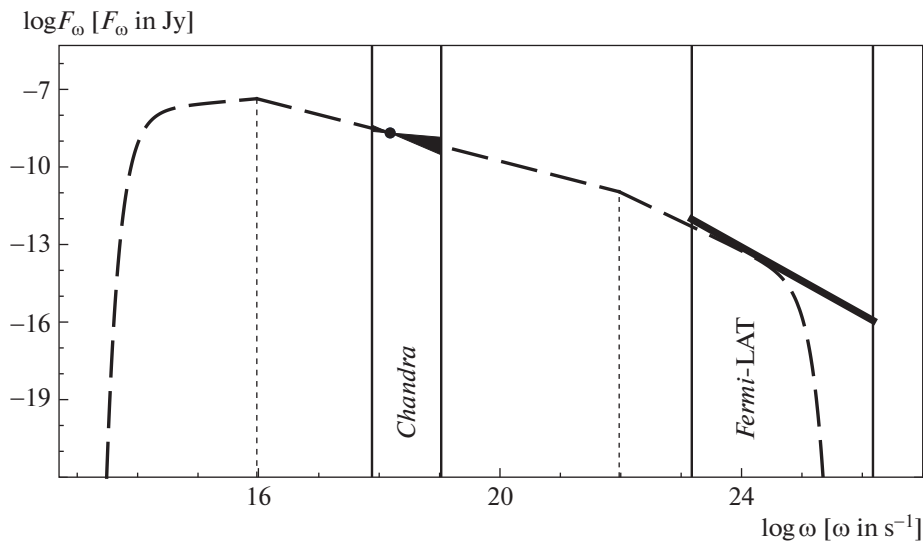


Рис. 15. Спектр рассеянного излучения от узлов А и В кпк-джета квазара PKS 1045–188 (штриховая линия). Спектр построен для параметров: $\Gamma_{\text{min}} = 100$, $\Gamma_{\text{max}} = 5 \times 10^5$. Черной точкой отмечен суммарный наблюдаемый поток от узлов А и В. Погрешности в определении спектрального индекса обозначены закрашенными треугольниками. Сплошные вертикальные линии отмечают рабочие диапазоны *Chandra* и *Fermi-LAT*. Жирная сплошная линия обозначает минимальный поток, который мы рассматриваем в качестве верхнего предела на постоянный поток в гамма-диапазоне от кпк-джета при энергетическом спектральном индексе $\alpha_\chi = 1.5$. Пунктирными вертикальными линиями отмечены частоты, на которых происходит излом спектра рассеянного излучения из-за перехода от ограничения электронным спектром к ограничению фотонным спектром (низкочастотный излом) и от ограничения фотонным спектром к ограничению электронным спектром (высокочастотный излом).

ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{max} . При этом $\alpha_\chi = \alpha_2$. На рис. 15 представлен также верхний предел на поток в гамма-диапазо-

не от кпк-джета, который мы оценили, исходя из следующего. Радиисточник PKS 1045–188 позиционно не ассоциируется ни с одним из обнару-

женных гамма-источников на небе в радиусе ошибок на уровне 95% по данным *Fermi*-LAT [67]. При этом он находится не в плоскости Галактики ($b = 35^\circ$). Поэтому в качестве верхнего предела на поток от этого объекта была задана чувствительность телескопа по типичному фотонному индексу квазаров $\alpha_\gamma = 1.5$ [67], что составляет около 4.6×10^{-12} эрг см⁻² с⁻¹ на энергиях выше 100 МэВ [67]. Интегральный поток от узлов А и В в диапазоне 0.1–100 МэВ зависит от значения Γ_{\max} , так как эта величина определяет положение высоко-частотного завала в спектре рассеянного излучения. При $\Gamma_{\max} = 5 \times 10^5$ интегральный теоретический поток равен 2×10^{-8} эрг см⁻² с⁻¹, что меньше оценки на поток от кпк-джета, тогда как при $\Gamma_{\max} = 10^6$ теоретически ожидаемый поток на уровне 8×10^{-8} эрг см⁻² с⁻¹ будет превышать верхнюю оценку на поток от кпк-джета.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Мы рассмотрели обратное комптоновское рассеяние излучения пк-джета на ультрарелятивистских электронах кпк-джета как механизм образования наблюдаемого рентгеновского излучения джетов квазаров PKS 0637–752, 3C 273, PKS 1510–089 и PKS 1045–188. При этом получили адекватные оценки на концентрацию излучающих частиц ($\sim 10^{-3}$ см⁻³) и напряженность магнитного поля ($\sim 10^{-5}$ – 10^{-6} Гс при $\delta_{\text{крс}} = 1$) во всех исследуемых источниках. Если учесть умеренное релятивистское движение кпк-джетов, то в системе отсчета кпк-джета магнитное поле будет в несколько раз больше. Однако для всех источников здесь, также как и для PKS 1127–145 [18], условие равномерного распределения не выполняется: плотность энергии частиц больше плотности энергии магнитного поля. Неравенство становится еще сильнее, если предполагать присутствие других частиц в кпк-джете помимо электрон-позитронной плазмы. Возможность подобного отклонения от условия равномерного распределения для кпк-джетов указывалась в работе [51]. Экстремально высокая яркостная температура, превышающая максимально допустимое значение при условии равномерного распределения, исключаящее комптоновскую катастрофу, зарегистрирована наземно-космическим радиоинтерферометром *РадиоАстрон* для нескольких активных ядер [68–72], в том числе и для 3C 273 [73]. Этот результат может быть объяснен либо большим (~ 100) доплер-фактором пк-джетов, либо тем, что плотность энергии излучающих частиц больше плотности энергии магнитного поля уже на пк-масштабах. Поэтому, на наш взгляд, требование равномерного распределения энергии

не может являться доминирующим при определении действующего в кпк-джетах квазаров механизма образования рентгеновского излучения.

В отличие от других моделей, ОКР/ЦИ без ввода дополнительных предположений объясняет наблюдаемое уменьшение рентгеновской интенсивности узлов с удалением от ЦИ. Для дальних узлов джета квазара 3C 273 рентгеновская интенсивность имеет малое и примерно постоянное значение. Этот факт интерпретируется в работе [17] тем, что в этих узлах рентгеновское излучение образуется за счет ОКР/РИ. Из сравнения плотностей потоков, образуемых при ОКР/ЦИ и ОКР/РИ, найден интервал значений угла кпк-джета с лучом зрения 25° – 26° . Для кпк-джетов квазаров PKS 0637–752, PKS 1045–188, PKS 1510–089, наблюдаемое рентгеновское излучение узлов которых образуется только за счет ОКР/ЦИ, получено ограничение снизу на угол джета с лучом зрения ($\sim 25^\circ$). Разница углов с лучом зрения пк-джетов, оцениваемых в $\sim 5^\circ$ из видимого сверхсветового движения их деталей [26, 28], и углов с лучом зрения кпк-джетов может быть объяснена замедлением выбросов между пк- и кпк-масштабами. Возможно, это замедление уже проявляется на расстояниях около 100 пк от ядра [30, 74]. При этом величина изменения лоренц-фактора составляет $\dot{\Gamma}/\Gamma \approx 10^{-3}$ – 10^{-2} [30], и если она изменяется незначительно, то за время в сотни-тысячи лет в системе отсчета источника джет может замедлиться с лоренц-фактора 10 до 1. Мы получили, что кпк-джеты составляют угол с лучом зрения $\geq 25^\circ$ и имеют в среднем скорость $(0.6$ – $0.95)c$. Значения скорости согласуются с другими независимыми оценками скоростей кпк-джетов активных галактик [31–33].

ОКР/ЦИ предсказывает существование изломов в спектре рассеянного излучения. Эти изломы вызваны переходом от ограничения электронным спектром к ограничению фотонным спектром и наоборот. Обнаружение изломов в рентгеновском спектре узлов кпк-джетов будет не только доказательством действия ОКР/ЦИ, но и позволит определить параметры электронного спектра.

В рамках ОКР/ЦИ для каждого источника проведено моделирование потока в гамма-диапазоне. Полученный поток в интервале частот, соответствующих энергиям фотонов 0.1–100 ГэВ, зависит от выбора значения максимального лоренц-фактора электронов. При адекватных значениях Γ_{\max} он оказывается ниже оценки на постоянный поток, полученной по данным наблюдений *Fermi*-LAT. В предположении, что этот постоянный поток генерируется в кпк-джете, ОКР/ЦИ не имеет противоречий с имеющимися данными наблюдений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование частично поддержано РФФИ, проект № 18-32-00824. В рамках этого проекта для всех рассматриваемых объектов получены аппроксимации спектров ЦИ, проведены оценки концентрации излучающих электронов и напряженности магнитного поля в узлах кпк-джетов, определены углы с лучом зрения и скорости кпк-джетов, выполнено моделирование спектра излучения, образованного за счет ОКР/ЦИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. A. Schwartz, H. L. Marshall, J. E. J. Lovell, B. G. Piner, et al.*, *Astrophys. J.* **540**, 69 (2000).
2. *D. E. Harris and H. Krawczynski*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **44**, 463 (2006).
3. *F. Tavecchio, L. Maraschi, R. M. Sambruna, and C. M. Urry*, *Astrophys. J.* **544**, L23 (2000).
4. *A. Celotti, G. Ghisellini, and M. Chiaberge*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **321**, L1 (2001).
5. *G. Chartas, D. M. Worrall, M. Birkinshaw, M. Cresitello-Dittmar, et al.*, *Astrophys. J.* **542**, 655 (2000).
6. *R. M. Sambruna, J. K. Gambill, L. Maraschi, F. Tavecchio, R. Cerutti, C. C. Cheung, C. M. Urry, and G. Chartas*, *Astrophys. J.* **608**, 698 (2004).
7. *H. L. Marshall, D. A. Schwartz, J. E. J. Lovell, D. W. Murphy, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **156**, 13 (2005).
8. *B. S. Hogan, M. L. Lister, P. Kharb, H. L. Marshall, and N. J. Cooper*, **730**, 92 (2011).
9. *H. L. Marshall, J. M. Gelbord, D. A. Schwartz, D. W. Murphy, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **193**, 15 (2011).
10. *H. L. Marshall, J. M. Gelbord, D. M. Worrall, M. Birkinshaw, et al.*, *Astrophys. J.* **856**, id. 66 (2018).
11. *E. T. Meyer, M. Georganopoulos, W. B. Sparks, L. Godfrey, J. E. J. Lovell, and E. Perlman*, *Astrophys. J.* **805**, id. 154 (2015).
12. *E. T. Meyer and M. Georganopoulos*, *Astrophys. J.* **780**, L27 (2014).
13. *M. S. Butuzova*, *Astron. Rep.* **60**, 313 (2016).
14. *A. Atoyan and C. D. Dermer*, *Astrophys. J.* **613**, 151 (2004).
15. *F. A. Aharonian*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **332**, 215 (2002).
16. *Y. Y. Kovalev, K. I. Kellermann, M. L. Lister, D. C. Homan, et al.*, *Astron. J.* **130**, 2473 (2005).
17. *M. S. Mikhailova, E. Y. Bannikova, and V. M. Kontorovich*, *Astron. Rep.* **54**, 481 (2010).
18. *M. S. Butuzova and A. B. Pushkarev*, *Astrophys. J.* **883**, id. 131 (2019).
19. *L. Stawarz, L. Ostorero, M. C. Begelman, R. Moderski, J. Kataoka, and S. Wagner*, *Astrophys. J.* **680**, 911 (2008).
20. *L. Ostorero, R. Moderski, L. Stawarz, A. Diaferio, et al.*, *Astrophys. J.* **715**, 1071 (2010).
21. *G. Migliori, A. Siemiginowska, and A. Celotti*, *Astrophys. J.* **749**, id. 107 (2012).
22. *D. I. Nagirner and J. Poutanen*, *Single Compton scattering* (Amsterdam: Harwood Academic Publishers, 1994).
23. *D. I. Nagirner and J. Poutanen*, *Astron. and Astrophys.* **379**, 664 (2001).
24. *D. I. Nagirner*, *Astron. Letters* **20**, 358 (1994).
25. *J. E. Conway and D. W. Murphy*, *Astrophys. J.* **411**, 89 (1993).
26. *B. P. G. Edwards, B. G. Piner, S. J. Tingay, J. E. J. Lovell, J. Kataoka, R. Ojha, and Y. Murata*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **58**, 233 (2006).
27. *P. Kharb, M. L. Lister, and N. J. Cooper*, *Astrophys. J.* **710**, 764 (2010).
28. *M. L. Lister, D. C. Homan, T. Hovatta, K. I. Kellermann, et al.*, *Astrophys. J.* **874**, id. 43 (2019).
29. *E. Komatsu, J. Dunkley, M. R.olta, C. L. Bennett, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **180**, 330 (2009).
30. *D. C. Homan, M. L. Lister, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, T. Savolainen, K. I. Kellermann, J. L. Richards, and E. Ros*, **798**, id. 134 (2015).
31. *J. F. C. Wardle and S. E. Aaron*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **286**, 425 (1997).
32. *T. G. Arshakian and M. S. Longair*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **351**, 727 (2004).
33. *L. M. Mullin and M. J. Hardcastle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **398**, 1989 (2009).
34. *T. J. L. Courvoisier*, *Astron. and Astrophys. Rev.* **9**, 1 (1998).
35. *M. Türler, S. Paltani, T. J. L. Courvoisier, M. F. Aller, et al.*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **134**, 89 (1999).
36. *A. W. B. J. Geldzahler*, *Astron. J.* **86**, 1306 (1981).
37. *A. Wright and R. Otrupcek*, *PKS Catalog* (1990).
38. *O. B. Slee*, *Australian J. Physics* **48**, 143 (1995).
39. *A. Adraou, R. Chini, M. Albrecht, R. Lemke, P. A. Shaver, L.-A. Nyman, and R. S. Booth*, *Astron. and Astrophys.* **376**, 1123 (2001).
40. *M. G. Mingaliev, Y. V. Sotnikova, T. V. Mufakharov, A. K. Erkenov, and R. Y. Udovitskiy*, *Astrophys. Bull.* **70**, 264 (2015).
41. *E. L. Wright, X. Chen, N. Odegard, C. L. Bennett, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **180**, 283 (2009).
42. *B. Vollmer, B. Gassmann, S. Derrière, T. Boch, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **511**, id. A53 (2010).
43. *W. K. Gear, J. A. Stevens, D. H. Hughes, S. J. Litchfield, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **267**, 167 (1994).
44. *T. Hovatta, E. Nieppola, M. Tornikoski, E. Valtaoja, M. F. Aller, and H. D. Aller*, *Astron. and Astrophys.* **485**, 51 (2008).
45. *M. Moshir, G. Kopan, T. Conrow, H. McCallon, et al.*, *The IRAS Faint Source Catalog. Version 2* (1990).
46. *C. S. J. Tingay, D. L. Jauncey, E. A. King, A. K. Tzioumis, J. E. J. Lovell, and P. G. Edwards*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **55**, 351 (2003).
47. *A. M. Burgess and R. W. Hunstead*, *Astron. J.* **131**, 114 (2006).
48. *H. L. Marshall, D. E. Harris, J. P. Grimes, J. J. Drake, et al.*, *Astrophys. J.* **549**, L167 (2001).

49. *R. M. Sambruna, C. M. Urry, F. Tavecchio, L. Maraschi, R. Scarpa, G. Chartas, and T. Muxlow*, *Astrophys. J.* **549**, L161 (2001).
50. *C. C. Cheung, L. Stawarz, and A. Siemiginowska*, *Astrophys. J.* **650**, 679 (2006).
51. *K. T. Mehta, M. Georganopoulos, E. S. Perlman, C. A. Padgett, and G. Chartas*, *Astrophys. J.* **690**, 1706 (2009).
52. *Y. Uchiyama, C. M. Urry, J. Van Duyne, C. C. Cheung, R. M. Sambruna, T. Takahashi, F. Tavecchio, and L. Maraschi*, *Astrophys. J.* **631**, L113 (2005).
53. *A. B. Pushkarev, T. Hovatta, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, A. P. Lobanov, T. Savolainen, and J. A. Zensus*, *Astron. and Astrophys.* **545**, id. A113 (2012).
54. *R. G. Conway, S. T. Garrington, R. A. Perley, and J. A. Birretta*, *Astron. and Astrophys.* **267**, 347 (1993).
55. *R. A. Perley and K. Meisenheimer*, *Astron. and Astrophys.* **601**, id. A35 (2017).
56. *Y. Uchiyama, C. M. Urry, C. C. Cheung, S. Jester, et al.*, *Astrophys. J.* **648**, 910 (2006).
57. *J. N. Bahcall, S. Kirhakos, D. P. Schneider, R. J. Davis, T. W. B. Muxlow, S. T. Garrington, R. G. Conway, and S. C. Unwin*, *Astrophys. J.* **452**, L91 (1995).
58. *S. Jester, H. J. Röser, K. Meisenheimer, R. Perley, and R. Conway*, *Astron. and Astrophys.* **373**, 447 (2001).
59. *S. Jester, H. J. Röser, K. Meisenheimer, and R. Perley*, *Astron. and Astrophys.* **431**, 477 (2005).
60. *D. E. Harris and C. P. Stern*, *Astrophys. J.* **313**, 136 (1987).
61. *H. J. Röser, K. Meisenheimer, M. Neumann, R. G. Conway, and R. A. Perley*, *Astron. and Astrophys.* **360**, 99 (2000).
62. *S. Jester, D. E. Harris, H. L. Marshall, and K. Meisenheimer*, *Astrophys. J.* **648**, 900 (2006).
63. *S. Jester, K. Meisenheimer, A. R. Martel, E. S. Perlman, and W. B. Sparks*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **380**, 828 (2007).
64. *C. P. O’Dea, R. Barvainis, and P. M. Challis*, *Astron. J.* **96**, 435 (1988).
65. *F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **218**, 23 (2015).
66. *F. Massaro, D. E. Harris, and C. C. Cheung*, *Astrophys. J. Suppl.* **197**, 24 (2011).
67. *A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, et al.*, *Astrophys. J.* **715**, 429 (2010).
68. *J. L. Gómez, A. P. Lobanov, G. Bruni, Y. Y. Kovalev, et al.*, *Astrophys. J.* **817**, id. 96 (2016).
69. *A. M. Kutkin, I. N. Pashchenko, M. M. Lisakov, P. A. Voytsik, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 4994 (2018).
70. *S. V. Pilipenko, Y. Y. Kovalev, A. S. Andrianov, U. Bach, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, 3523 (2018).
71. *L. Vega-García, A. P. Lobanov, M. Perucho, G. Bruni, et al.*, [arXiv:1912.00925 astro-ph.GA] (2019).
72. *E. V. Kravchenko, J. L. Gómez, Y. Y. Kovalev, and P. A. Voytsik*, *Adv. Space Research* **65**, 720 (2020).
73. *Y. Y. Kovalev, N. S. Kardashev, K. I. Kellermann, A. P. Lobanov, et al.*, *Astrophys. J.* **820**, L9 (2016).
74. *B. G. Piner, A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, C. J. Marvin, et al.*, *Astrophys. J.* **758**, id. 84 (2012).

УДК 524.386

ИЗМЕНЕНИЯ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА ЗАТМЕННО-ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ V505 Sgr

© 2020 г. А. И. Халиуллина^{1, *}

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

*E-mail: hfh@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 22.04.2020 г.

После доработки 10.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

Проведен анализ изменений орбитального периода затменно-двойной системы V505 Sgr, входящей в состав визуально-двойной системы CHR 90. Показано, что изменения периода можно представить суперпозицией векового уменьшения периода со скоростью 2.97×10^{-7} сут/год и светового уравнения с периодом 72.8 года. Вековое уменьшение периода можно объяснить потерей углового момента за счет магнитного торможения на вторичном компоненте, который имеет поздний спектральный класс. Световое уравнение объясняется присутствием в системе третьего тела, которое было обнаружено как из спектральных, так и из спекл-интерферометрических наблюдений.

DOI: 10.31857/S0004629920110043

1. ВВЕДЕНИЕ

Звезда V505 Sgr (BD–145578, HD 187949, $V_{\max} = 6.46^m$, $P = 1.18287^d$) была открыта как затменно-переменная Хоффмайстером [1]. Впоследствии он же построил первую (фотографическую) кривую блеска, определил, что V505 Sgr является полуразделенной системой типа Алголя, и вычислил эфемериды [2]. Спектральный класс главного компонента, A2V, был определен из спектральных наблюдений [3]; спектральный класс вторичного компонента, G5IV, был оценен из фотометрических данных [4].

Поппер [5] построил первую кривую лучевых скоростей для этой системы (для главного компонента). В работе [6] были построены кривые лучевых скоростей для обоих компонентов и определены их массы. Томкин [3] не только построила кривые лучевых скоростей для обоих компонентов, но и обнаружила в спектре присутствие линий третьего тела спектрального класса F8.

Третий компонент этой системы был открыт в 1985 г. с помощью спекл-интерферометрии [7]. Визуально-двойная система получила название CHR 90, а в каталоге WDS ее обозначение WDS 19531-1436. Первые орбитальные элементы для визуальной пары определил Мейер [8], он нашел орбитальный период 38.4 года, комбинирова наблюдая моменты минимумов (световое уравнение) и спекл-интерферометрические данные. По мере накопления наблюдательных данных появлялись новые работы, в которых определялись

параметры визуальной орбиты: Цветкович получил период 60 лет [9], затем 70 лет [10]. В работе [11] найдены два решения для параметров визуальной орбиты с периодами 29 лет и 94 года и приводятся аргументы в пользу большего периода. Мейсон и др. [12] из тех же данных получили период 32.2 года.

Параллельно с определением параметров визуальной орбиты изучались изменения орбитального периода затменно-двойной системы V505 Sgr. Первое изучение периода V505 Sgr было проведено в работе [13]. Авторы обнаружили, что период меняется, однако из-за недостатка данных нельзя было определить характер этого изменения. Мейер [8] представил изменения орбитального периода затменно-двойной пары световым уравнением с параметрами, соответствующими полученным для визуальной орбиты. Световое уравнение с периодом ~ 40 лет хорошо удовлетворяло наблюдениям моментов минимумов до 2000 г. Однако более поздние наблюдения уже не укладывались в эту модель. В работе [14] изменения периода V505 Sgr были представлены суперпозицией векового уменьшения периода и светового уравнения с периодом 44 года. Это представление плохо согласовывалось с ранними наблюдениями моментов минимумов, поэтому было предположено существование четвертого тела. В работе [15] был предложен набор допустимых решений для траектории гипотетического четвертого тела, которое оказывает возмущение

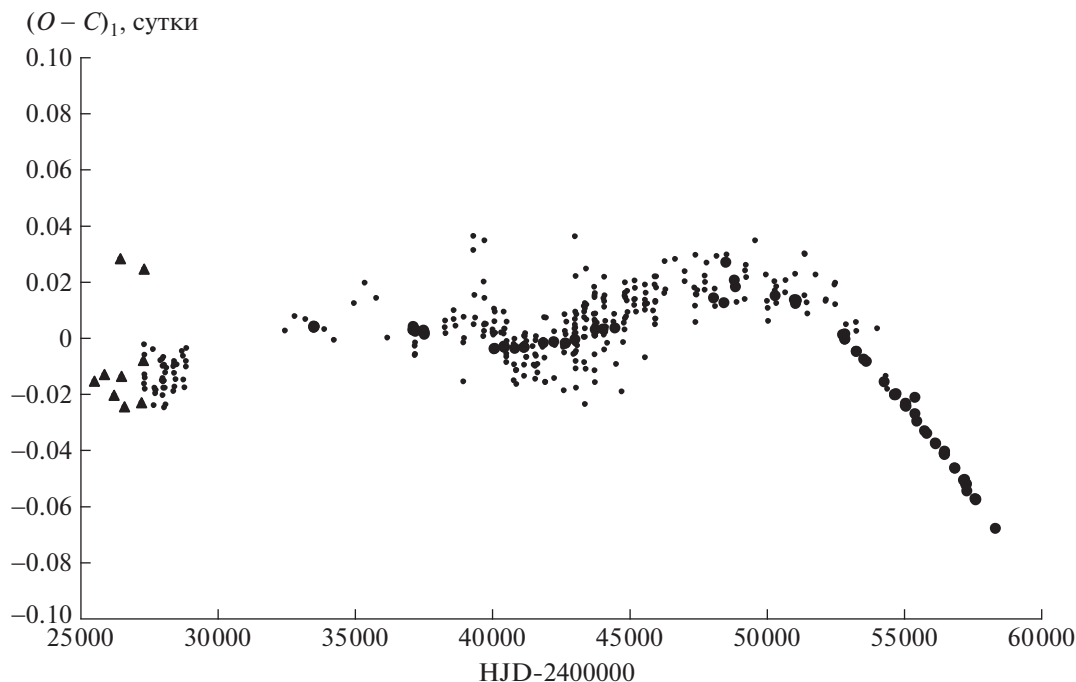


Рис. 1. Отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов V505 Sgr от вычисленных (C) с линейными элементами (1). Фотографические наблюдения представлены в виде треугольников, визуальные — маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС — большими точками.

на тройную систему. При этом авторы отмечают, что хотя, в принципе, все наблюдаемые величины можно объяснить наличием четвертого тела, вероятность этой гипотезы очень мала.

Было проведено несколько фотометрических исследований затменно-двойной системы V505 Sgr, в которых наряду с определением фотометрических параметров системы изучался вклад третьего тела в общую светимость [4, 16–19]. Вклад третьего тела в светимость системы в фильтре V, который был получен в этих работах, лежит в пределах от 4 до 7%. Томкин [3] из спектральных наблюдений оценила вклад третьего тела в том же фильтре в 8%. В работе [19] из анализа кривых блеска в инфракрасной области был получен вклад третьего тела 12% в фильтре J и 13% в фильтре K. Авторы отмечают, что из фотометрических кривых блеска трудно точно определить вклад третьего тела в этой системе из-за влияния на кривую блеска межзвездного вещества, особенно в фильтрах UVV. Из сочетания спектральных и фотометрических наблюдений были определены массы компонентов затменно-двойной системы, разные у разных авторов, хотя различия не очень велики: $M_1 = 2.68M_\odot$, $M_2 = 1.23M_\odot$ [6]; $M_1 = 2.20M_\odot$, $M_2 = 1.15M_\odot$ [3]; $M_1 = 2.65M_\odot$, $M_2 = 1.32M_\odot$ или $1.25M_\odot$ [19].

В нашей работе исследованы изменения орбитального периода затменно-двойной системы

V505 Sgr на основе всех имеющихся к настоящему времени данных о моментах минимумов.

2. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА V505 SGR

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы V505 Sgr были использованы моменты минимумов из базы данных В. R. N. O. [20]. Всего имеется 403 момента главного минимума: 313 визуальных, 9 фотографических и 81 из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений — и 19 моментов вторичного минимума: 1 визуальный и 18 из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений. Моменты вторичного минимума не использовались, так как они определяются с намного меньшей точностью, чем моменты главного минимума.

На рис. 1 приведены отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов V505 Sgr от вычисленных (C) с линейными элементами, полученными методом наименьших квадратов с использованием всех имеющихся моментов главного минимума:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2444461.5865(9) + 1.18286806(13)^d T, \quad (1)$$

где T — эпоха наблюдения. На этом рисунке фотоэлектрические наблюдения представлены большими точками, визуальные — маленькими точками и

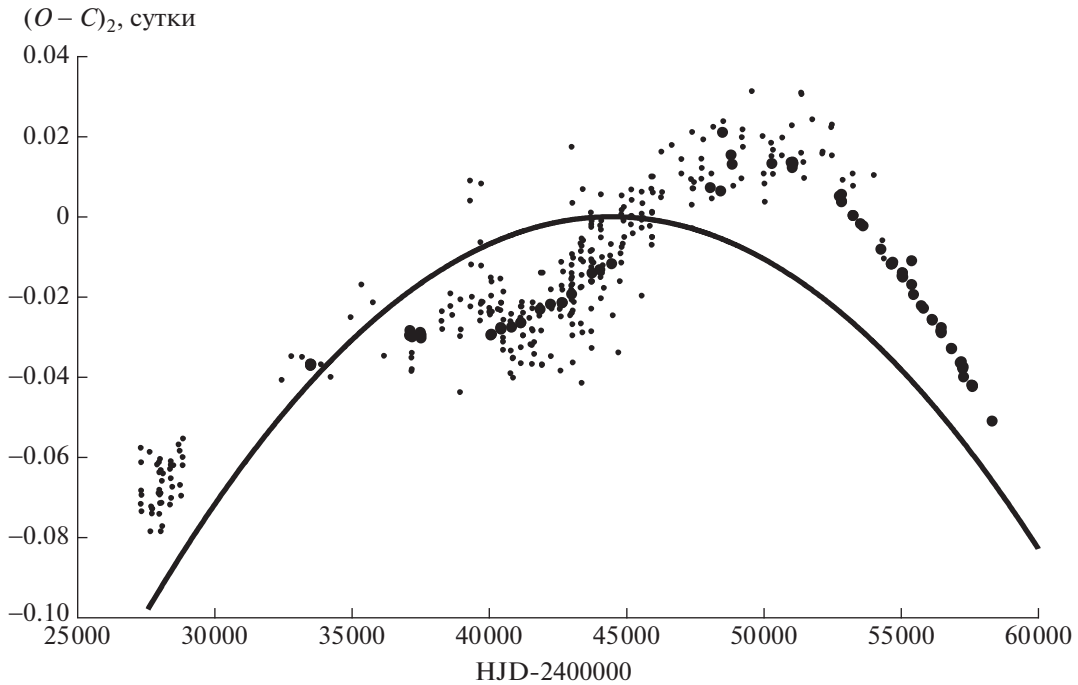


Рис. 2. Отклонения $(O - C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов V505 Sgr от вычисленных с линейными элементами из представления (2). Теоретическая парабола с параметрами из этого же представления показана на рисунке сплошной кривой. Визуальные наблюдения представлены маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС – большими точками.

фотографические – треугольниками. При дальнейшем анализе фотографические данные не использовались, визуальным точкам был приписан вес 1, а фотоэлектрическим и ПЗС-наблюдениям – вес 5. Из рисунка видно, что в системе наблюдаются не только циклические изменения периода, которые изучались всеми предыдущими авторами, но просматривается также монотонное уменьшение периода. Поэтому мы представили изменения орбитального периода V505 Sgr в виде суперпозиции параболы и светового уравнения [21]:

$$\begin{aligned} \text{HJD}(\text{Min I}) = & 2444461.6019(7) + \\ & + 1.1828653(6)^d T - 4.81(11)^d \times 10^{-10} T^2 + \quad (2) \\ & + \frac{a_3 \sin i_3}{c} (1 - e_3 \cos E) \sin(v + \omega_3). \end{aligned}$$

В выражении для светового уравнения использованы следующие обозначения для элементов орбиты затменно-двойной системы относительно центра тяжести тройной системы: a_3 – большая полуось, i_3 – наклонение, e_3 – эксцентриситет, ω_3 – долгота периастра, v и E – истинная и эксцентрическая аномалии соответственно, которые отсчитываются в той же орбите, c – скорость света. Начальные значения параметров долгопериодической орбиты были определены методом перебора в области их возможных значений. Затем они уточнялись методом дифференциальных по-

правок совместно с линейными элементами и квадратичным членом [22]. Окончательные значения параметров долгопериодической орбиты приведены в табл. 1. В таблице использованы следующие обозначения: P_3 – период обращения в долгопериодической орбите, JD_3 – момент прохождения через периастр, $A_3 = (a_3 \sin i_3)/c$. На рис. 2 приведена зависимость от времени отклонений $(O - C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов V505 Sgr от вычисленных с линейными элементами из представления (2). Теоретическая парабола с параметрами из этого же представления показана на рисунке сплошной кривой.

Зависимость от времени остатков $(O - C)_3$, полученных вычитанием из наблюдаемых моментов минимумов теоретической параболы с парамет-

Таблица 1. Параметры светового уравнения в затменно-двойной системе V505 Sgr

Параметр	Значение
P_3	26600 ± 130 сут = 72.8 ± 0.4 года
A_3	0.0261 ± 0.0006 сут
e_3	0.32 ± 0.03
ω_3	$333^\circ \pm 2^\circ$
JD_3	2444600 ± 100
$a_3 \sin i_3$	$(6.76 \pm 0.16) \times 10^8$ км = (4.52 ± 0.10) a.e.

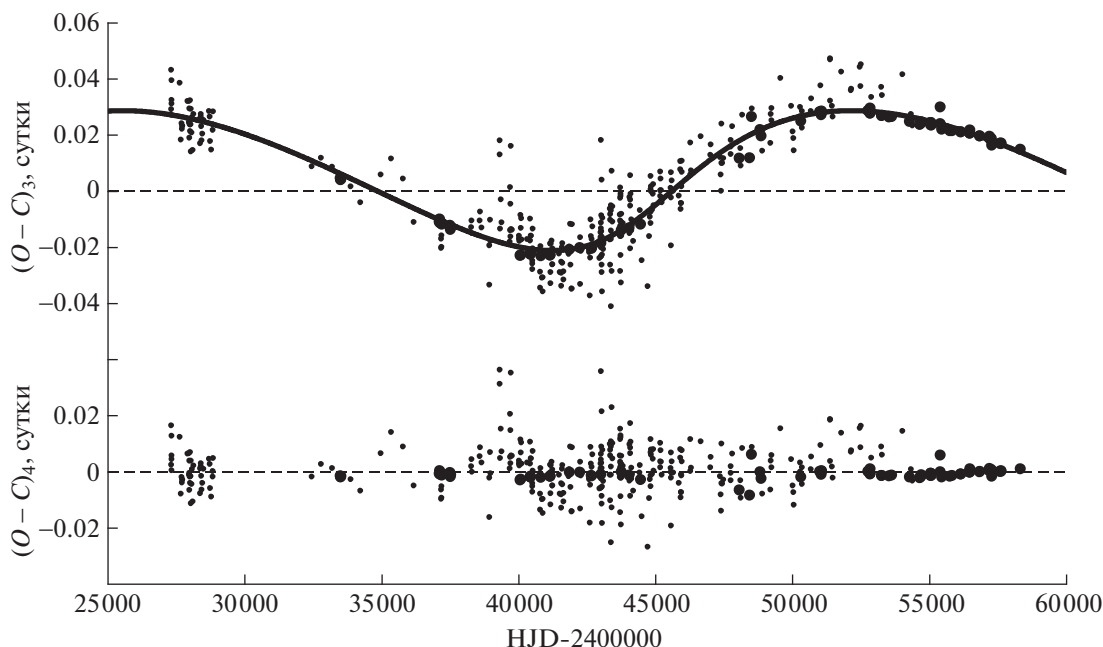


Рис. 3. Разности $(O - C)_3$, полученные вычитанием из отклонений $(O - C)_2$ теоретической параболы из представления (2). Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1. В нижней части рисунка приведены значения $(O - C)_4$, полученные вычитанием из $(O - C)_3$ теоретической кривой для светового уравнения. Обозначения такие же, как на рис. 2.

рами из представления (2), приведена на рис. 3. Теоретическая кривая для светового уравнения с найденными параметрами проведена здесь сплошной линией. Из рисунка видно, что эта кривая неплохо описывает наблюдения. В нижней части рис. 3 приведена зависимость от времени значений $(O - C)_4$, полученных вычитанием из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных с учетом квадратичных элементов (2) и светового уравнения. На этом рисунке не видно каких-либо регулярных изменений. На рис. 4 приведены изменения со временем отклонений $(O - C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов V505 Sgr от вычисленных с линейными элементами (2). Сплошная линия на этом рисунке – сумма теоретических кривых для параболы (2) и светового уравнения с параметрами из табл. 1. Из рисунка видно, что эта кривая неплохо описывает изменения орбитального периода V505 Sgr.

В работе [14] изменения орбитального периода также были представлены в виде суперпозиции параболы и светового уравнения. Однако в своем анализе авторы использовали только фотоэлектрические и ПЗС-наблюдения. В результате оказалось, что полученное теоретическое представление не согласуется с ранними фотографическими (и, добавим, визуальными) данными. Мы тоже пытались ограничиться только фотоэлектрическими и ПЗС-данными. На рис. 5 представлены остатки после вычитания из всех наблюдаемых

моментов минимумов теоретической параболы, полученной только по фотоэлектрическим и ПЗС-данным ($Q = -4.0 \times 10^{-10}$), и их представление световым уравнением, полученным по тем же данным ($P = 52$ года, $e = 0$). Из этого рисунка видно, что теоретическая кривая очень хорошо проходит по фотоэлектрическим и ПЗС-точкам, неплохо представляет визуальные наблюдения с $JD > 2430000$ и оставляет в стороне самые ранние наблюдения. Поэтому в своем анализе мы использовали все визуальные наблюдения.

3. ПРИЧИНЫ ИЗМЕНЕНИЙ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА V505 SGR

Полученное нами представление изменений орбитального периода затменно-двойной системы V505 Sgr в виде суперпозиции обратной параболы и светового уравнения хорошо согласуется с наблюдениями (рис. 4). Обратная парабола означает, что происходит вековое уменьшение периода. Его скорость вычисляется по формуле: $dP/dt = 2Q/P$, где Q – коэффициент при квадратичном члене в представлении моментов минимумов [23]. Для V505 Sgr получаем $Q = -4.81^d \times 10^{-10}$ и $dP/dt = -2.97 \times 10^{-7}$ сут/год. Вековое уменьшение периода может быть вызвано потерей углового момента системы вследствие магнитного торможения [24, 25].

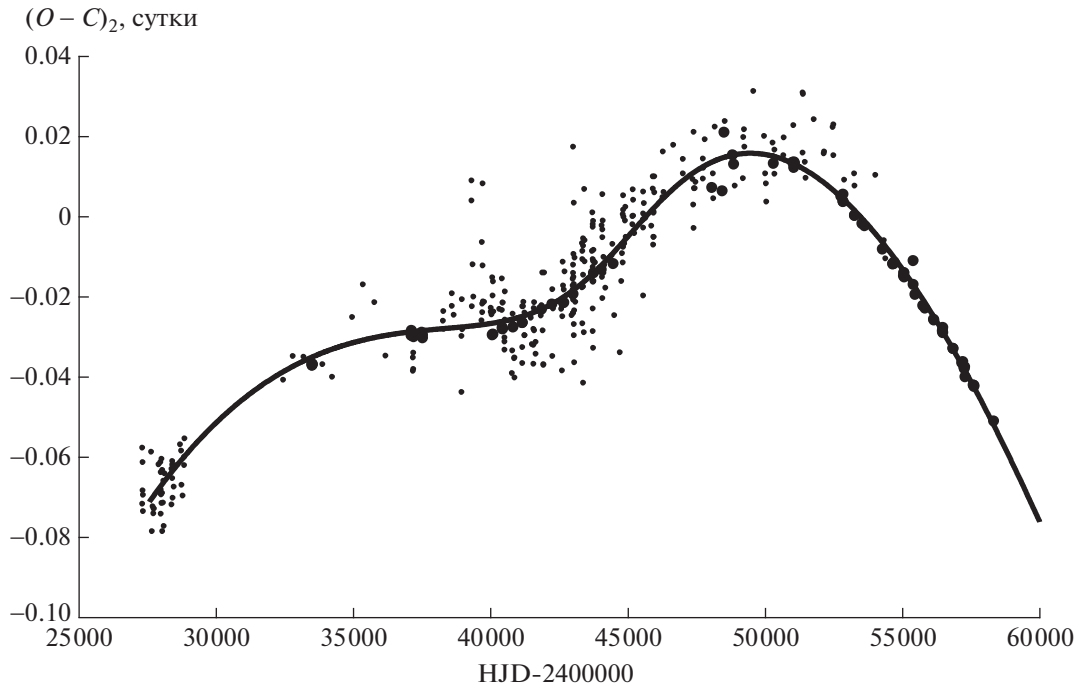


Рис. 4. Изменения со временем отклонений $(O - C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов V505 Sgr от вычисленных с квадратичными элементами (2). Сплошная линия на этом рисунке – сумма теоретических кривых для параболы (2) и светового уравнения с параметрами из табл. 1. Обозначения как на рис. 2.

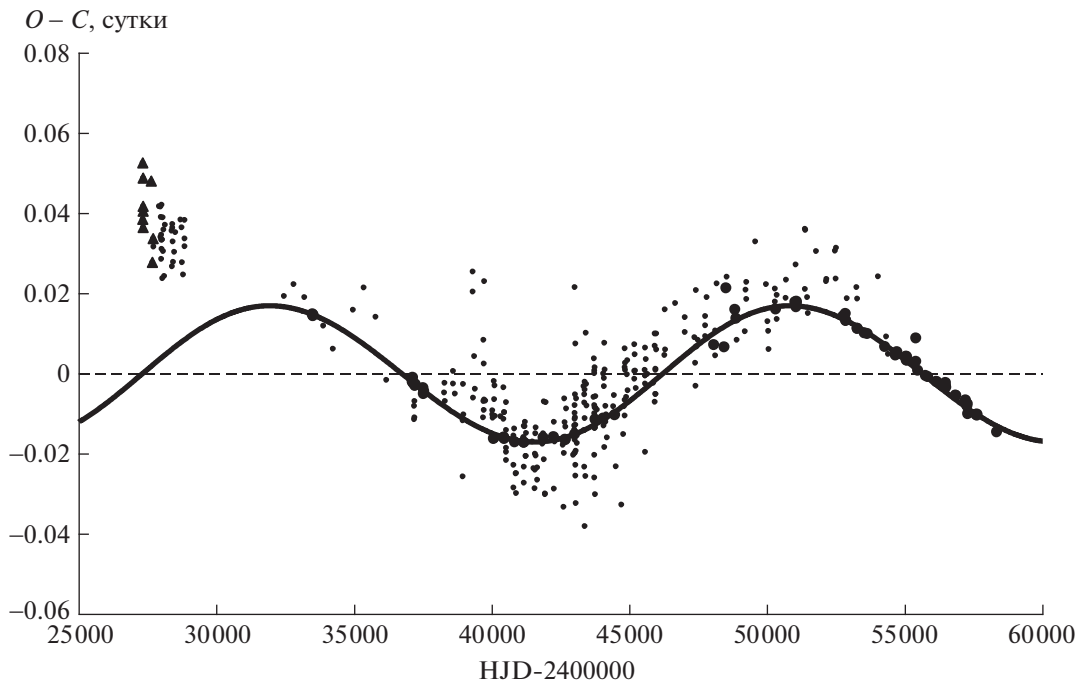


Рис. 5. Остатки после вычитания из всех наблюдаемых моментов минимумов V505 Sgr параболы, полученной только по фотоэлектрическим и ПЗС-данным и их представление световым уравнением, полученным по тем же данным.

Таблица 2. Параметры визуальной орбиты третьего тела в V505 Sgr, определенные разными авторами

	P , год	i , град	$\sin i$	a''	a , а.е.
Мейер [8]	38.4	26.9	0.452		
Цветкович [9]	60	137.1	0.681	0.268	22.6
Цветкович [10]	71	121.9	0.849	0.281	23.6
Цветкович и др. [11] I	29.14	145.3	0.574	0.167	14.0
Цветкович и др. [11] II	94	120.4	0.862	0.333	28.0
Мейсон и др. [12]	32.2	136.0	0.695	0.181	15.2

Известно, что V505 Sgr входит в состав визуально-двойной системы, так что циклические изменения орбитального периода затменно-двойной системы вполне логично отнести на счет светового уравнения из-за присутствия в системе третьего тела. Используя найденные нами параметры долгопериодической орбиты, приведенные в табл. 1, можно оценить массу третьего тела, вычислив функцию масс:

$$f(M_3) = \frac{4\pi^2 a_3^3 \sin^3 i_3}{G P_3^2} = \frac{M_3^3 \sin^3 i_3}{(M_1 + M_2 + M_3)^2} = 0.0173M_\odot. \quad (3)$$

Здесь M_1 и M_2 — массы компонентов затменно-двойной системы, M_3 — масса третьего тела, G — гравитационная постоянная. Для оценки массы третьего тела нужно знать массы компонентов двойной системы. Были использованы оценки масс, полученные в работе [19]: $M_1 = 2.65M_\odot$, $M_2 = 1.25M_\odot$, тогда $M_3 \sin i_3 = 0.717M_\odot$. Если принять для массы третьего тела оценку, полученную из спектральных наблюдений [3], $M_3 = 1.2M_\odot$, то получим $\sin i_3 = 0.5975$, $i_3 = 36.7^\circ$ (или 143.3°).

Из светового уравнения получаются параметры видимой орбиты затменно-двойной системы относительно центра масс тройной системы, т.е. проекции истинной орбиты на картинную плоскость. Используя найденное выше значение $\sin i_3$, найдем величину большой полуоси истинной орбиты: $a_3 = 7.56$ а.е. Величину большой полуоси орбиты третьего тела, a_3' можно найти из соотношения (которое следует из третьего закона Кеплера): $(M_1 + M_2)/M_3 = (a_3'/a_3)^3$. Используя приведенные выше величины, находим: $a_3' = 11.20$ а.е. Большая полуось относительной орбиты равна сумме больших полуосей абсолютных орбит: $a_{23} = a_3 + a_3' = 18.76$ а.е. Это размер большой полуоси истинной относительной орбиты. Разумеется, это предварительная оценка. Единственное, что можно считать надежно определенным, — это параметры светового уравнения, приведенные в табл. 1. Все последующие оценки зависят от

значений масс компонентов, которые еще требуют уточнения.

В табл. 2 приведены параметры визуальной (относительной) орбиты третьего тела в V505 Sgr, определенные разными авторами. Здесь использованы следующие обозначения: P — период обращения по орбите; a'' — большая полуось, выражаемая в секундах дуги; i — угол между плоскостью орбиты и плоскостью, перпендикулярной к лучу зрения (картинной плоскостью). В последнем столбце приведены значения большой полуоси относительной орбиты, a , вычисленные с использованием значения параллакса, полученного спутником Gaia [26], $\pi_{\text{Gaia}} = 11.8788$ mas.

Из таблицы видно, что ни один из наборов параметров визуальной орбиты не совпадает с полученными нами параметрами светового уравнения. Между собой эти наборы параметров также значительно различаются. В работе [3] период орбиты третьего тела был оценен по смещению спектральных линий ~ 100 лет. Довольно долгое время период светового уравнения в затменно-двойной системе V505 Sgr считался ~ 40 лет, что не согласовывалось с оценкой из спектральных наблюдений, однако при вычислении визуальной орбиты исследователи ориентировались именно на это значение периода. В последнее время стало ясно, что световое уравнение с таким периодом не удовлетворяет наблюдениям, а также появилась тенденция к увеличению периода визуальной орбиты. Однако последние определения параметров визуальной орбиты с использованием одних и тех же наблюдательных данных сильно расходятся между собой. В работе [11] получены два разных набора параметров, и авторы приводят аргументы в пользу орбиты с большим периодом. В работе [12] опять получена орбита с маленьким периодом.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из рис. 3 и 4 видно, что полученное нами представление изменений орбитального периода затменно-двойной системы V505 Sgr в виде суперпозиции векового уменьшения периода и светового уравнения хорошо удовлетворяет всем

наблюдательным данным. Вековое уменьшение периода можно объяснить потерей углового момента за счет магнитного торможения на вторичном компоненте, который имеет поздний спектральный класс и должен иметь конвективную оболочку и магнитное поле. Световое уравнение объясняется присутствием в системе третьего тела, которое было обнаружено как из спектральных, так и из спекл-интерферометрических наблюдений. Параметры светового уравнения и имеющиеся к настоящему времени параметры визуальной орбиты не согласуются между собой. К тому же последние сильно различаются у разных авторов. Скорее всего, это связано с трудностями построения визуальной орбиты, тем более что спекл-интерферометрические наблюдения покрывают, по-видимому, лишь около половины периода орбиты третьего тела. Очевидно, визуальная орбита требует пересмотра с учетом полученного нами светового уравнения, нового значения параллакса, а также нужны новые измерения положения третьего тела.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке грантом Программы развития МГУ “Ведущая научная школа “Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *C. Hoffmeister*, *Astron. Nachr.* **250**, 47 (1933).
2. *C. Hoffmeister*, *Astron. Nachr.* **251**, 321 (1934).
3. *J. Tomkin*, *Astrophys. J.* **387**, 631 (1992).
4. *C. R. Chambliss, R. L. Walker, J. H. Karle, H. B. Snodgrass, and Y. A. Vrasko*, *Astron. J.* **106**, 2058 (1993).
5. *D. M. Popper*, *Astrophys. J.* **109**, 100 (1949).
6. *B. Khalleseh and G. Hill*, *Astron. Astrophys.* **244**, 75 (1991).
7. *H. A. McAlister, W. I. Hartkopf, D. J. Hutter, M. M. Shara, and O. G. Franz*, *Astrophys. J.* **93**, 183 (1987).
8. *P. Mayer*, *Astron. Astrophys.* **324**, 988 (1997).
9. *Z. Cvetković*, *IAU Commission 26 Inf. Circ.*, 160 (2006).
10. *Z. Cvetković*, *IAU Commission 26 Inf. Circ.*, 167 (2009).
11. *Z. Cvetković, R. Pavlović, and S. Ninković*, *Astron. J.* **140**, 25 (2010).
12. *B. D. Mason, W. I. Hartkopf, and A. Tokovinin*, *Astron. J.* **140**, 735 (2010).
13. *E. Rovithis-Livanou, and P. Rovithis*, *Inform. Bull. Var. Stars*, № 3608, 1 (1991).
14. *D. Chochol, T. Pribulla, M. Vaňko, P. Mayer, M. Wolf, P. G. Niarchos, K. D. Gazeas, V. N. Maniannis, L. Brát, and M. Zejda*, *Astrophys. and Space Sci.* **304**, 93 (2006).
15. *M. Brož, P. Mayer, T. Pribulla, P. Zasche, D. Vokrouhlický, and R. Uhlář*, *Astron. J.* **139**, 2258 (2010).
16. *R. L. Walker*, *Astron. J.* **106**, 2051 (1993).
17. *E. Rovithis-Livanou, and P. Rovithis*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser* **105**, 47 (1994).
18. *C. İbanoglu, Ö Çakirli, Ö Değirmenci, S. Saygan, B. Ulaş, and N. Erkan*, *Astron. Astrophys.* **354**, 188 (2000).
19. *C. Lázaro, M. J. Arévalo, and E. Antonopoulou*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **368**, 959 (2006).
20. *B. R. N. O. Project – Eclipsing Binaries database*, <http://var2.astro.cz/EN/brno/index.php>
21. *Д. Я. Мартынов*, в кн. *М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов, П. П. Паренаго, Н. Ф. Флоря, В. П. Цесевич, Переменные звезды*, т. 3, Гостехиздат (1947), стр. 464–490.
22. *А. И. Халиуллина и Х. Ф. Халиуллин*, *Астрон. журн.* **61**, 393 (1984).
23. *Х. Ф. Халиуллин*, *Астрон. журн.* **51**, 395 (1974).
24. *N. Ivanova and R. E. Taam*, *Astrophys. J.* **599**, 516 (2003).
25. *N. Nanouris, A. Kalimeris, E. Antonopolou, and H. Rjvithis-Livaniou*, *Astron. Astrophys.* **535**, 126 (2011).
26. *Gaia Collaboration*, *VizieR Online Data Catalog: Gaia DR2* (2018).

УДК 524.387

ЦИКЛИЧНОСТЬ ИЗМЕНЕНИЙ ВНЕЗАТМЕННОГО БЛЕСКА И ПЕРИОДА ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ ТИПА W UMa AM Leo

© 2020 г. С. Ю. Горда^{1,*}

¹Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, Коуровская астрономическая обсерватория им. К.А. Бархатовой, Екатеринбург, Россия

*E-mail: stanislav.gorda@urfu.ru

Поступила в редакцию 12.05.2020 г.

После доработки 30.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

Представлены результаты 14-летнего фотометрического мониторинга контактной тесной двойной системы (ТДС) AM Leo типа W UMa. Обнаружены циклические колебания блеска малой амплитуды с периодом 7.6 ± 0.3 года, не связанные с явлениями затмений и приливными деформациями компонентов, а также малоамплитудные циклические колебания периода ТДС практически с тем же значением периода осцилляций. Сделан вывод, что механизмом, генерирующим такие колебания, может являться процесс изменения магнитного поля конвективных оболочек компонентов. На основании зарегистрированного уменьшения значений глубин обоих минимумов кривых блеска и смены их относительных значений сделан вывод о возможном переходе системы из подкласса W в подкласс A в настоящее время. Приведены значения семи новых значений моментов минимумов.

DOI: 10.31857/S0004629920110031

1. ВВЕДЕНИЕ

Затменная переменная звезда AM Leo является маломассивной контактной тесной двойной системой (ТДС) типа W UMa. Уже более сорока лет, начиная с пионерских работ Льюси, Бьерна, Томаса, Шу и др. [1–8], считается, что компоненты ТДС данного типа, имеющие разные массы, окружены общей оптически толстой конвективной газовой оболочкой, прогретой до температуры, близкой к температуре более массивного и горячего компонента. На этот факт указывает практически одинаковая глубина обоих минимумов на кривых блеска таких звезд. Газовую оболочку, окружающую оба компонента, иногда интерпретируют как общую фотосферу компонентов. Наблюдения показывают, что кривые блеска ТДС типа W UMa в определенной степени меняются от цикла к циклу. Изменения в основном связаны с увеличением или уменьшением на величину порядка нескольких сотых звездной величины блеска в максимумах или минимумах кривых блеска [9]. Иногда, когда понижение или увеличение блеска в максимумах и минимумах происходит (синхронно) одновременно, создается эффект небольшого повышения или ослабления общего блеска системы.

Эти эффекты в настоящее время объясняются несколькими причинами. Основная и первая из предложенных еще в 1975 г. Малланом [10] – это

наличие холодных или горячих пятен на поверхности главного или вторичного компонентов (см., напр., [9, 11, 12]). Тем более, что у некоторых звезд типа W UMa обнаружена хромосферная активность [13–15]. Вместе с тем считается, что подобные эффекты на кривых блеска может производить процесс неравномерного прогрева локальных областей общей конвективной оболочки в районе точки L_1 , т.н. “шейки”, при перетекании вещества с одного компонента на другой, происходящего под общей оболочкой [16], либо ее разогрева и расширения [17, 18]. Этот процесс может носить циклический характер [19]. Наличие значительного магнитного поля конвективных компонентов может влиять на квадрупольный гравитационный момент и приводить также к небольшим периодическим изменениям периода системы [8, 19, 20].

Исследование эффекта небольших вариаций кривых блеска некоторых контактных систем проводилось ранее [17, 18, 21], но если исследование вариаций периода велось на достаточно регулярном материале, полученном на значительном промежутке времени (использовались моменты минимумов), то полные кривые блеска так часто и долго, как правило, не наблюдались. Вместе с тем необходимость проведения долговременных рядов фотометрических наблюдений ТДС типа W UMa и последующего анализа полученных

данных вытекает из насущной необходимости отбора конкретных теоретических моделей из числа предложенных в статьях различных авторов, наиболее адекватно описывающих наблюдаемые изменения кривых блеска, периода, а также эволюцию таких систем.

В данной работе представлены результаты 14-летнего фотометрического мониторинга типичного представителя ТДС типа W UMa затменной переменной звезды AM Leo.

2. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ О СИСТЕМЕ AM Leo

Тесная двойная система AM Leo изучалась давно и достаточно часто. Подробные сведения о ней можно найти в целом ряде публикаций. Поэтому здесь приведены только некоторые ее характеристики, соответствующие целям данной работы.

Затменно-переменная звезда AM Leo (BD+10°2234A) является ярким компонентом ($V = 9.1-9.7^m$) визуальной двойной системы ADS 8024 (WDS 11022+0954) ($\rho = 11.4''$, $\theta = 270^\circ$). Визуальный компонент (BD+10.2234B) слабее AM Leo в максимуме ее блеска на 1.48^m в V цвете [22]. Спектральный класс AM Leo был определен Хиллом и др. [23], как F8 V.

Переменность яркого компонента ADS 8024 (AM Leo) была открыта Хоффмейстером [24] в 1935 г. Первая фотоэлектрическая кривая блеска получена в 1956 г. Уорли и Эггеном [25]. Они же определили фотометрические элементы переменной и классифицировали ее как затненную систему типа W UMa с периодом $P = 0.3658^d$. За прошедшее время переменная неоднократно исследовалась фотометрически, были получены многочисленные кривые блеска с помощью фотоэлектрических приемников излучения. Обстоятельный обзор фотометрических наблюдений AM Leo приведен в работах Хиллера и др. [22] и Альбайрака и др. [26].

Многие авторы отмечают изменения кривых блеска AM Leo, выражающиеся в поднятии и опускании общего блеска системы, изменении глубин минимумов и появлении разновысокости максимумов блеска, так называемый эффект О'Коннелла. Эти явления на кривых блеска наблюдались на временах от одного дня до нескольких месяцев [24, 27, 28]. Вместе с тем, иногда, в течение одного-трех месяцев кривая блеска AM Leo может быть достаточно стабильной, иметь одинаковую высоту максимумов блеска [9] или показывать локальные изменения блеска на отдельных фазах на протяжении одной-двух ночей [28]. Такое поведение кривой блеска AM Leo, возможно, объясняется тем фактом, что компо-

ненты этой контактной системы типа W UMa имеют отношение масс $q = 0.45$, близкое к пограничному между подтипами A и W, и в течение определенных промежутков времени система относится то к подтипу A, то к подтипу W [29]. Известно, что искажения на кривых блеска сильнее проявляются у систем, относящихся к подтипу W [30, 31], когда в главном, более глубоком минимуме при затмении менее массивного компонента наблюдается полное затмение. Это может соответствовать либо тому, что менее массивный, имеющий меньшие размеры компонент, по каким-то причинам, становится немного более горячим, либо, что более вероятно, более массивный главный компонент покрыт значительным числом холодных пятен. Впервые возможность реализации второго варианта была предложена еще в 1975 г. в работе Маллана [10].

Наблюдаемые изменения кривых блеска могут свидетельствовать об активности на поверхности компонентов этой контактной тесной двойной системы, т.е. о появлении и исчезновении ярких и темных областей (пятен). Тем более, что у системы зарегистрировано очень слабое рентгеновское излучение [15], которое является индикатором хромосферной и корональной активности.

Наряду с изменениями кривой блеска наблюдаются изменения периода системы. Ранее предлагались различные гипотезы, объясняющие данное явление [22, 32]. Наиболее вероятной причиной изменения периода AM Leo сейчас принято считать наличие третьего тела в системе. Это предположение впервые было рассмотрено в работах [27, 32]. Позднее Альбайраком и др. [26] на основе анализа моментов минимумов, полученных исключительно с помощью фотоэлектронных приемников излучения, было найдено значение периода взаимного обращения AM Leo и третьего тела по орбите, составляющее 45 лет, получена оценка массы третьего тела, $M_3 = 0.18M_\odot$. Через 12 лет Гордой и Матвеевой [33] была построена световая кривая разностей $O - C$ с привлечением значительного числа новых значений моментов минимумов AM Leo. В результате было найдено несколько большее значение периода, 50 лет, и значительно меньшее значение эксцентриситета взаимной орбиты AM Leo и третьего тела, $e = 0.28$ против $e = 0.73$ у Альбайрака и др. [26]. Оценка массы третьего тела, при условии компланарности орбит компонентов AM Leo и взаимной орбиты с третьим телом, осталась практически той же, $M_3 = 0.15M_\odot$. Значения остальных параметров взаимной орбиты также остались без существенных изменений.

Следует отметить, что исследование изменения периода AM Leo частотным методом, проведенное в начале 2000-х годов Ли и др. [19], показало наличие двух максимумов на кривой спектра

мощности, соответствующих периодам порядка 37 и 10 лет. Причем первый период, соответствующий максимуму, по мощности значительно превосходящему второй, можно смело отнести к орбитальному периоду третьего тела. Второй, существенно меньший максимум спектра мощности, возможно, соответствует небольшим изменениям периода системы, природа которых связана с магнитным полем конвективных компонентов (магнитное торможение, эффект Эплгейта) или с периодическим переносом вещества от компонента к компоненту (тепловые осцилляции).

3. НАБЛЮДЕНИЯ AM Leo В КОУРОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Фотометрические наблюдения AM Leo были проведены в период с марта 2007 г. по март 2018 г. на телескопе-рефлекторе АЗТ-3 ($D = 0.45$ м, $F_{\text{Newton}} = 2.0$ м) и с февраля 2019 г. по март 2020 г. на телескопе-рефлекторе системы Риччи-Кретьена AstroSib ($D = 0.5$ м, $F = 4.0$ м) астрономической обсерватории Уральского федерального университета. Наблюдения проводились в фильтрах *BVR*, реализующих систему, близкую к системе Джонсона-Казинса, с использованием ПЗС-камер Alta U6 фирмы Apogee с чипом Kodak KAF-1001E (1024×1024 , 24 мкм) и с 2015 г. PL A230 фирмы FLI с чипом E2V CCD230-42 (2048×2048 , 15 мкм). Размеры рабочих полей составляли $35' \times 35'$ и $24' \times 24'$ на первом и втором телескопе соответственно.

После предварительной калибровки кадров (вычитания темного кадра и деления на кадр плоского поля) проводилась апертурная фотометрия всех полученных кадров с использованием программы *Miniwin*¹. Разности блеска определялись относительно звезды BD+10°2235, которая тоже является визуально-двойной с разделением $13.3''$ и практически во всех исследованиях AM Leo использовалась как звезда сравнения, т.к. находится всего в $9'$ от переменной и имеет сравнимый с ней блеск. При проведении фотометрии измерялся суммарный блеск обеих звезд пары как при измерении блеска AM Leo (ADS 8024), так и при измерении блеска звезды сравнения. Таким образом, в апертуру одновременно помещались обе звезды этих визуальных пар.

Всего было получено 80, 94 и 95 участков кривых блеска AM Leo в *B*, *V* и *R* фильтрах соответственно. Основная масса наблюдений приходилась на два весенних месяца — март и апрель. Это объясняется, по крайней мере, двумя причинами.

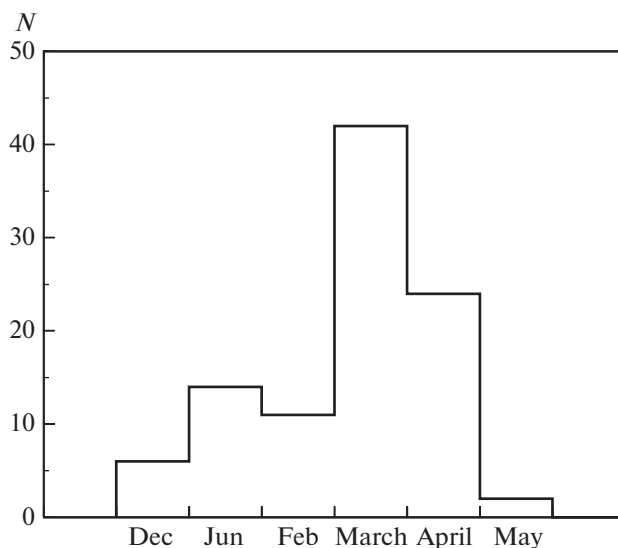


Рис. 1. Распределение количества наблюдений AM Leo в течение наблюдательного сезона в Коуровской обсерватории УрФУ за период 2007–2020 гг.

Первая — это то, что полноценно наблюдать AM Leo на широте Коуровской обсерватории УрФУ можно только 6 мес в году, с декабря по май. В эти месяцы звезда существенную часть ночи находится на высоте более 30° над горизонтом, что является условием проведения хорошей фотометрии, когда значение воздушной массы не превышает 2. Вторая — весной на Урале чаще бывает ясное небо. Распределение наблюдений по месяцам приведено на рис. 1.

4. ИЗМЕНЕНИЕ ВНЕЗАТМЕННОГО БЛЕСКА СИСТЕМЫ AM Leo

4.1. Изменение общего блеска AM Leo

Уже с самых первых ПЗС наблюдений AM Leo, проведенных в 2007 г., было отмечено изменение кривых блеска от ночи к ночи, что присуще звездам этого типа. Характер таких изменений был описан выше, в предыдущем разделе.

Исследование изменений общего блеска системы AM Leo, не связанных с явлениями затмений и эффектами приливных деформаций компонентов, проводилось с использованием метода, применявшегося нами ранее для аналогичных целей при изучении изменений кривых блеска открытой в Коуровской обсерватории новой переменной звезды типа W UMa GSC3599-2569 [34]. Суть метода заключается в вычислении значения средней за ночь разности блеска между кривой (участка кривой) блеска, полученной в данную ночь, и реперной, теоретической кривой, синтезированной на основе достоверно установ-

¹ <http://c-munipack.sourceforge.net>

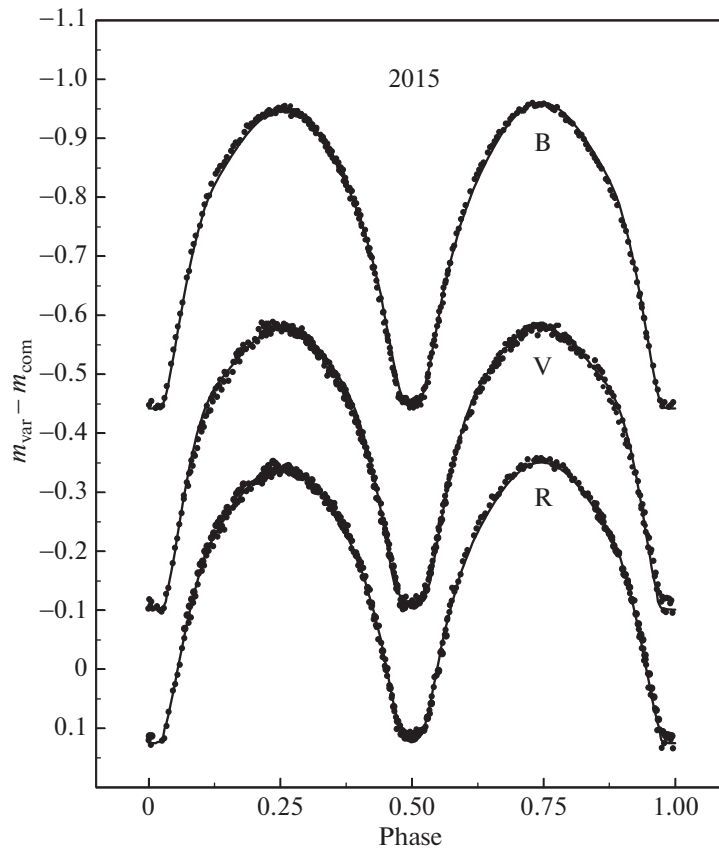


Рис. 2. Кривые блеска AM Leo (точки), полученные в 2015 г., по которым были построены реперные, теоретические кривые блеска (сплошные линии).

ленных значений параметров затменной двойной системы.

Для синтеза теоретической кривой блеска в качестве начальных были использованы параметры AM Leo, приведенные в работе [28]. Синтез выполнен с помощью программы РНОЕВЕ [35]. Были использованы данные ночей JD 245 7100.3 (18.03.2015), JD 245 7108.3 (26.03.2015), JD 245 7113.3 (31.03.2015) и JD 245 7832.3 (19.03.2017), поскольку кривые блеска, построенные на их основе, имели равновысокие максимумы и не меняющиеся значения глубин минимумов. Полученные для трех фильтров теоретические кривые являлись своеобразными нуль-пунктами, относительно которых определялись изменения блеска системы. Выбор значения нуль-пункта в данном случае особого значения не имеет, так как цель всей процедуры — зарегистрировать временные, возможно циклические, изменения блеска малой амплитуды.

Вид фотометрических кривых блеска, по которым вычислялись реперные кривые во всех трех фильтрах, приведен на рис. 2. Можно отметить “ниточный” характер полученных из наблюдений

кривых блеска в эти ночи. Разброс точек относительно реперных кривых не превышал значения $\pm 0.005^m$. В то же время в другие моменты наблюдений, как правило, кривые блеска значительно менялись от ночи к ночи относительно теоретических кривых. Так, на рис. 3 приведены положения кривых блеска AM Leo относительно теоретических кривых для двух сезонов наблюдений 2010 г. (январь—март, декабрь) и 2013 г. (январь—апрель). Можно заметить значительное изменение положения наблюдательных кривых относительно теоретических, полученных по данным 2015 г. Разброс точек на суммарных кривых блеска порядка $0.02\text{--}0.03^m$ обусловлен изменением кривых блеска от ночи к ночи в течение общего времени наблюдений в указанные периоды. Следует отметить, что в сезоны наблюдений 2010 и 2013 г. кривые блеска менялись относительно мало, в другие сезоны изменения индивидуальных кривых блеска одна относительно другой достигали значений 0.05^m .

Всего было получено 73, 93 и 89 значений разностей наблюдаемых и теоретических кривых

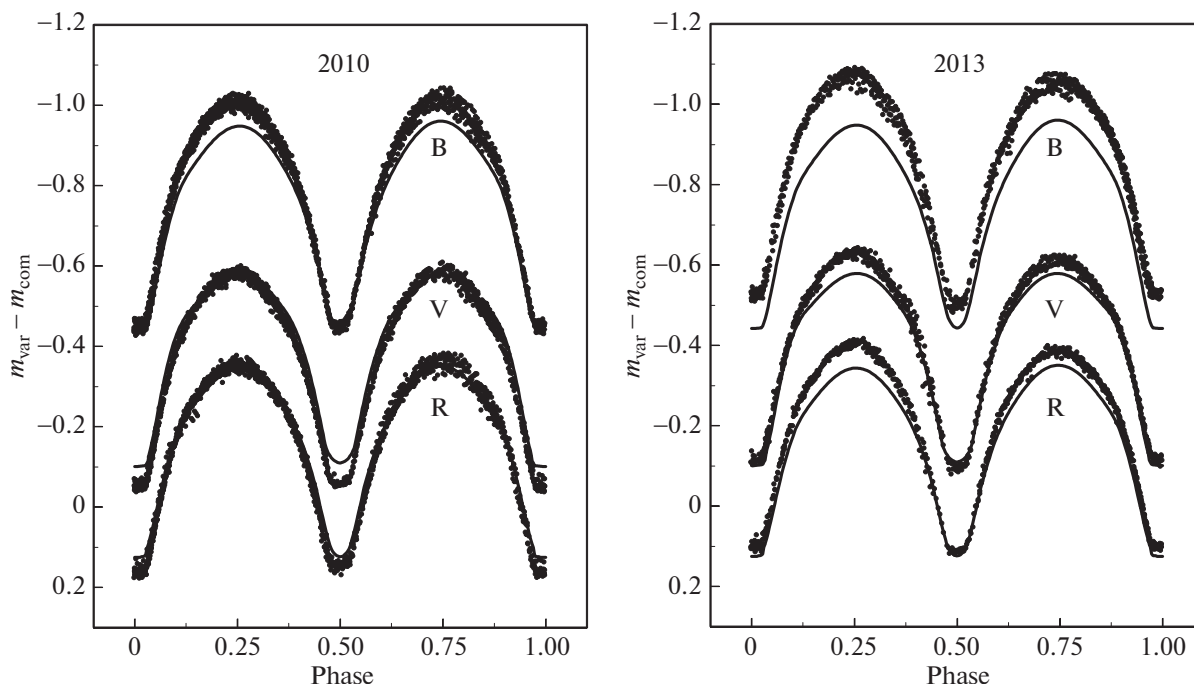


Рис. 3. Кривые блеска AM Leo, полученные в 2010 и 2013 г., обозначения те же, что и на рис. 2.

блеска в *B*, *V* и *R* фильтрах соответственно. Использовались данные только тех ночей, когда разброс точек на кривых блеска не превышал значений $\pm 0.02^m$, а также наблюдения продолжительностью более 2 ч, что соответствует ~ 0.2 долям периода AM Leo. Эти ограничения исключали из рассмотрения слишком плохие фотометрические данные или слишком короткие участки наблюдений, так как оценки разностей, определенные по ним, были бы недостаточно надежны. Полученные зависимости усредненных за ночь значений разностей блеска между наблюдаемыми кривыми блеска и теоретическими кривыми в течение всего времени мониторинга для всех трех фильтров приведены на рис. 4. Значительный разброс точек на полученных зависимостях обусловлен тем, что в каждую отдельную ночь наблюдался только отдельный участок кривой блеска AM Leo, по которому и определялась величина разности в эту ночь. Это значение может отличаться от аналогичного значения, определенного по всей кривой блеска. Например, из-за того, что мы в данную ночь наблюдали компоненты системы только с одной стороны, на которой, к примеру, было меньшее количество пятен, чем на другой, из-за чего блеск системы был переоценен либо недооценен в зависимости от природы пятен — холодные они или горячие. В идеале было бы неплохо каждый раз определять разности потоков по полной кривой блеска каждую ночь. Но это было недостижимо, так как AM Leo находилась на высо-

те, превышающей 30° над горизонтом, ограниченное, иногда достаточно малое по сравнению с периодом звезды, время. На широте Коуровской обсерватории получить полную кривую блеска AM Leo за одну ночь в принципе невозможно, так как период звезды составляет порядка 9 ч, а максимально возможное время наблюдений звезды, как было указано выше, не превышает 6–7 ч.

Тем не менее на полученных зависимостях изменения блеска AM Leo относительно реперной, теоретической кривой $\delta m = \Delta m_{\text{obs}} - \Delta m_{\text{theor}}$, где $\Delta m = m_{\text{var}} - m_{\text{com}}$, во всех трех фильтрах хорошо просматриваются участки повышения и убывания общего блеска системы явно периодического характера (см. рис. 4). На зависимости, полученной в фильтре *B*, наряду с небольшими изменениями в сторону увеличения или уменьшения блеска просматривается тренд со временем в сторону общего уменьшения блеска. Значительно меньший тренд в сторону увеличения блеска просматривается и в фильтре *V*. После устранения небольших линейных трендов данные, полученные во всех трех фильтрах, были объединены в один массив.

Проверка на периодичность полученного набора данных проводилась с использованием программы В.П. Горанского WINEFK, реализующей алгоритм Лафлера-Кинмана. Параметр $1/\theta(\varphi)$, большое значение которого является индикатором наличия периода, показал заметный и

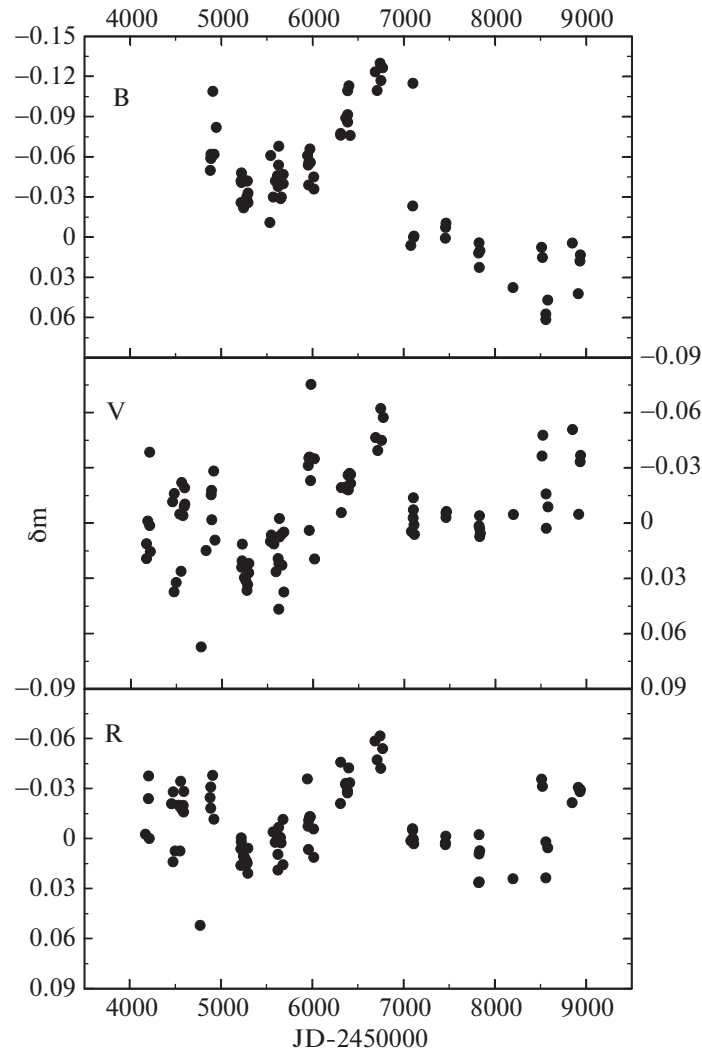


Рис. 4. Изменения общего, внезатмленного блеска AM Leo со временем, $\delta m = \Delta m_{\text{obs}} - \Delta m_{\text{theor}}$.

достаточно широкий пик на частоте, соответствующей периоду $2776^d \approx 7.6^{yr}$.

Поскольку в полученных данных явно прослеживается только один период, с целью его уточнения была произведена аппроксимация данных гармонической функцией синус с использованием следующего соотношения:

$$\Delta m_{\text{obs}} - \Delta m_{\text{theor}} = a + b \sin(2\pi(JD/P + \varphi)), \quad (1)$$

где a и b — масштабные коэффициенты; P — период; φ — фазовый коэффициент. Значения коэффициентов находились нелинейным методом наименьших квадратов. В результате было получено значение периода $P = 2796^d \pm 65^d \approx 7.7^{yr}$, лишь немного отличающееся от найденного с помощью программы WINEFK. Результат аппроксимации данных функцией синус приведен на

верхней панели рис. 5. Здесь следует заметить, что изображенная на рис. 5 функция синус отражает лишь циклический характер изменений общего блеска системы и его период, но никак не форму изменения внезатмленного блеска AM Leo.

4.2. Изменения максимумов и минимумов кривой блеска AM Leo

Изложенный в предыдущем разделе метод определения изменений общего блеска системы относительно реперной кривой блеска работает с хорошей точностью, если в процессе каждого акта наблюдений регистрируется достаточно большая часть кривой блеска исследуемой ТДС. К преимуществам применения данного метода следует отнести его чувствительность к изменению общего блеска системы, так как используют-

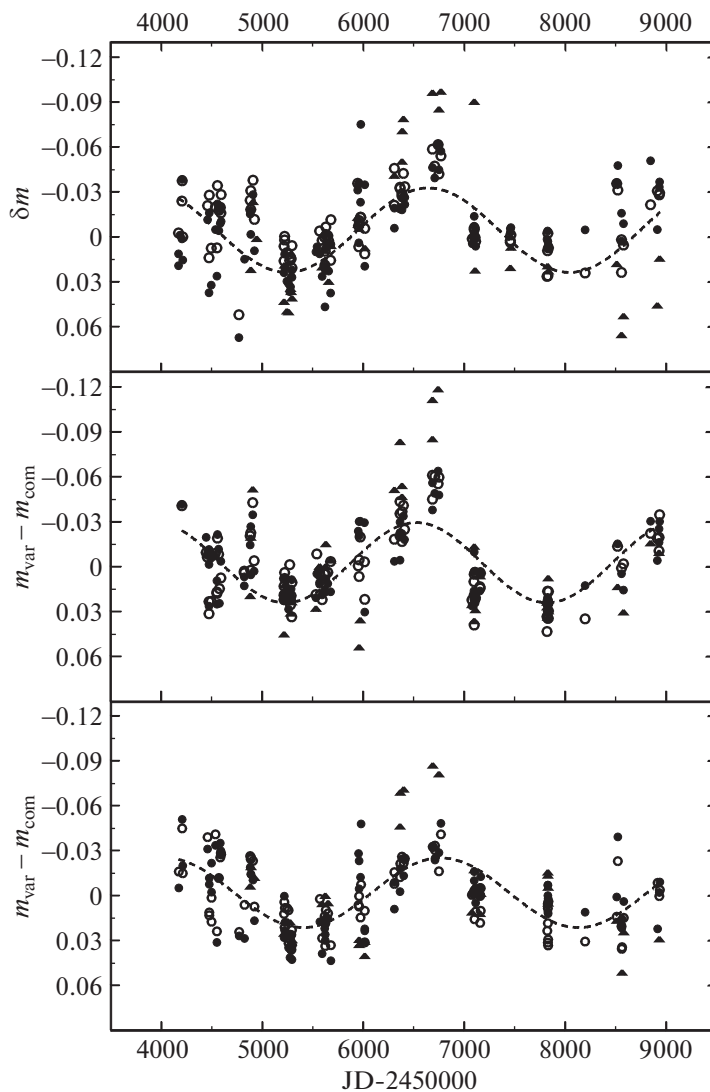


Рис. 5. Изменение общего, внезатменного блеска AM Leo (верхняя панель), а также блеска в максимумах (средняя панель) и минимумах (нижняя панель) кривой блеска после вычета линейных трендов; \blacktriangle – фильтр B ; \bullet – фильтр V ; \circ – фильтр R ; штриховая линия – аппроксимационная синусоида.

ся все наблюдательные точки, полученные в процессе наблюдений.

Вместе с тем для затменных систем важными областями на кривых блеска являются участки максимумов и минимумов. Изменения блеска в этих областях сигнализируют как об изменении температуры того или иного компонента данной ТДС (изменения глубин минимумов), так и об изменении общей светимости, несимметричности распределения по поверхности компонентов пятен и всплывающих образований (разновысокость максимумов блеска).

Поэтому представляет интерес сравнить характер изменений общего блеска AM Leo с изменениями в максимумах и минимумах кривой блеска этой ТДС. Тем более, поскольку в данном

случае в более глубоком минимуме наблюдается полное затмение, имеется возможность регистрировать в этот момент блеск только одного в данном случае главного компонента.

За весь период наблюдений в каждом из V и R фильтров было получено по 86 значений разностей блеска AM Leo и звезды сравнения в максимумах (46 в первом максимуме $\phi = 0.25$ и 40 во втором $\phi = 0.75$) и по 92 значения в минимумах (48 в первом и 44 во втором). Несколько меньшее значение разностей блеска было получено в фильтре B . Результаты представлены на рис. 6. Можно заметить, что наряду с имеющимися трендами долговременные изменения блеска в максимумах и минимумах носят также цикличе-

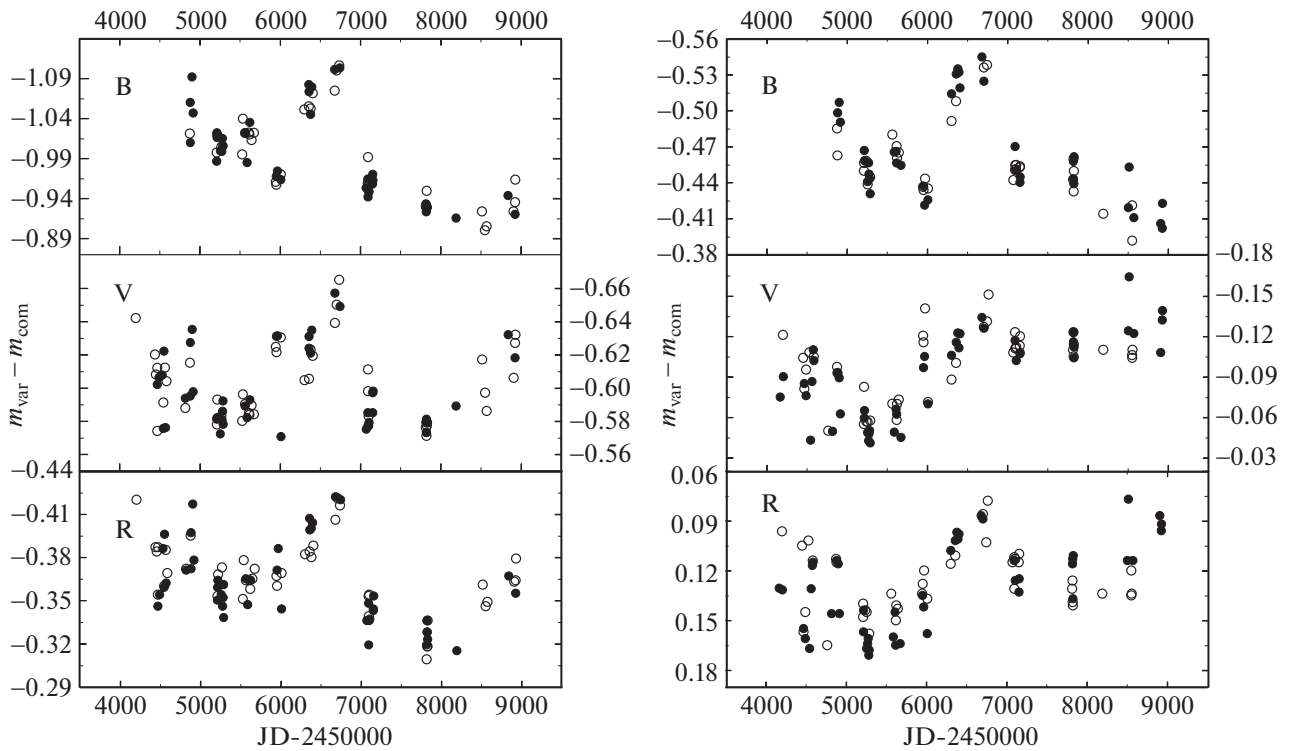


Рис. 6. Изменения блеска AM Leo со временем, в максимумах (слева) и минимумах (справа) кривой блеска; ● – первый максимум ($\varphi = 0.25$) и главный минимум ($\varphi = 0.0$); ○ – второй максимум ($\varphi = 0.75$) и вторичный минимум ($\varphi = 0.5$).

ский характер. Что и следовало ожидать, исходя из характера изменений общего блеска AM Leo. Причем не отмечается заметной относительной разницы изменений блеска в первом и втором максимумах или минимумах блеска. Проверка на периодичность полученных данных методами, изложенными в предыдущем разделе, после исключения трендов показала наличие периодов, близких к полученному, при исследовании общего блеска AM Leo (см. табл. 1). Результаты аппроксимации данных функцией синус приведены на средней и нижней панелях рис. 5.

Изменения со временем разностей показателей цвета $B - V$ и $V - R$ AM Leo и звезды сравне-

ния, а также глубин минимумов кривой блеска приведены на рис. 7 и рис. 8 соответственно.

5. МАЛОАМПЛИТУДНЫЕ ЦИКЛИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА AM Leo

В процессе проведения фотометрического мониторинга AM Leo автором был получен массив значений моментов минимумов этой ТДС. Данные, полученные до 2018 г., приведены в работе Горды и Матвеевой [33]. За последние три года были получены еще 7 значений моментов минимумов, приведенные в табл. 2.

Таблица 1. Параметры циклического изменения блеска и малоамплитудных изменений периода AM Leo

N	Данные	JD максимума синусоиды	Период, сутки	Период, годы
1	Общий блеск	2456642 ± 170	2796 ± 65	7.7 ± 0.2
2	Блеск в максимумах	2456513 ± 35	2588 ± 70	7.2 ± 0.2
3	Блеск в минимумах	2456758 ± 44	2726 ± 71	7.5 ± 0.2
4	$\Delta(O - C)$	2456302 ± 235	2847 ± 88	7.8 ± 0.2
5	Средние значения	2456554 ± 195	2739 ± 112	7.6 ± 0.3

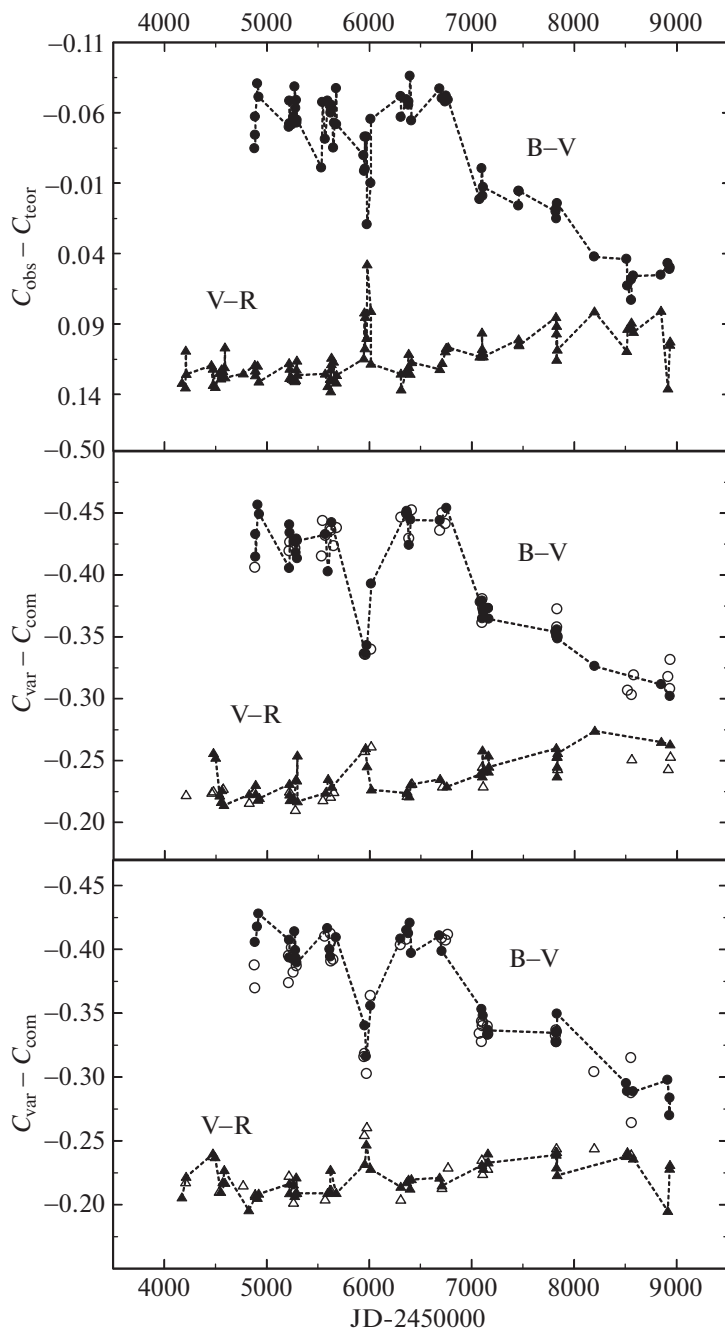


Рис. 7. Изменения показателей цвета AM Leo со временем: общий, внезатменный блеск (верхняя панель), максимумы (средняя панель) и минимумы (нижняя панель) кривой блеска; заполненные значки – первый максимум ($\phi = 0.25$) и главный минимум ($\phi = 0.0$); незаполненные значки – второй максимум ($\phi = 0.75$) и вторичный минимум ($\phi = 0.5$).

Как указывалось выше, в настоящее время причиной изменения периода AM Leo считается обращение ее по взаимной орбите с третьим телом. Период обращения составляет порядка 50 лет. Однако, если обратить внимание на распределение разностей $O - C$ моментов минимумов, полученных за последние 20 лет, относительно новой световой кривой, приведенной в ра-

боте [33], можно заметить циклический характер этих изменений. Это хорошо видно на графике разностей $O - C$ моментов минимумов и световой кривой, приведенном на рис. 9а. Отметим еще раз, что на возможный второй цикл изменений периода AM Leo указывалось в начале 2000-х годов в работе Ли и др. [19]. Причиной явного проявления в последние годы малоамплитудной цик-

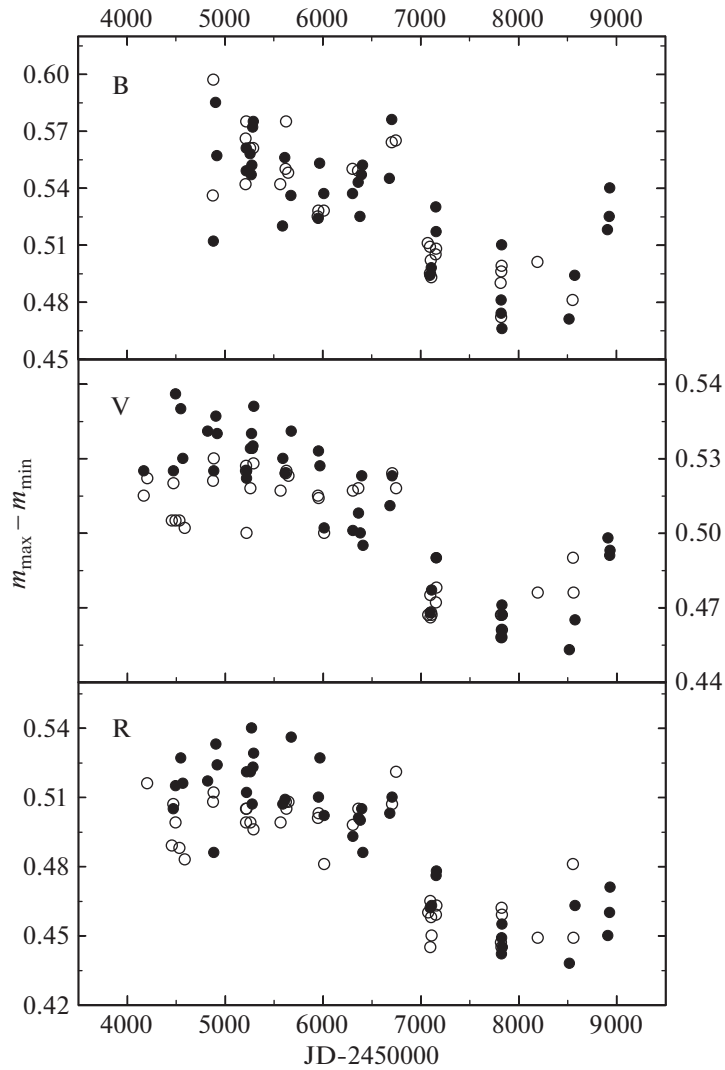


Рис. 8. Изменения глубин минимумов кривых блеска AM Leo со временем в *B*, *V* и *R* фильтрах; ● – главный минимум ($\varphi = 0.0$); ○ – вторичный минимум ($\varphi = 0.5$).

личности изменений периода AM Leo на кривой разностей $O - C$, вероятно, являются: а) повсеместное применение компьютеров в процессе ав-

томатизации наблюдений, существенно упрощающих трудоемкий процесс наблюдений и увеличивающих плотность по времени полученных

Таблица 2. Значения новых моментов минимумов AM Leo

Дата	Фильтры	Тип минимума	$JD_0(\text{Min})$
20.03.2018	<i>BVR</i>	II	$2458198.36330 \pm 0.00010$
06.02.2019	<i>BVR</i>	I	$2458521.54593 \pm 0.00026$
16.03.2019	<i>BVR</i>	II	$2458559.40552 \pm 0.00028$
05.04.2019	<i>BVR</i>	I	$2458579.34403 \pm 0.00015$
05.03.2020	<i>BVR</i>	I	$2458914.21227 \pm 0.00024$
20.03.2020	<i>BVR</i>	I	$2458932.33753 \pm 0.00033$
27.03.2020	<i>BVR</i>	I	$2458936.36127 \pm 0.00030$

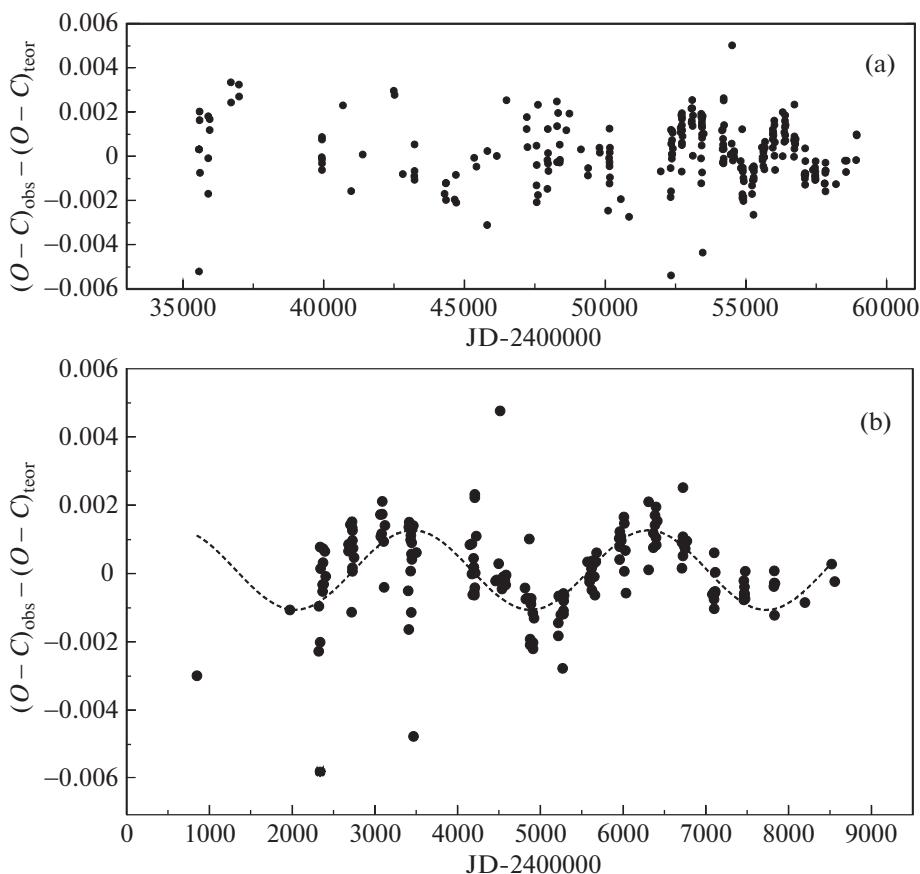


Рис. 9. Изменения разностей значений $O - C$ и световой кривой из работы [33] для всех известных значений моментов минимумов (а) и для моментов минимумов позднее JD 245 0000 (б); пунктирная линия – аппроксимационная синусоида.

данных; б) унификация параметров, применяемых высокоточных панорамных светоприемников – ПЗС-матриц; в) использование единой системы привязки времени компьютеров через сеть интернет. Действительно, как видно из графика, приведенного на рис. 9а, плотность точек моментов минимумов, полученных в последние годы, существенно выше, а их разброс меньше, чем в более ранние периоды наблюдений. Вместе с тем нельзя исключить вероятность того, что какой-то физический процесс, приводящий к небольшому циклическому изменению периода AM Leo, в последние годы существенно активизировался.

Для определения возможного значения периода были использованы разности $O - C$ моментов минимумов и световой кривой, полученные позднее даты JD 245 1000, в которых явно прослеживается периодичность изменений. Значение периода определялось так же, как и в случае анализа изменений блеска, и приведено в предпоследней строке табл. 1, а сами разности и аппроксимационная синусоида показаны на рис. 9б.

Найденное значение периода в пределах ошибок оказалось практически идентичным периоду изменения общего блеска системы, а сами колебания периода синфазны колебаниям изменения блеска.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Выше предполагалось, что найденные на основе анализа разностей блеска AM Leo и звезды сравнения циклические изменения присущи самой переменной звезде. Однако в данном случае следует проанализировать ряд причин, которые также могут оказывать влияние на изменение разностей блеска AM Leo и звезды сравнения. Это могут быть изменения блеска одного или обоих визуальных компонентов звезды сравнения или визуального компонента AM Leo. В первом случае кривая разностей блеска AM Leo и звезды сравнения смешалась бы как целое по оси звездных величин в соответствии с характером изменения блеска звезды сравнения. Во втором случае, поскольку фотометрия AM Leo и ее визу-

ального спутника проводилась в одной диафрагме, увеличение блеска визуального компонента AM Leo, одновременно со смещением кривой блеска по шкале звездных величин в сторону увеличения блеска, приводило бы к уменьшению значений глубин минимумов. Подобная ситуация наблюдается при наличии третьего тела в тесных двойных системах, создающего дополнительную подсветку, приводящую к уменьшению глубин минимумов кривых блеска. Соответственно при падении блеска визуального компонента AM Leo наблюдался бы обратный эффект. Такие изменения кривых блеска AM Leo в наших наблюдениях явно не наблюдаются. Так, на кривых блеска сезона 2013 г., приведенных на рис. 3, наблюдается совершенно иная ситуация – увеличение блеска AM Leo в максимумах относительно реперных кривых блеска приводит к увеличению глубин минимумов, и наоборот, при постоянстве блеска в максимумах наблюдается как увеличение (см. рис. 3, правая панель), так и уменьшение глубин минимумов (см. рис. 3, левая панель).

К сожалению, в ближайшей окрестности AM Leo нет звезд, сравнимых по блеску с самой переменной и звездой сравнения BD+10°2235, попадающих в один ПЗС-кадр. Поэтому осуществление контроля блеска звезды сравнения с хорошей точностью связано с определенными трудностями. Так, единственная звезда, имеющая блеск слабее звезды сравнения всего на $\sim 1.5^m$ в фильтре *V* – это BD+10°2238, расположенная на расстоянии $10'$ от нее, очень часто оказывалась на самом краю поля ПЗС-кадра или вообще не попадала в кадр, так как центрирование при наведении телескопа производилось по AM Leo. Поэтому был риск получить некачественную фотометрию при сравнении разностей блеска звезды сравнения относительно этой звезды.

Оценка блеска звезды сравнения была проведена по более слабой звезде TYC 47 00445-1, расположенной на расстоянии $6'$ от звезды сравнения и имеющей блеск на 2.5^m слабее. Поскольку задача исследования постоянства блеска звезды сравнения представляет отдельную трудоемкую задачу и выходит за рамки данной работы, оценки блеска были проведены только в фильтре *B*. Имеется две причины принятия такого решения. Во-первых, наибольшие изменения внезатмленного блеска AM Leo наблюдаются в фильтре *B*, во-вторых, точность наземной фотометрии в коротковолновой области спектра всегда несколько меньше, чем в более длинноволновом диапазоне в фильтрах *V* и *R*. Поэтому, получив приемлемую точность оценки блеска звезды сравнения в фильтре *B*, можно быть уверенным, что в других филь-

трах она, по крайней мере, будет не ниже. В результате было найдено, что в период времени с 2009 по 2020 г., когда производились наблюдения AM Leo в фильтре *B*, значение разности блеска звезды сравнения и звезды TYC 47 00445-1, учитывая значительную величину самой разности, практически не менялось, а именно, $\Delta B = -2.438 \pm 0.014$. В то же время значения внезатменных разностей блеска AM Leo и звезды сравнения в этот же промежуток времени изменялись в следующем диапазоне $\Delta m_B = 0.040 \pm 0.045$, т.е. в три раза больше. Таким образом, учитывая данный факт и выводы, изложенные в первом абзаце данного раздела, можно с большой долей уверенности утверждать, что изменения разностей внезатмленного блеска AM Leo и звезды сравнения вызваны изменением блеска самой переменной звезды.

Как отмечалось выше, эти изменения носят периодический характер, что проявляется, как в изменениях общего, внезатмленного блеска системы, так и в изменениях максимумов и минимумов блеска AM Leo (см. рис. 5). Изменения блеска соответствуют осцилляции периода малой амплитуды. Причем найденные периоды и фазы колебаний практически совпадают (см. табл. 1). Вполне вероятно, что изменения блеска и периода вызваны одним процессом. Изменение магнитного поля конвективных оболочек компонентов этой ТДС вполне может быть таким процессом. В настоящее время именно этим механизмом чаще всего объясняют изменения блеска и периода ТДС типа W UMa, относящихся к подклассу *W*. Магнитная активность на поверхности компонентов проявляется в увеличении или уменьшении числа холодных пятен или более ярких областей, например, факельных площадок на поверхности компонентов, что приводит к небольшим изменениям общей светимости звезды. В то же время эффект Эпплгейта, обусловленный перераспределением углового момента при перемещении конвективных потоков в изменяемом магнитном поле компонентов, приводит к изменениям периода системы малой амплитуды. Процесс изменения магнитного поля звезд типа W UMa может носить периодический характер типа солнечного, на что указывал еще Маллан [10], оценивший диапазон периодов в 5–10 лет. Найденное в данной работе среднее значение периода 7.6 года вполне укладывается в эти оценки. Для сравнения, у звезды AK Her, являющейся ТДС типа W UMa, Ли и др. [17], нашли три частоты изменения основного периода системы. Одна из частот, соответствующая периоду 7.6 года, интерпретируется ими как проявление магнитного цикла активности. Эти же авторы в другой своей работе [18] при исследовании изменений периода

AP Leo, другой ТДС типа W UMa, нашли две частоты, соответствующие периодам 11.3 и 9.2 года, также интерпретированные ими как проявление магнитного цикла активности.

Наряду с периодическими изменениями блеска AM Leo имеют место долговременные тренды. Наиболее сильно падение блеска AM Leo за десятилетний период отмечается в фильтре B на величину $\delta B = 0.08^m$ (см. рис. 4 и 6). Графики показателей цвета $\Delta(B - V)$ и $\Delta(V - R)$, приведенные на рис. 7, также не показывают заметных осцилляций. Можно заметить, что изменения показателей цвета происходят в противофазе. Уменьшение значения $\Delta(B - V)$ сопровождается увеличением значения $\Delta(V - R)$ и наоборот. Наиболее сильны изменения показателя $\Delta(B - V)$, что соответствует большой амплитуде изменения блеска в фильтре B . В рамках модели магнитной активности на поверхности компонентов это можно объяснить изменением площади, занимаемой яркими областями, например, факельными полями, что наиболее заметно проявляется в синей области спектра. В частности, значимое уменьшение показателя цвета $\Delta(B - V)$ на $\sim 0.1^m$ после 2015 г. (JD 245 7000) может свидетельствовать об уменьшении площади ярких областей на поверхности компонентов. При этом более красный показатель цвета $\Delta(B - V)$, наоборот, немного увеличился, что может свидетельствовать об уменьшении и пятенной активности (имеются в виду темные пятна).

С другой стороны, более значимые изменения блеска звезды в фильтре B , а также показателя цвета $B - V$ по сравнению с изменением блеска в фильтрах V и R и показателя цвета $V - R$ можно объяснить и другими причинами. Поскольку спектральный класс AM Leo есть F8 V, согласно Хиллу и др. [23], то температура поверхности компонентов находится в пределах 6300–6600 К. В соответствии с законом смещения Вина, максимум распределения энергии непрерывного излучения, в области которого изменения вдоль оси длин волн наиболее значительны, приходится на значения $\lambda = 4400\text{--}4600 \text{ \AA}$, т.е. область спектра, регистрируемую в фильтре B , причем вблизи максимума полосы пропускания фильтра. Спектральные же области, регистрируемые в фильтрах V и R , приходятся на монотонно нисходящий участок распределения энергии непрерывного спектра звезды спектрального класса F8. Таким образом, небольшие изменения поверхностной температуры компонентов из-за увеличения или уменьшения площади пятен, приводящие к небольшому сдвигу максимума распределения энергии непрерывного спектра вдоль оси длин

волн, наиболее значимо будут проявляться в изменении блеска звезды в фильтре B и показателя цвета $B - V$. Таким образом, в рамках данного предположения уменьшение значения показателя цвета $B - V$ и увеличение значения показателя цвета $V - R$ могут свидетельствовать просто об уменьшении пятенной активности компонентов. В данном случае отпадает необходимость в предположении наличия горячих областей большой площади на поверхности компонентов.

Описанные выше долговременные изменения блеска и цвета системы AM Leo могут являться своеобразными индикаторами перехода звезды в более спокойную фазу активности, т.е. из подкласса W в подкласс A . На это может указывать и изменение глубин минимумов. Так, на графиках изменений глубин обоих минимумов, приведенных на рис. 8, видно, что до 2015 г. (JD 245 7000), по крайней мере в фильтрах V и R , более глубоким был первый минимум, соответствующий полному затмению вторичного компонента. Затем, по мере уменьшения значений, глубины минимумов сравнялись по величине, а в отдельные моменты времени второй минимум оказывался немного глубже первого, что присуще контактному ТДС типа W UMa подкласса A . Следует отметить, что эти изменения произошли за достаточно короткий промежуток времени после одного из зарегистрированных максимумов внезатменного блеска AM Leo. Такое достаточно резкое изменение величины показателя цвета $\Delta(B - V)$ и значений глубин минимумов можно охарактеризовать как скачок.

Изменения глубин минимумов AM Leo регистрировались и ранее. Так, в работе Демиркана и Дермана [36] приведены данные изменений глубин минимумов на протяжении 40 лет, с 1955 по 1995 г. За этот промежуток времени значения глубин первого и второго минимумов, как отмечено в работе Ли и др. [19], примерно раз в десятилетие менялись местами, изменяясь в противофазе. Подобные изменения, с периодом 23 года, разностей максимумов и глубин минимумов кривых блеска контактной ТДС BV Peg, являющейся затменной переменной типа W UMa с компонентами такого же спектрального класса, как и у AM Leo (F8 V), приведены в работе Ханни и Авадалла [37]. Правда, значения периода были найдены всего по шести сезонам наблюдений на интервале в 63 года.

Обнаруженные в данном исследовании синхронные изменения показателей цвета и глубин минимумов AM Leo, а также их вероятный периодический характер [19] наводят на мысль о существовании еще одного более длительного цикла активности, помимо найденного на основе изме-

нений внезатменного блеска системы периода ~ 7.6 года. Подобная ситуация наблюдается, например, в виде долгопериодического изменения степени активности 11-летнего солнечного цикла. По всей видимости более длительный период проявляется в переходе кривой блеска AM Leo между подклассами $A \rightleftharpoons W$. Пока не имеется достаточно данных, чтобы констатировать это наверняка.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведения 14-летнего фотометрического мониторинга тесной двойной системы AM Leo типа W UMa были получены следующие результаты:

1) обнаружены циклические изменения блеска малой амплитуды с периодом порядка 7.6 года, не связанные с явлениями затмений и приливными деформациями компонентов;

2) обнаружены малоамплитудные циклические изменения периода системы, не связанные с влиянием третьего тела;

3) найденные значения периодов и фаз малоамплитудных колебаний внезатменного блеска и периода ТДС, оказавшиеся практически идентичными, позволили сделать вывод о наличии единого процесса, генерирующего такие колебания;

4) сделано предположение, что таким механизмом может являться процесс изменения магнитного поля конвективных оболочек компонентов, подобно Солнечному циклу активности, приводящий как к изменению площади холодных (темных) и горячих (светлых) пятен, влияющих на изменение общего блеска системы, так и к малоамплитудным изменениям периода системы (эффект Эпплгейта);

5) на основании зарегистрированного уменьшения значений глубин обоих минимумов кривых блеска и смены их относительных значений сделан вывод о возможном переходе системы из подкласса W в подкласс A в настоящее время.

Необходимо проведение дальнейших фотометрических наблюдений AM Leo с целью уточнения найденного значения периода малоамплитудных осцилляций внезатменного блеска и периода ТДС, а также определения величины возможного более длительного периода цикла магнитной активности.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке государства в лице Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема № FEUZ-2020-

0030, а также при финансовой поддержке постановления 211 Правительства Российской Федерации, контракт № 02.A03.21.0006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *L. B. Lucy*, *Astrophys. J.* **151**, 1123 (1968).
2. *P. Biermann and H. C. Thomas*, *Astron. and Astrophys.* **16**, 60 (1972).
3. *F. H. Shu, S. H. Lubow, and L. Anderson*, *Astrophys. J.* **209**, 539 (1976).
4. *F. H. Shu, S. H. Lubow, and L. Anderson*, *Astrophys. J.* **239**, 937 (1980).
5. *L. B. Lucy*, *Astrophys. J.* **205**, 208 (1976).
6. *B. P. Flannery*, *Astrophys. J.* **205**, 217 (1976).
7. *L. B. Lucy and R. E. Wilson*, *Astrophys. J.* **231**, 502 (1979).
8. *S. W. Mochinski*, *Astrophys. J.* **245**, 650 (1981).
9. *S. Zola, K. Gazeas, J. M. Kreiner, W. Ogloza, M. Siwak, D. Koziel-Wierzbowska, and M. Winiarski*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **408**, 464 (2010).
10. *D. J. Mullan*, *Astrophys. J.* **198**, 563 (1975).
11. *L. Binnenijk*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **96**, 646 (1984).
12. *G. Djurasević, H. Rovithis-Livaniou, P. Rovithis, S. Erkapic, and N. Milovanović*, *Astron. and Astrophys.* **367**, 840 (2001).
13. *S. M. Rucinski and O. Vilhu*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **202**, 1221 (1983).
14. *J. A. Eaton*, *Astrophys. J.* **268**, 800 (1983).
15. *K. Stepień, J. H. M. M. Schmitt, and W. Voges*, *Astron. and Astrophys.* **370**, 157 (2001).
16. *C. Maceroni and F. van Veer*, *Astron. and Astrophys.* **277**, 515 (1993).
17. *L. Li, F. Zhang and Z. Hun*, *Astron. and Astrophys.* **368**, 595 (2001).
18. *L. Li, F. Zhang and Z. Hun*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **54**, 73 (2002).
19. *L. Li, Z. Hun, and F. Zhang*, *ASP Conf. Ser.* **279**, 331 (2002).
20. *J. Applegate*, *Astrophys. J.* **385**, 621 (1992).
21. *K. B. Alton, R. H. Nelson and D. Terrell*, *Inform. Bull. Var. Stars* № 6256, 1 (2018).
22. *M. E. Hiller, W. Osborn, and D. Terrell*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **116**, 337 (2004).
23. *G. Hill, R. W. Hilditch, F. Younger, and W. A. Fisher*, *Mem. Roy. Astron. Soc.* **79**, 131 (1975).
24. *S. Hoffmeister*, *Astron. Nachr.* **255**, 401 (1935).
25. *C. E. Worley and O. J. Eggen*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **68**, 452 (1956).
26. *B. Albayrak, S. O. Selam, T. Ak, A. Elmasli, and I. Özavci*, *Astron. Nachricht.* **326**, 122 (2005).
27. *M. Hoffmann and U. Hopp*, *Astrophys. Space Sci.* **83**, 391 (1982).

28. *O. Demircan, E. Denmar, and H. Dundar*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **95**, 213 (1992).
29. *S. Yu. Gorda*, *Astrophys. Bull.* **71**, 64 (2016).
30. *E. Derman, O. Demircan, and H. Dundar*, *Inform. Bull. Var. Stars № 3630*, 1 (1991).
31. *L. Binnendijk*, *Vistas Astron.* **12**, 217 (1970).
32. *X. Xiong, L. Liu, and Sh-B. Qian*, *Res. Astron. and Astrophys.* **18**, 55 (2018).
33. *Sh-B. Qian, J. He, F. Xiang, X. Ding, and S. Boonrucksar*, *Astron. J.* **129**, 1686 (2005).
34. *S. Yu. Gorda and E. A. Matveeva*, *Inform. Bull. Var. Stars № 6227*, 1 (2017).
35. *S. Yu. Gorda, A. P. Lyaptsev, and A. M. Sobolev*, *Astrophys. Bull.* **70**, 109 (2015).
36. *A. Prsa and T. Zwitter*, *Astrophys. J.* **628**, 426 (2005).
37. *O. Demircan and E. Denmar*, *Astron. J.* **103**, 593 (1992).
38. *M. A. Hanna and N. S. Awadalla*, *J. Korean Astron. Soc.* **44**, 97 (2011).

УДК 523.4/523.6

ГЕНЕРАЦИЯ СВОБОДНЫХ КОМЕТ И ПЛАНЕТ ПЛАНЕТНЫМИ СИСТЕМАМИ

© 2020 г. А. В. Тутуков^{1,*}, Г. Н. Дремова^{2,**}, В. В. Дремов²

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

² Российский федеральный ядерный центр, Снежинск, Россия

*E-mail: atutukov@inasan.ru

**E-mail: G.N.Dryomova@mail.ru

Поступила в редакцию 01.05.2020 г.

После доработки 03.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

Представлена 3D-численная модель эволюции астероидно-кометно-планетного (АКП) компонента Солнечной системы под гравитационным влиянием Юпитера. Продемонстрировано возникновение пояса Койпера Солнца, облака Оорта Солнца и Юпитера, а также возникновение внесолнечных АКП структур, таких как АКП “копье”, которое, удлиняясь со временем, превращается в АКП “кольцо” вдоль орбиты Солнца, обращающегося вокруг центра Галактики. При обобщении на случай Галактики сделан вывод, что заметная часть АКП объектов оказывается не связанной с родительскими звездами и образует поле свободных астероидов, комет и планет Галактики. Галактики малых масс ($M < 10^8 M_{\odot}$) теряют часть свободного АКП материала в межгалактическое пространство своих скоплений, обретая галактические АКП “копья”.

DOI: 10.31857/S0004629920110092

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение образования и эволюции планетных систем — одно из наиболее популярных направлений современной астрофизики — имеет глубокие исторические корни [1–4]. Анализ наблюдений показал, что в силу большого углового момента исходных газопылевых облаков практически все образующиеся звезды оказываются двойными или системами большей кратности [5]. Если же начальный угловой момент облака оказывается слишком большим для одиночной звезды, но недостаточным для образования даже самой тесной молодой двойной системы, то около звезды образуется в итоге планетная система [6]. Полученная в результате такого рассмотрения оценка, что около трети звезд могут обладать планетными системами, была позднее поддержана данными наблюдений затмений методом транзитной фотометрии космическим аппаратом Кеплер [7, 8]. Действительно, угловые моменты найденных планет лежат в указанном интервале [8]. Интересно, что из почти 4100 известных планет около 100 были найдены в кратных звездных системах [9]. Следовательно, наличие спутника у звезды, по-видимому, не всегда исчерпывает угловой момент двойной системы, хотя образование планет около тесных систем вероятно подавлено [10]. В целом

можно заключить, что заметная часть звезд имеют планетные системы.

Многие из обнаруженных на сегодня планетных систем имеют по несколько (до семи) планет. Распределение планет около звезд по большой полуоси орбиты a регулируется условиями стабильности орбит и условиями образования планет и может быть представлено соотношением: $dN = (3 - 4)d \log a$ [6, 11–14]. Неопределенность численного коэффициента остается в пределах единицы. Интересно, что закон Тициуса–Боде: $a/a.e. = 0.4 + 2^n$, опирается, фактически, на ту же логарифмическую зависимость. Несмотря на аналогичность законов распределений компонентов двойных звезд ($dN = 0.2d \log a$ [5]) и планет по большим полуосям a природа этих законов, вероятно, различна. Распределение компонентов двойных отражает начальное распределение газопылевых облаков по угловым моментам, а логарифмический закон распределения планет — вероятное следствие условия устойчивости их почти круговых орбит. Распределение планет по массам пока, ввиду очевидного эффекта селекции, слабо определено и может быть представлено в виде: $dN \sim M^{-3/2}$ [15, 16].

Ближайшие к своим звездам наблюдаемые планеты близки к заполнению своих полостей

Роша [17]. Не исключено, что они близки к их поглощению родительскими звездами, будучи “сброшенными” с высоких, генетически определенных орбит приливными взаимодействиями с другими планетами своих систем. Внешняя граница планетной части систем (большая полуось около 40 а.е.) задается, вероятно, условием их столкновительной аккумуляции [6]. Наблюдательное обнаружение периферийных планет, очевидно, осложнено эффектами наблюдательной селекции, хотя не исключено, что гравитационное микролинзирование, сделавшее доступными несколько планет на расстоянии около 10 а.е. [18], позволит со временем уточнить положение внешней границы планетной части планетных систем.

Давно стало ясно, что процесс образования планет в околозвездных дисках сопровождается гравитационным рассеянием части вещества этого диска, к которому относятся астероиды, кометы и планеты (АКП). Последние годы стали особенно продуктивными в поиске и обнаружении межзвездных АКП объектов. Открытие астероида Оумуамуа [19], кометы Borisov [20], нескольких околозвездных свободных планет [21] и коричневых карликов [22] методом микролинзирования поставило задачу об изучении механизма удаления, испарения околозвездного АКП материала в ходе образования и эволюции планетных систем. Здесь важно отметить, что образование больших твердых тел как в плотных гигантских молекулярных облаках, так и в плотных оболочках истекающих красных сверхгигантов представляется невозможным. Размер пылинок, растущих за счет тепловой аккумуляции подходящих атомов и молекул газа: $r = \sqrt{Nt} = 10^{-10} N_4 T^{1/2} t$ (в сантиметрах), где T – температура, N_4 – плотность газа в единицах 10^4 атомов водорода в кубическом сантиметре и t – время аккумуляции в годах. Этот предел, вероятно, не превосходит величину порядка сантиметра в двух указанных выше случаях.

Для анализа механизма гравитационного ускорения части АКП компонента формирующихся планетных систем и построения сценария эволюции свободного АКП материала в Галактике рассмотрим формирование компонентов планетных систем на примере Солнечной системы. Далее оценим условие ускорения АКП массивными планетами и формирование внесолнечных кометно-планетных “копий” и галактических АКП “колец” Солнца и других звезд.

2. СТРУКТУРА СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Солнечная система остается пока наиболее хорошо исследованной планетной системой [1–4, 23], поэтому анализ ее свойств, включая изучение

характеристик развитых систем спутников больших планет, представляет собой наиболее продуктивный инструмент для понимания условий образования и эволюции планетных систем звезд нашей Галактики. Рассмотрим структуру Солнечной системы (рис. 1). В результате избытка углового момента протосолнечного молекулярного облака молодое Солнце оказалось окруженным большим газопылевым диском с размером порядка 100 а.е. Большое количество таких дисков молодых звезд было на сегодня обнаружено около близких звезд. Найдено, что около 20% звезд имеют их [24]. Столкновительная аккумуляция планет начинается вблизи границы испарения пыли около центральной звезды, и со временем ее фронт продвигается наружу. Положение фронта аккумуляции в рамках этой модели определяется простым условием [5, 6]:

$$R \text{ [a.e.]} = 30(M/M_J)^{4/21} (M/M_\odot)^{1/7} t_{10}^{2/7}, \quad (1)$$

где M_J – масса Юпитера, M – масса звезды главной последовательности, M_\odot – масса Солнца, t_{10} – возраст звезды в единицах 10^{10} лет. Сейчас эта граница в Солнечной системе находится на уровне орбиты Нептуна. Звезды с массами, большими $10 M_\odot$, вероятно, не успевают сформировать планеты земного типа за счет аккумуляции ввиду короткого времени их жизни. Действительно, наблюдения планетной системы около PDS 70 подтверждают отсутствие в ней планет при $a > 30$ а.е., но при этом обнаруживают пылевые кольца при $a = 60$ и 74 а.е. [25].

Исследование пояса Койпера Солнца показало, что он является широким (40–60 а.е.) и толстым (до 20 а.е.) астероидно-кометным диском [26]. Характерные яркости, найденные для 15601 известных астероидов пояса Койпера, соответствуют 19^m [24]. Наблюдения обнаружили аналогичные пояса около 20% молодых звезд [24]. Их размеры ~ 100 а.е., характерные скорости аккреции газа (10^{-7} – 10^{-8}) $M_\odot/\text{год}$ [27, 28]. Изображения пылевых дисков с “пустотами” у близких звезд получены с хорошим разрешением [29], наглядно демонстрируя богатую структуру протопланетных дисков на стадии аккумуляции планет в их внутренних областях. Следует отметить, что при характерных угловых моментах протопланетных молекулярных облаков 6×10^{17} см²/с [5, 6] и размерах протопланетных дисков 100 а.е. [24] типичные массы последних должны быть около 0.01 массы Солнца. Поэтому ясно, что процесс образования планет в околозвездном диске сопровождается заметной диссипацией его газового компонента.

Естественно ожидать, что все астероиды Солнечной системы вращаются в том же направле-

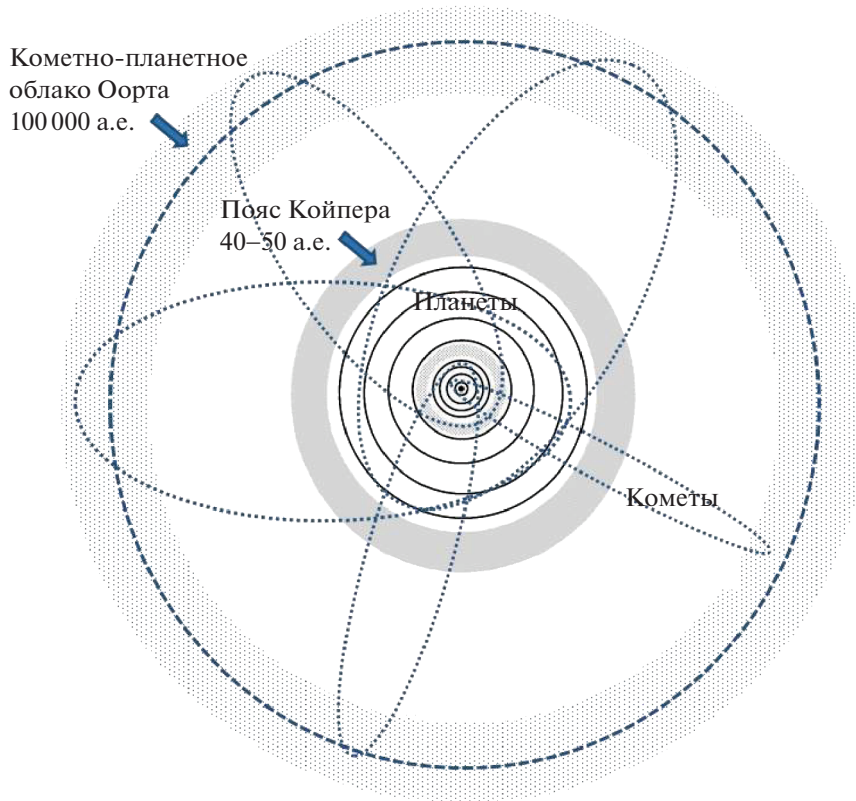


Рис. 1. Схема Солнечной системы.

нии, что и большие планеты. Однако обнаружение астероида VZ 509 показало, что это не так [30]. Ретроградное орбитальное вращение этого астероида наглядно демонстрирует роль гравитационного рассеяния, сопровождавшего «сборку» больших планет. Кроме того, ненулевые эксцентриситеты (до 0.05) и углы наклона орбит (до 2 градусов) планет-гигантов Солнечной системы также являются свидетельствами того, что в процессе образования они испытывали столкновения (близкие прохождения) с планетами-предшественницами, масса которых была сравнима с конечной массой этих планет. Важно, что ненулевые эксцентриситеты даже самых близких (<1 а.е.) к своим звездам экзопланет являются свидетельством активной динамической эволюции допланетных массивных объектов в процессе их формирования и взаимодействия [31]. Таким образом, близкие прохождения наравне с вековой эволюцией оказывали значительное влияние на орбиты планет.

Облако Оорта [32, 33] (рис. 1) рассматривается в первую очередь как место пребывания долгопериодических комет, ускоренных в процессе образования больших планет их гравитацией до скорости порядка параболической. Основная часть этих комет ($\sim 10^{12}$) находится в сферическом слое

с радиусами 10^4 – 10^5 а.е. [34, 35]. Эксцентриситеты их орбит 0.9–0.999, а перигелийные расстояния 0.5–10 а.е. [35]. Функция масс комет пока недостаточно изучена. В интервале размеров 1–10 км она может быть представлена функцией R^{-4} [36] или при одинаковой их плотности универсальным спектром M^{-2} [37]. Оценка общей массы комет с размером больше одного километра остается пока неуверенной, составляя несколько десятков масс Земли. Положения апогелиев комет на небесной сфере практически равномерно распределены около Солнца, при этом почти половина комет движется вокруг последнего в направлении, обратном вращению планет и самого Солнца.

Численное моделирование показало определяющую роль планет-гигантов в образовании кометного облака Оорта [38, 39]. Возможно, что в процессе формирования облака Оорта массивными планетами с массой порядка массы Юпитера его членами могут оказаться и планеты с массой порядка массы Земли. На настоящий момент по данным миссии WISE [40] в Солнечной системе отсутствуют планетные тела с массой больше массы Сатурна на расстоянии ближе 10000 а.е. и с массой Юпитера на расстоянии ближе 26000 а.е.

Что касается планет земной группы, то вопрос открыт. Оценим их видимую яркость M_v , полагая альbedo равным 0.04 [41]: $M_v = -3^m - 5 \log R_4 + 10 \log(a/a.e.)$, где R_4 – радиус планеты в единицах 10^4 км, a – расстояние планеты от Солнца. Ясно, что уже при $a > 200$ а.е. планета земного типа окажется необнаружимой в оптике. Возможно, детальный анализ достаточно большой коллекции кометных орбит облака Оорта поможет обнаружить следы присутствия массивных планет в нем [42]. Потенциальную роль радио- и инфракрасной астрономии в поиске массивных планет облака Оорта пока сложно оценить.

3. ПОТЕРЯ АКП КОМПОНЕНТА ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ПЛАНЕТНОЙ СИСТЕМЫ

Изучение стабильности планетных систем – предмет постоянного внимания [3, 4, 23]. Из размеров сферы Хилла $R = 0.4a(m/M)^{1/3}$ следует, что при $m = 0.001M$ орбиты соседних планет в пределах $da/a = 0.08$ будут неустойчивы, где a – большая полуось орбиты, da – разница больших полуосей соседних планет. Количественно близкое условие устойчивости орбит для планет с равными массами m было найдено в работе [43]: $da/a = 1.5(m/M)^{2/7}$. Из наблюдаемого распределения планет по большой полуоси орбит $dN = 3d \log a$ [6, 11–14] следует, что характерное расстояние между соседними планетами с устойчивыми орбитами $d \log a = 0.25$. Полагая, что протопланетный материал равномерно распределен по большой полуоси (в логарифмических единицах), можно оценить, что около 10–20% АКП объектов оказываются в области неустойчивых орбит, а значит могут быть удалены из формирующейся планетной системы. При этом часть АКП объектов окажется в облаке Оорта, а часть будет потеряна звездой и поступит в межзвездное поле Галактики. Конечно, такой подход, следует признать, количественно довольно ненадежный, но следует иметь в виду, что и любой более строгий подход будет обременен многими неопределенными параметрами, и результат окажется целиком зависящим от них. Существующие численные модели исследования стабильности многопланетных систем показывают возможность потери молодой звездой до 20% молодых планет в процессе установления устойчивости планетных орбит [44].

В итоге стоит признать, что процесс аккумуляции планет связан с потерей части АКП объектов и появлением общегалактического поля свободных комет и планет. Поиск таких объектов сейчас превращается в одно из наиболее популярных и

активно развивающихся направлений современной астрофизики. Кроме того, в ходе взаимодействия планет на неустойчивых орбитах некоторые планеты получают необычные орбиты. Например, планета WASP-17b, “горячий юпитер”, находится на ретроградной орбите с периодом 3.7 дня [45]. Или другой пример, планета MASCARA-4b/bRing-1b с массой около трех масс Юпитера совершает ретроградное орбитальное движение с периодом всего 2.8 дня вокруг центральной звезды A3V HD 85628 [46].

Орбитальное единообразие в нашей Солнечной системе доказывает ее образование из одного газопылевого облака, при этом можно найти немало свидетельств роли столкновений и гравитационных сближений планет-предшественников при сборке Солнечной системы. Например, Венера вращается вокруг своей оси в направлении, противоположном направлению всех планет. Уран, третья по массе планета, лежит в плоскости своей орбиты, его ось собственного вращения параллельна орбитальной плоскости. Тритон, крупнейший из спутников Нептуна, сравнимый по размерам с Луной, вращается по орбите в обратном направлении в отличие от других крупных спутников планет.

Анализ эволюции протопланетных дисков около звезд предлагает несколько возможностей для появления массивных членов облака Оорта и свободных межзвездных АКП объектов. Основная их часть возникает в процессе формирования планет-гигантов. Кроме того, объекты облака Оорта могут покидать его в результате рассеяния последнего пролетающими звездами фона [47, 48], пополняя общегалактическую АКП популяцию. Оценка числа таких пролетов за время жизни Солнца $\sim 10^4$ [34].

Рассмотрим судьбу АКП объектов, оказавшихся вне своих планетных систем. Их “свободное” движение в Галактике, сохраняя параметры орбиты родительской звезды, будет возмущаться только столкновениями с соседними звездами в пределах приливного радиуса R ,

$$R [\text{см}] = \frac{GM}{v^2} = 10^{14} \frac{M}{M_\odot} \frac{v}{10^6}, \quad (2)$$

и гравитационным торможением о плотный газ гигантских молекулярных облаков Галактики и звездный компонент ее ядра в пределах того же приливного радиуса. Здесь M – масса звезды, v – относительная скорость движения АКП объекта и звезды. В итоге такого взаимодействия звезда через 10^8 лет окажется “вооруженной” сначала кометным “копьем” [36], которое со временем превратится в АКП “кольцо” вокруг центра Галактики (рис. 2). Поскольку процесс гравитационной аккумуляции планет во внешней части по-

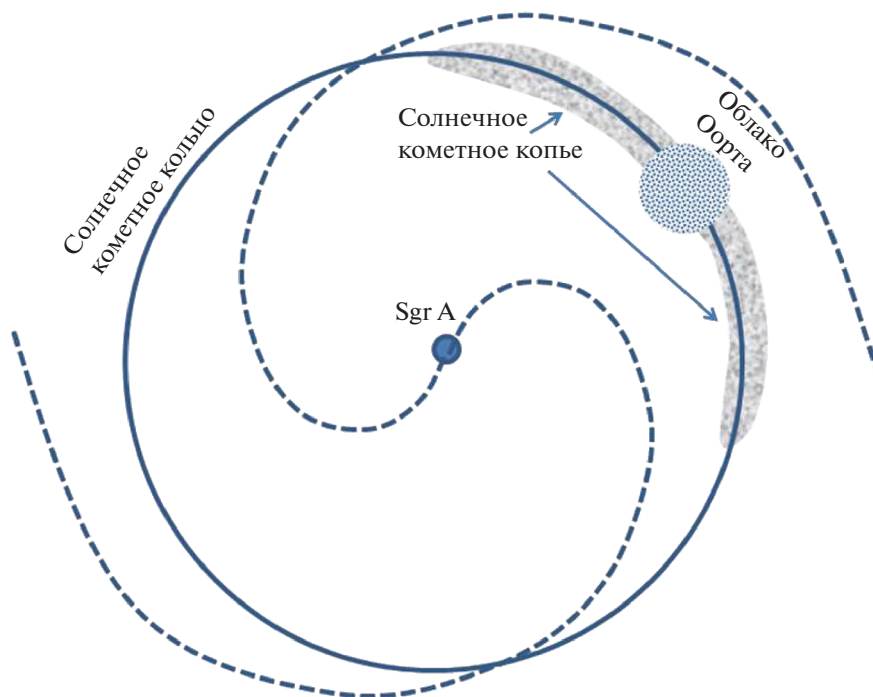


Рис. 2. Солнечное АКП “копьё” и АКП “кольцо” в Галактике.

яса Койпера продолжается и после превращения родительской звезды в вырожденный карлик [5], генерация свободных АКП объектов не прекращается с образованием последнего. Возникновение сравнительно тонкого “копья”, а затем и “кольца”, предопределяется сравнительно малой пространственной скоростью АКП объектов по сравнению с орбитальной скоростью Солнца в Галактике.

Оценим условие потери АКП объекта при гравитационном взаимодействии его с планетой массы m и радиусом r , находящейся на орбите с большой полуосью a около звезды с массой M . Ускорение, действующее на АКП объект, равно Gm/r^2 , а изменение скорости – $kGm/(rv)$, где k – константа порядка единицы, G – гравитационная постоянная, $v = \sqrt{Gm/r}$. Полагая далее параболическую скорость АКП объекта на уровне орбиты планеты-ускорителя равной $\sqrt{GM/a}$, найдем, что для превышения приращения скорости этого объекта скорости освобождения необходимо выполнение простого условия:

$$\frac{m}{r} > \frac{M}{a k^2}. \quad (3)$$

Конечно, величина константы k зависит от геометрии условий столкновения АКП объекта и планеты, и она может быть оценена только численным моделированием этого процесса. Полагая ее порядка единицы, можно считать, что все

планеты-гиганты (Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун) оказываются среди потенциальных ускорителей АКП объектов Солнечной системы. АКП объекты, не достигшие в процессе ускорения параболической скорости, становятся членами облака Оорта Солнца. Аналогичным образом возникают “облака Оорта” около других долгоживущих звезд Галактики. Сейчас интересно, что членами облака Оорта нашего Солнца могут оказаться и планеты с массой, сравнимой с массой Земли. Отметим, что массы больших спутников планет-гигантов (Ганимеда, Титана, Тритона) сравнимы с массой Марса, и их аналоги могут сейчас либо находиться в облаке Оорта, либо быть выброшены из Солнечной системы в поле свободных планет.

Фронт аккумуляционной “сборки” планет со временем сдвигается от Солнца наружу, к внешней границе протопланетного диска, а его положение в рамках этой модели определяется уравнением (1). Из него следует, что уже через 2×10^7 лет он достигает орбиты Юпитера, обозначая начало “испарения” части протопланетного материала, ухода части АКП объектов из Солнечной системы. Со временем к этому процессу последовательно подключаются и другие, более далекие Солнечные планеты-гиганты. В результате около Солнца появилось сначала кометное “копье”, а затем и кометное “кольцо” вокруг центра Галактики (рис. 2). Условие появления последнего у звезд с массой, меньшей солнечной за Хабб-

ловское время: относительная скорость потерянного АКП материала должна быть больше 3 км/с. Отметим, что многие экзопланетные системы имеют массивные планеты много ближе, чем Юпитер в Солнечной системе [7–9], поэтому процесс диссипации околозвездного АКП материала может фактически идти одновременно с процессом образования массивных планет и, вероятно, самих звезд. В результате наша Галактика оказывается наполненной АКП материалом, “организованным” в звездные АКП “копья” и “кольца”. Существующая оценка общей относительной массы астероидов в Галактике (0.003) опирается пока, по сути, на оценку обилия пылеобразующих элементов в газовом компоненте и относительной массы последнего в Галактике [49].

Обнаружение межзвездного астероида, кометы и околоквазарных свободных планет [19–22] подтверждает наличие АКП компонента, вероятно, у всех галактик. Кроме того, условие (3) позволяет при известной оценке связи массы галактики с ее радиусом $M = 0.2R^2$ [50] допустить, что АКП объекты планетных систем из галактик с массой, меньшей $10^8 - 10^9 M_{\odot}$, могут покидать не только свои планетные системы, но и свои галактики. То есть такие галактики, как и звезды, получают АКП “копья” и “кольца”. В итоге в скоплениях галактик должен существовать довольно обильный АКП компонент, учитывая вклад галактик указанной массы в общую массу скопления галактик.

Естественно, что обсуждаемый процесс диссипации АКП материала звезд с планетами приводит к появлению в облаке Оорта и в межзвездной среде всех “участников” процесса планетообразования, от пыли до планет. Тщательное исследование орбит земных метеоров позволило установить, что до 30% последних имеют ретроградные относительно Солнечной системы орбиты [51] и гиперболические для уровня орбиты Земли скорости [52]. Если ретроградные орбиты метеоров могут быть объяснены их принадлежностью к облаку Оорта, то гиперболические орбиты указывают на их принадлежность к общему АКП полю нашей Галактики. Спектр масс межзвездных пылинок и астероидов с размерами $10^{-5} - 10^3$ см в предположении, что их массы пропорциональны кубу размера, может быть представлен функцией $M^{-1.8}$ [53, 54]. Следует иметь в виду, что за Хаббловское время для объектов указанного выше размера спектр масс может быть заметно искажен по сравнению с исходным из-за торможения о межзвездный газ Галактики.

Пример хаотического гравитационного рассеяния астероидов и комет демонстрирует система известных спутников Юпитера [55]. Если боль-

шие спутники Юпитера вращаются по орбите в том же направлении, что и сам Юпитер, и Солнце, то несколько малых и далеких спутников вращаются по заметно эксцентричным орбитам в обратном направлении. Фактически они имитируют облако Оорта Солнца в этом случае уже у Юпитера. Обратное вращение имеет и один из спутников Нептуна. Причиной появления “облаков Оорта” указанных планет послужило взаимодействие их астероидно-кометного материала с большими спутниками этих планет при их формировании. Таким образом, возникновение системы спутников больших планет повторяет до некоторой степени формирование Солнечной системы.

4. ПОИСК МЕЖЗВЕЗДНЫХ ПЛАНЕТ

Обнаружение двух межзвездных объектов, астероида Oumuatua [19] и кометы Борисова [20], поддерживает уверенность в существовании межзвездных планет, число которых в Галактике может доходить до $10^{11} - 10^{12}$ [56, 57]. Кроме свободных планет, целями поиска объектов планетных масс в межзвездном пространстве являются коричневые карлики [58, 59] и, возможно, черные дыры планетных масс. Последние могут быть потенциальными носителями гравитирующего “темного вещества” Галактики. Массы коричневых карликов 10–70 масс Юпитера при радиусах около $0.1 R_{\odot}$ [58]. Их число может быть сравнимо с числом массивных планет около звезд [60]. Особенно велико число потенциальных черных дыр планетных масс (10^{14}) при их суммарной массе, сравнимой с массой звезд.

Поиск и обнаружение планет и других темных тел планетных масс в межзвездном пространстве Галактики на первый взгляд кажется делом безнадёжным для стандартных астрономических методов их поиска, таких как оптический метод Доплера и транзитная фотометрия источников света [6]. Два новых метода могут оказаться перспективными для оценки числа темных объектов планетных масс в нашей и других галактиках.

Первый связан с долговременной фотометрией далеких ярких объектов — звезд и сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик — с целью поиска событий микролинзирования [61, 62]. При этом микролинзирование способно обнаружить одиночные тела с массами до массы планет Нептуна [63] и даже Меркурия [64]. Предварительная оценка числа свободных АКП объектов планетных масс методом микролинзирования — одна планета на звезду [56]. Успешное накопление 8000 событий микролинзирования позволило дать верхнюю оценку на число потенциальных носителей скрытой массы в Галактике [65]. Оди-

ночная планета с массой около пяти масс Юпитера [66] и две свободные планеты с юпитерианскими массами [67] показывают эффективность метода микролинзирования, с одной стороны, а с другой стороны, подтверждают факт присутствия популяции свободных планет в нашей и других галактиках. Таким образом, сам факт существования межзвездных свободных планет кажется сейчас установленным, поскольку анализ показывает, что микролинза соседней звезды была бы зарегистрирована [63]. Интересно, что квазары оказались весьма эффективным инструментом для обнаружения свободных планет в их галактиках, что позволило ограничить суммарную относительную массу планет с массой от $10^{-8} M_{\odot}$ до $10^{-3} M_{\odot}$ величиной 10^{-4} [21].

Другая, пока потенциальная возможность поиска темных тел планетных масс открывается при долговременном анализе эволюции периодов одиночных миллисекундных пульсаров [68]. При гравитационном взаимодействии с пролетающим ближе одной астрономической единицы от них телом с массой, большей $10^{-10} M_{\odot}$, изменение регистрируемого периода вращения в силу изменения радиальной скорости пульсара и эффекта Доплера может быть зарегистрировано. Хотя очевидно, что столь близкие прохождения свободных планет и даже столь массивных астероидов очень редки. На практике этот метод пока не использовался.

Как уже отмечалось, в процессе формирования облака Оорта его членами могут оказаться не только кометы и астероиды, но и планеты. Поиск возможных массивных планет с массой, сравнимой с массой Земли в солнечном облаке Оорта, как показывает его детальное обсуждение [69], представляется пока сложной задачей. Оптическая регистрация планет земных размеров, расположенных далее 200 а.е., как отмечалось выше, невозможна в силу их оптической слабости. Одним из возможных направлений поиска может служить изучение возможного приливного искажения формы облака Оорта массивной планетой [42]. При малой скорости движения далеких объектов облака Оорта радиус их гравитационного влияния может оказаться достаточным для искажения предполагаемой сфероидальной исходной формы облака [70]. Однако в пределах существующей на сегодня статистики орбит комет распределение апогелиев орбит комет довольно однородно [35]. Не исключено, что привлечение орбит земных метеоров может оказаться полезным для изучения степени симметрии облака Оорта. Но следует иметь в виду, что существуют и другие пути искажения сфероидальной формы облака Оорта, например, прохождения соседних звезд

или приливное влияние потенциала Галактики [71].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Образование планетной системы — очень сложный и долгий эволюционный процесс, начальные условия которому задают состояние и исходные параметры газопылевого облака, из которого формируется протопланетный диск. Важно отметить, что сборка планетной системы продолжается на всей ее эволюционной шкале. Другое дело, что фронт аккумуляции строительных пылинок сдвигается все дальше от родительской звезды, попадая в зону медленных движений, не столь эффективных для дальнейшей сборки планетных тел.

Прямых наблюдательных данных, как именно образуются планеты, у нас нет, но есть хороший пример готовой планетной системы — Солнечной системы. Для нее достаточно надежно установлены орбитальные параметры 8 планет, главного астероидного пояса и пояса Койпера, образованных той частью неизрасходованного на строительство планет космического материала, который мы называем астероидами, кометами и малыми планетными телами (АКП объекты). Другая часть неизрасходованного материала в ходе гравитационного планетного рассеяния и перераспределения углового момента от внутренних частей диска к его внешним частям может сформировать облако Оорта или вовсе оказаться не связанной с Солнечной системой и со временем покинуть ее пределы.

Первые попытки прямого численного моделирования образования облака Оорта были приняты в работах Дункана и др. [72] и Донеса и др. [73] с количеством АКП объектов порядка 1000 с начальным распределением по большим полуосям в диапазоне 4–40 а.е., и эволюция такой АКП системы прослеживалась до 4 млрд. лет. В настоящей же работе основное внимание уделяется начальной стадии “разогрева” системы АКП за счет взаимодействия с планетами-гигантами, что должно сопровождаться, в частности, освобождением части АКП объектов. Наша задача — смоделировать начальную стадию хаотизации орбит АКП объектов и процесса их освобождения.

5.1. Постановка задачи

Мы рассматриваем упрощенную модель Солнечной системы, задавая Солнце и самую массивную планету из планет-гигантов — Юпитер в соответствии с их реальным расположением, а также 10^4 частиц, имитирующих АКП объекты,

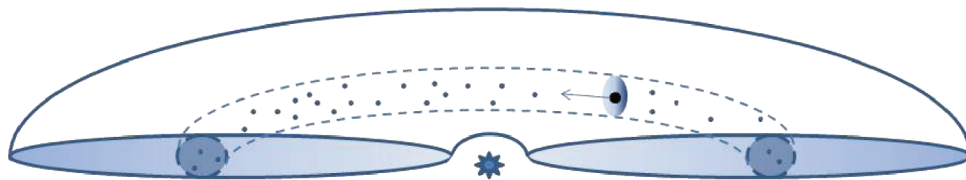


Рис. 3. Схема протопланетного диска с выделенной областью моделирования. Штриховой линией показан тор с радиусом сечения h , заполненный малыми планетными телами, или АКП объектами, которые изображены точками; черный диск со стрелкой обозначает Юпитер, звездочка в центре – Солнце.

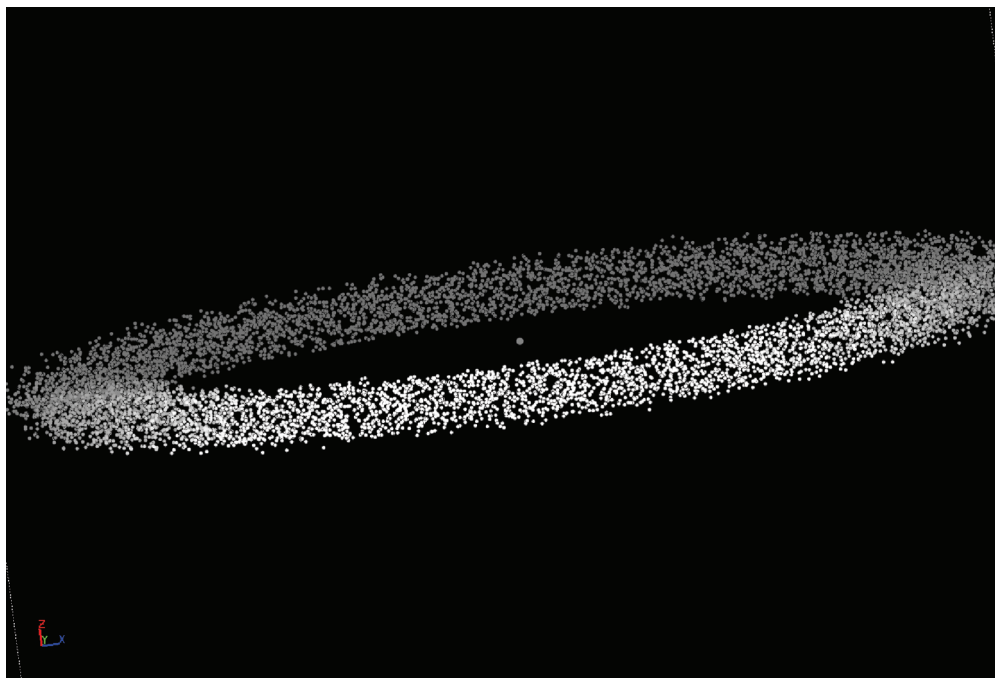


Рис. 4. Начальная орбитальная конфигурация тора малых планетных тел в гравитационном поле системы Солнце–Юпитер.

однородно распределенные в торе с диаметром сечения $\sim 2h$ (рис. 3).

Величина h определяется из равенства гравитационных энергий взаимодействия пробного тела (АКП объекта) с Юпитером и с Солнцем, т.е. $h = r_J M_J / (M_\odot + M_J) \approx 0.01$ а.е., где r_J – радиус орбиты Юпитера, M_\odot и M_J – массы Солнца и Юпитера соответственно. АКП объекты задаются точечными пробными телами одинаковой массы, много меньшей массы Юпитера (например, $m_p = 1.9 \times 10^{15}$ кг) на круговых орбитах в плоскости (x, y) с радиусами, заключенными в интервале $[r_J - h; r_J + h]$.

Чтобы уйти от плоского начального пространственного распределения АКП объектов, на их движение, имеющее кеплеровский характер, накладываются дополнительные возмущения. Это

эквивалентно заданию начального распределения скоростей с учетом дисперсии скоростей в 3D, которая не превышает 10% от кеплеровского значения орбитальной скорости планеты. Таким образом, мы получаем тор, показанный на рис. 4.

Орбитальная эволюция заданной системы рассчитывается в предположении, что АКП объекты испытывают гравитационное взаимодействие только с Солнцем и с Юпитером, но не друг с другом. Если в ходе эволюции АКП объект подходит к Юпитеру или Солнцу на расстояние, меньшее их радиуса, то такой АКП объект исключается из дальнейшего рассмотрения, полагая, что он упал на Юпитер или Солнце соответственно. Таким образом, проводится прямое численное интегрирование движения АКП объектов в гравитационном потенциале двух тел Солнце–Юпитер с помощью скоростной формулировки алгоритма Верлета и Вейса [74], обеспечивающе-

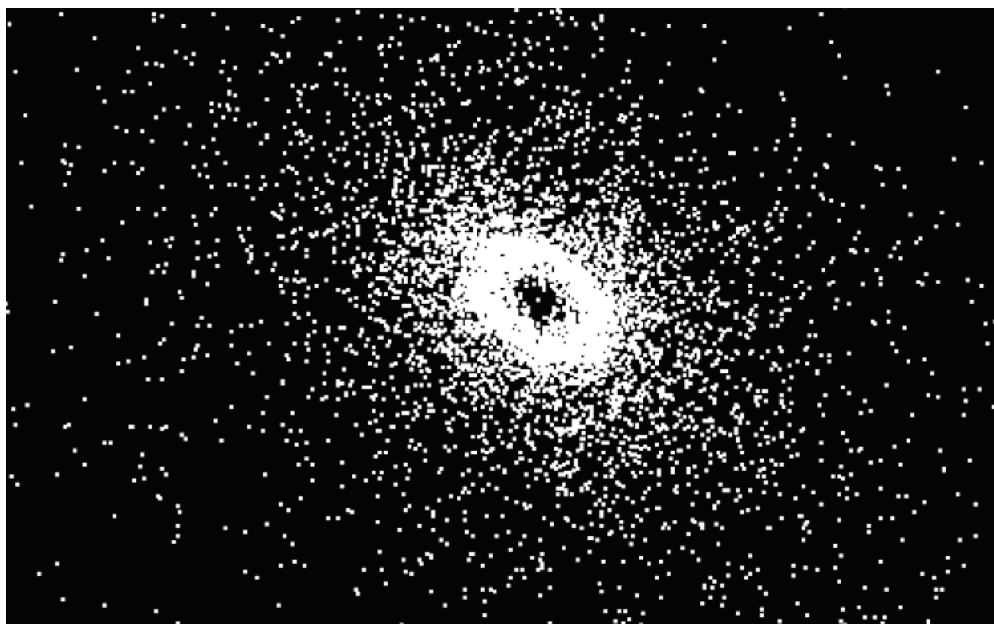


Рис. 5. Пространственная конфигурация АКП объектов в гравитационном поле двух тел Солнце–Юпитер на момент времени $t = 20\,000$ лет. Хорошо заметен разлет пробных тел (размер поля на графике 20×15 а.е.) по сравнению с начальной конфигурацией, показанной на рис. 4.

го консервативность численной схеме – сохранение полной энергии. Подробное описание численной схемы приводится в [75].

5.2. Распределение акп тел по энергиям

Динамика образования свободных АКП тел изучается методом прямого численного интегрирования движения 10^4 малых планетных тел в гравитационном поле двух тел Солнце–Юпитер. На рис. 5 показана пространственная конфигурация системы АКП объектов на момент времени 20000 лет с образованием характерной структуры – АКП облака, являющегося прототипом облака Оорта.

На рис. 6, соответствующем моменту времени 35000 лет, хорошо заметны два разрыва в планетном торе. Первый находится в нижней части кольца и соответствует положению Юпитера, погруженного в “миниоблако” из АКП объектов, которых собрал “расчищающий” себе орбиту гигант и организовал их движение в подобие миниатюрной Солнечной системы.

Второй разрыв находится вверху кольца, в точке орбиты Юпитера, противоположной его текущему положению. Происхождение этого разрыва связано с эффектами вековой эволюции планетного тора. Это проявляется в том, что хотя начальное распределение АКП объектов в торе и задавалось аксиально-симметричным, гравитационное поле системы Солнце–Юпитер не обла-

дает азимутальной симметрией, что приводит к нарастанию возмущений, которые становятся заметными уже через тысячу оборотов Юпитера. В результате, по аналогии с солнечно-лунными приливами, наибольшая величина приливной силы реализуется с противоположной стороны от Солнца по отношению к Юпитеру, так называемые сизигийные приливы, они-то и приводят к уходу АКП объектов со своих орбит.

Изменение со временем характерных размеров планетного тора (его средние радиус и толщина), внутренний радиус формирующегося облака Оорта ($r_{\text{Оорт}}$), данные по статистике разрушенных (N_d), связанных (N_b) и несвязанных (N_{ub}) АКП объектов, а также АКП объектов с положительной полной энергией ($N_{E>0}$) приведены в табл. 1. Как видно из таблицы, в начале эволюции планетной системы число АКП объектов с положительной полной энергией нестабильно – они то появляются, то пропадают. Это связано с тем, что такие объекты приобретают положительную энергию, оказываясь в непосредственной близости к Юпитеру, но вскоре падают на него. Эти рассуждения также справедливы для АКП объектов, захваченных в окрестности Солнца. Так что условие освобождения АКП объекта – его положительная полная энергия

$$E_{\text{АКП}} = m_p v_p^2 / 2 - Gm_p (M_J / r_{J,p} + M_{\odot} / r_{\odot,p}) > 0 \quad (4)$$

– является необходимым, но недостаточным при близких прохождениях. Здесь v_p – скорость АКП

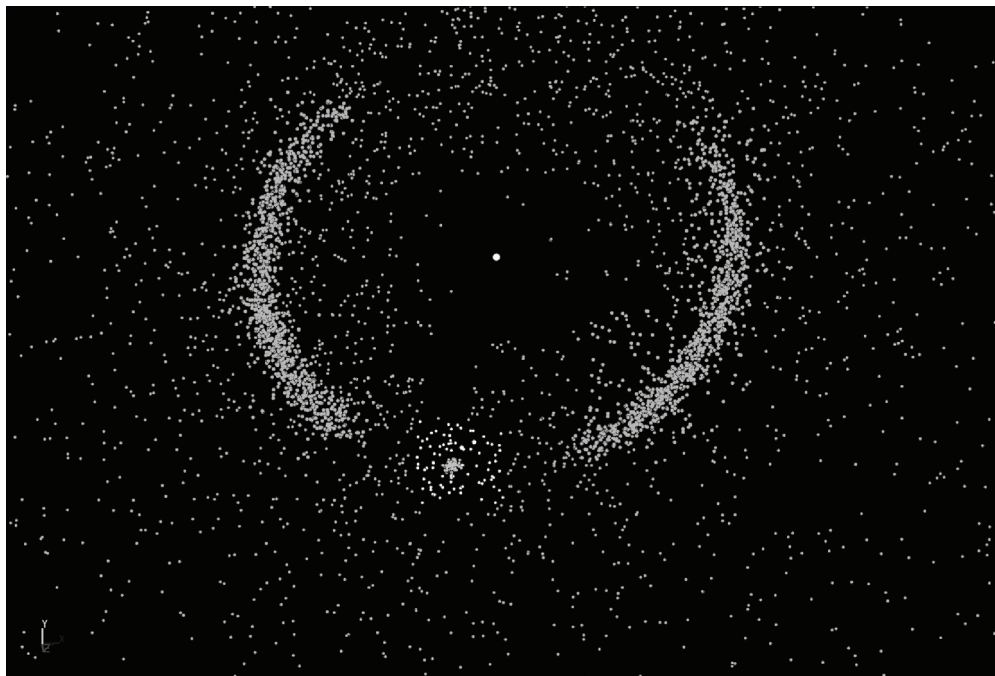


Рис. 6. Разрывы в планетном торе отражают динамическую эволюцию Юпитера ($t = 55\,000$ лет), “расчищающего” себе орбиту от АКП объектов, переорганизовывая их движение в облако спутников. Размер поля на графике 7×5 а.е.

объекта, $r_{J,p}$ — расстояние между Юпитером и АКП объектом, и $r_{\odot,p}$ — расстояние между Солнцем и АКП объектом. В данной работе мы не моделировали собственно процесс захвата и падения АКП объектов. Детальное описание этого процесса можно найти в работе Францевой и др. [76], которые в подходе N -тел смоделировали темпы обогащения планет-гигантов пылью, а также летучим и тугоплавким веществом разрушенных малых планетных тел (АКП материала).

На рис. 7 показаны распределения АКП объектов по величине их полной энергии на разные моменты времени. Последовательность этих распределений хорошо иллюстрирует процесс постепенного “разогрева” планетного тора в гравитационном поле системы Солнце–Юпитер, который сопровождается медленным разлетом системы. В результате часть АКП объектов освобождается, но большая их часть в процессе гравитационного рассеяния переходит на орбиты с большими гелиоцентрическими расстояниями и собирается в конфигурацию, подобную облаку Оорта.

На первом графике рис. 7 выделяется максимум, который соответствует начальному состоянию планетного тора, заданного вдоль орбиты Юпитера. Со временем главный пик распределения расплывается, и на сравнительно ранних этапах динамической эволюции планетной системы начинает вырисовываться вторичный пик, кото-

рый движется в сторону положительных значений энергий.

Вторичный пик $E_{\max_{II}}$ есть проявление механизма гравитационного рассеяния, в процессе которого формируется выборка АКП объектов, потенциальных кандидатов в население облака Оорта. И хотя рассматриваются ранние моменты времени ($< 20\,000$ лет), тем не менее уже можно оценить долю АКП объектов, из которых идет формирование облака Оорта. Планеты с полной энергией, близкой к нулевому значению, имеют большие афелийные расстояния и большую часть орбитального периода они проводят вдали от системы Солнце–Юпитер. Именно эти планеты и формируют АКП-банк облака Оорта.

По положению вторичного пика можно рассчитать радиус внутренней границы облака Оорта

$$r_{\text{Oort}} = \frac{GM_{\odot}m_p}{E_{\max_{II}}}. \quad (5)$$

Значения внутреннего радиуса облака Оорта r_{Oort} на разные моменты времени приведены в табл. 1. Таким образом, во вторичном максимуме “скрыта” информация о формирующемся облаке Оорта. Со временем вторичный пик смещается в сторону положительных значений энергии за счет подпитки новыми АКП объектами из главного максимума. Освободившиеся АКП объекты также происходят из главного максимума, уходя в область положительных значений полной энер-

Таблица 1. Модельные оценки статистики связанных (членов облака Оорта) и свободных АКП объектов

τ	N_p	N_b	$N_{E>0}$	N_{ub}	N_d	\bar{r}	\bar{z}	r_{Oort}
0	10000	10000	0	0	0	5.3	0.1	—
2411	9761	9760	1	0	239	7.3	0.27	15.3
4822	9705	9703	2	0	295	8.5	0.34	16.8
7233	9676	9674	2	0	324	9.64	0.39	17.7
9644	9636	9636	0	0	364	10.78	0.45	24.0
12055	9607	9603	4	0	393	11.93	0.5	24.0
14466	9578	9578	0	0	422	13.56	0.55	25.9
16877	9569	9569	0	0	431	15	0.59	31.8
20000	9524	9521	3	1	476	16.82	0.66	31.8
25000	9482	9475	7	5	518	20.686	0.787	67.4
30000	9453	9439	14	11	547	25.238	0.923	67.4
35000	9425	9406	19	19	575	31.21	1.11	67.4
40000	9394	9363	31	29	606	37.32	1.31	84.3
45000	9370	9329	41	41	630	44.57	1.51	112.3
50000	9345	9288	57	54	655	51.77	1.76	112.4
55000	9323	9244	79	77	677	59.89	2.05	168.6
60000	9299	9200	99	98	701	69.45	2.38	337.1
65000	9278	9157	121	120	722	78.65	2.74	337.1
70000	9262	9111	151	150	738	87.4	3.07	337.1

Примечание. В столбцах приведены параметры планетной системы: средние значения радиуса и толщины планетного тора, r и z -компоненты (в а.е.). Используемые обозначения: τ – время эволюции (в годах); N_p – число АКП объектов; N_b – число связанных АКП объектов (члены облака Оорта); $N_{E>0}$ – число АКП объектов с положительной полной энергией $E > 0$; N_{ub} – число свободных АКП объектов, не связанных более ни с Солнцем, ни с Юпитером; N_d – число АКП объектов, упавших на Солнце или Юпитер; r_{Oort} – радиус внутренней границы облака Оорта в начальной стадии его формирования (в а.е.).

гии, приобретая характерные скорости выброса $\sim 1\text{--}5$ км/с, как иллюстрирует рис. 8.

Мы смоделировали лишь небольшой промежуток времени ~ 70000 лет. Даже за этот сравнительно небольшой интервал времени проявилась устойчивая тенденция эволюции планетного тора в АКП облако и образования свободных АКП объектов (с положительной полной энергией).

Что же касается оценки внешней границы облака Оорта, то она определяется галактическим потенциалом и звездным населением в окрестности Солнца, что не исследовалось в данной работе. В работах других авторов специально уделялось внимание вопросу определения внешней границы облака Оорта и ее формы. Например, Корреа-Отто и Каландра [77] обнаружили динамически подвижную область малых планетных тел в облаке Оорта на удалении от Солнечной системы на 65000 а.е. и не связанных с ней более. Этот результат авторы [77] получили в ходе численного моделирования трех “синтетических” моделей облака Оорта, включающих до миллиона

малых планетных тел, испытывающих эффекты звездных прохождений и галактического прилива. Влияние собственно планет Солнечной системы авторы [77] не учитывали, а также не рассматривали дальнейшую эволюцию малых планетных тел по мере приближения их к Солнцу на расстояние ближе 35 а.е.

Результаты, полученные в нашей работе и в [77], отражают два подхода в моделировании планетных систем, которые условно можно обозначить как “снизу вверх” (эволюция планетного диска в облако Оорта) и “сверху вниз” (эволюция готового уже облака Оорта и выделение его внешних и внутренних динамических структур). Важно подчеркнуть, что основной механизм выбросов малых планетных тел в моделировании [77] связан с эффектом галактического прилива и прохождения звезд поля, тогда как в нашей модели – процесс динамического трения, приводящий к гравитационному рассеянию АКП объектов в гравитационном поле двух тел Солнце–Юпитер.

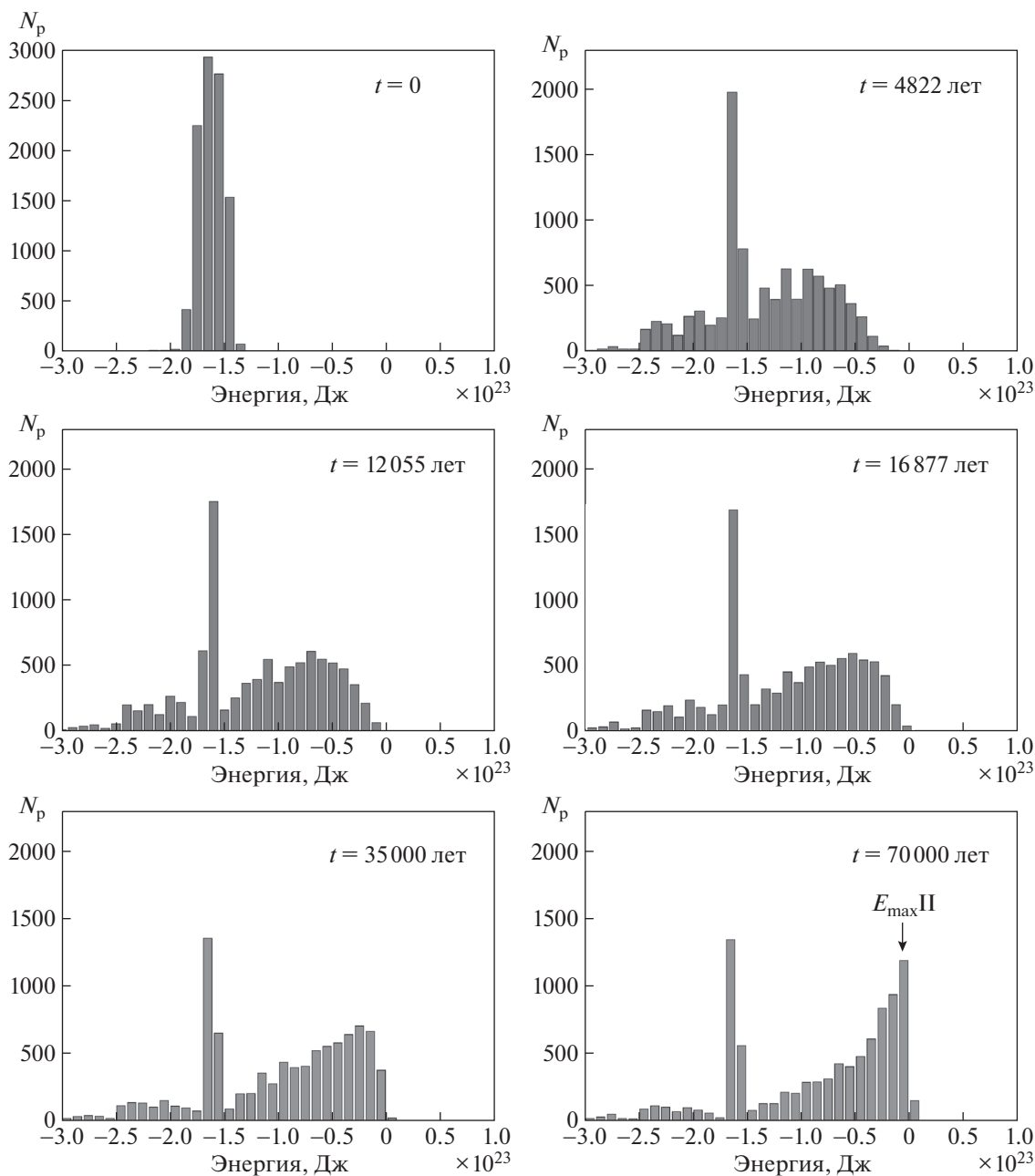


Рис. 7. Гистограммы распределений АКП объектов по величине полной энергии в моменты времени $t = 0$; 4800; 12055; 16877; 35000 и 70000 лет.

Из анализа пространственного распределения выброшенных планет Корреа-Отто и Каландра [77] выявили протяженные на 4 кпк структуры вдоль галактической орбиты Солнца. Это подтверждает предсказанное в нашей работе АКП “копье”, хотя следует подчеркнуть: как отмечают сами авторы [77] в своем моделировании, они не учитывали эффекты галактического окружения (спиральные рукава, гигантские молекулярные облака), влияние которых могло бы “размыть” или иначе исказить пространственные структуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в результате обсуждения и численного моделирования гравитационного ускорения АКП объектов протопланетного диска звезд возможно ускорение части этих тел до скоростей, достаточных для формирования облаков Оорта около таких звезд. При этом часть АКП объектов оказываются вне своих родительских планетных систем, покидают их, формируя поле свободных планет своей галактики (рис. 1, 2, 4). В процессе

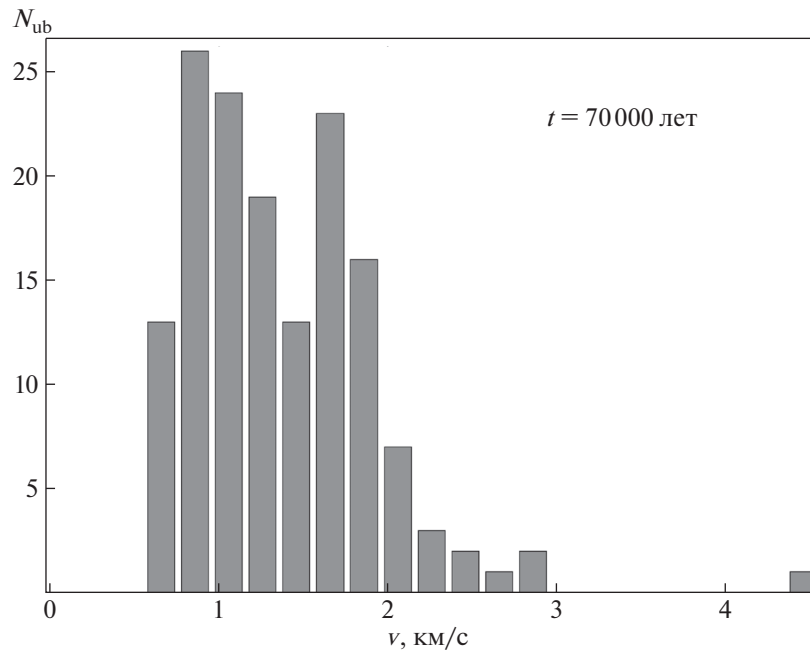


Рис. 8. Распределение свободных АКП объектов (не связанных более ни с Солнцем, ни с Юпитером) по пространственным скоростям на момент времени $t = 70000$ лет.

образования последнего молодые звезды оказываются вооруженными сначала АКП “копьями”, а со временем и галактическими АКП “кольцами”. Галактики малых масс могут терять часть АКП материала, в свою очередь, вооружаясь АКП “копьями” и АКП орбитальными “кольцами”. Относительная ширина кометного “копья” и кометного “кольца” определяется отношением скорости потерянной звездой АКП объектов к орбитальной скорости звезды в Галактике.

Современный метод поиска свободных галактических планет путем регистрации актов микролинзирования позволил обнаружить несколько одиночных планет с массой порядка массы Юпитера, и его широкое применение со временем позволяет надеяться не только на определение числа и масс свободных планет в Галактике, но и на реалистическую оценку общей массы потенциальных носителей темного вещества планетных масс в ней.

Эволюция родительских звезд с массами менее $8 M_{\odot}$ в сверхгиганты с учетом потери существенной части своей начальной массы и превращение их в конечные остатки (в вырожденные карлики) позволяют обсудить судьбу планетных систем около них. Пример Солнечной системы позволяет оценить, что расширение Солнца приведет со временем к поглощению его оболочкой Меркурия, Венеры, Земли и Марса, вероятно, без существенного влияния на его эволюцию. Но поглощение Юпитера на стадии красного гиганта

Солнца, вероятно, окажется для Солнца роковым, поскольку энергия связи протяженной оболочки Солнца к тому времени окажется меньше энергии взаимодействия Юпитера и компактного вырожденного ядра Солнца. В итоге Юпитер может оказаться в силу формализма общих оболочек [5] спутником вырожденного карлика с большой полуосью около солнечного радиуса и орбитальным периодом около двух часов. Более далекие планеты Солнечной системы сохранятся, увеличив свои расстояния от вырожденного карлика почти в два раза в силу потери массы Солнцем.

Вероятно, другая судьба у далеких планет вокруг звезд с массами более $1.4 M_{\odot}$. Потеря массы для них на стадии образования планетарной туманности столь велика и, возможно, столь быстра, что их далекие планеты окажутся свободными. Это открывает возможность для второго канала образования поля свободного АКП материала Галактики. Конечно, не исключена возможность потери части АКП объектов и в результате редких близких прохождений соседних звезд на расстояниях, сравнимых с размерами планетных систем 100 а.е.

Таким образом, в итоге эволюции звезд, обладающих планетными системами, вырожденные карлики могут иметь наряду с далекими планетами близкие спутники с массой порядка массы Юпитера или более. В целом в результате этой работы становится очевидно наличие нескольких каналов формирования поля свободных АКП

объектов нашей и других галактик. Их обнаружение и исследование становятся актуальной задачей современной наблюдательной астрофизики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *P. Laplace, Exposition du systeme du Monde* (Paris: Chez courcier, 1808).
2. *В. Фесенков, Космогония Солнечной Системы* (Алма-Ата: изд-во АН Казахской ССР, 1946).
3. *В. Сафронов, Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет* (М.: Наука, 1969).
4. *М. Маров, Планеты солнечной системы* (М.: Наука, 1986).
5. *А. Масевич, А. Тутуков, Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988).
6. *A. Tutukov, Soviet Astron.* **31**, 663 (1987).
7. *A. W. Howard, G. W. Marcy, S. T. Bryson, J. M. Jenkins, et al., Astrophys. J. Suppl.* **201**, id. 15 (2012).
8. *D. Hsu, E. Ford, D. Ragozzine, and K. Ashby, Astron. J.* **158**, id. 109 (2019).
9. *G. Fragione, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **483**, 3465 (2019).
10. *D. Fleming, R. Barnes, D. Graham, R. Luger, and T. R. Quinn, Astrophys. J.* **858**, id. 86 (2018).
11. *M. Tuomi, H. Jones, R. P. Butler, P. Arriagada, et al., arXiv:1906.04644 [astro-ph.EP]* (2019).
12. *M. I. Shabram, N. Batalha, S. E. Thompson, D. C. Hsu, et al., arXiv:1908.00203 [astro-ph.EP]* (2019).
13. *A. Vanderburg, C. X. Huang, J. E. Rodriguez, J. C. Becker, et al., Astrophys. J.* **881**, id. L19 (2019).
14. *R. Dvorak, B. Loibnegger, L. Y. Zhou, L. Zhou, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **488**, 5604 (2019).
15. *R. Malhotra, Astrophys. J.* **808**, id. 71 (2015).
16. *M. Mayor, M. Marmier, C. Lovis, S. Udry, et al., arXiv:1109.2497 [astro-ph.EP]* (2019).
17. *J. McCormac, E. Gillen, J. A. Jackman, D. J. A. Brown, et al., arXiv:1909.12424 [astro-ph.EP]* (2019).
18. *A. Fukui, D. Suzuki, N. Koshimoto, E. Bachelet, et al., Astron. J.* **158**, id. 206 (2019).
19. *M. Rice and G. Laughlin, Astrophys. J.* **884**, id. L22 (2019).
20. *P. Guzik, M. Drahus, K. Rusek, W. Waniak, G. Cannizzaro, and I. Pastor-Marazuela, Nature Astron.* **4**, 53 (2020).
21. *S. Bhatiani, X. Dai, and E. Guerras, Astrophys. J.* **885**, id. 77 (2019).
22. *C. Han, C-U Lee, A. Udalski, A. Gould, et al., Astron. J.* **159**, id. 48 (2020).
23. *К. Мюррей, С. Дермотт, Динамика Солнечной системы* (М.: Физматгиз, 2009).
24. *M. Wyatt, The Trans-Neptunian Solar System*, edited by *D. Prialnik, M. A. Barucci, and L. Young* (Elsevier, 2020), p. 351.
25. *D. Mesa, M. Keppley, F. Cantalloube, L. Rodet, et al., Astron. and Astrophys.* **632**, id. A25 (2019).
26. *A. Morbidelli, D. Nesvorny, The Trans-Neptunian Solar System*, edited by *D. Prialnik, M. A. Barucci, and L. Young* (Elsevier, 2020), p. 25.
27. *M. Cortes-Contreras, F. Jimenez-Esteban, M. Mahlke, E. Solano, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490**, 3046 (2019).
28. *T. Beck and J. Bary, Astrophys. J.* **884**, id. 159 (2019).
29. *N. van der Marel, R. Dong, R. Pudritz, J. Wadsley, et al., arXiv:1910.00167 [astro-ph.EP]* (2019).
30. *F. Namouni and M. Morais, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **477**, 117 (2018).
31. *M. Veyette and P. Muirhead, Astrophys. J.* **864**, id. 166 (2018).
32. *J. Oort, Bull. Astron. Inst. Netherland* **11**, 91 (1950).
33. *J. Oort, Observatory* **71**, 129 (1951).
34. *A. Tutukov and M. Smirnov, Solar System Res.* **38**, 279 (2004).
35. *B. Boe, R. Jedicke, K. Meech, P. Wiegert, et al., Icarus* **333**, 252 (2019).
36. *C. Snodgrass, A. Fitzsimmons, S. Lowry, and P. Weissman, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **414**, 458 (2011).
37. *B. Shustov and A. Tutukov, Astron. Rep.* **62**, 724 (2018).
38. *J. Fernandez and A. Brunini, in Solar System Formation and Evolution*, edited by *D. Lazzaro, R. Vieira Martins, S. Ferraz-Mello, J. Fernandez, and Beauge*, ASP Conf. Ser. **149**, 107 (1998).
39. *D. Vokrouhlicky, D. Nesvorny, and L. Dones, Astron. J.* **157**, id. 181 (2019).
40. *K. L. Luhman, Astrophys. J.* **781**, id. 4 (2014).
41. *J. Likandro, V. Ali-Lagoa, G. Tancredi, and Y. Fernandez, Astron. and Astrophys.* **585**, id. A9 (2016).
42. *J. Matese and D. Witmire, Icarus* **214**, 925 (2011).
43. *K. Deck, M. Payne, and M. Holman, Astrophys. J.* **774**, id. 129 (2013).
44. *A. Sutherland and K. Kratter, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 3288 (2019).
45. *M. R. Green, R. Challener, M. Himes, J. Bleicic, and P. Cubillos, Bull. Amer. Astron. Soc.* **52**(1), id. 122.05 (2020).
46. *P. Dorval, G. Talens, G. Otten, R. Brahm, et al., arXiv:1904.02733 [astro-ph.EP]* (2019).
47. *N. Bailey and D. Fabrycky, Astron. J.* **158**, id. 94 (2019).
48. *S. Torres, M. Cai, and A. Brown, Astron. and Astrophys.* **629**, id. 139 (2019).
49. *N. Smyth, S. Profumo, S. English, T. Jeltama, K. McKinnon, and P. Guhathakurta, arXiv:1910.01285 [astro-ph.CO]* (2019).
50. *A. Tutukov, Astron. Rep.* **63**, 79 (2019).
51. *M. Narziev, R. Chebotarev, T. Jopek, L. Neslusan, et al., arXiv:1811.05159 [astro-ph.EP]* (2018).
52. *A. Siraj and A. Loeb, arXiv:1904.07224 [astro-ph.EP]* (2019).
53. *A. Siraj and A. Loeb, arXiv:1906.03270 [astro-ph.EP]* (2019).
54. *E. Ryan, D. Mizuno, S. Shenoy, C. E. Woodward, S. J. Carey, A. Noriega-Crespo, K. E. Kraemer, and S. D. Price, Astron. and Astrophys.* **578**, id. A42 (2015).
55. *S. Sheppard, G. Williams, D. Tholen, C. A. Trujillo, et al., Res. Notes Amer. Astron. Soc.* **2**, id. 155 (2018).
56. *C. Clanton and B. Gaudi, Astrophys. J.* **834**, id. 46 (2017).

57. *A. Burgasser, I. Reid, N. Siegler, L. Close, P. Allen, P. Lowrance, and J. Gizis*, in *Protostars and Planets V*, edited by *B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil*, (Tucson: University of Arizona Press, 2007), p. 895.
58. *A. Dieball, L. Bedin, C. Knigge, M. Geffert, R. M. Rich, A. Dotter, H. Richer, and D. Zurek*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **486**, 2254 (2019).
59. *Y. Jung, A. Udalski, T. Sumi, C. Han, et al.*, *Astrophys. J.* **798**, id. 123 (2015).
60. *M. Reggiani, M. Meyer, G. Chauvin, A. Vigan, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **586**, id. 147 (2016).
61. *B. Paczynski*, *The Future of Small Telescopes In The New Millennium. Vol. III. Science in the Shadows of Giants*, edited by *T. D. Oswalt* (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2003), *Astrophys. Space Sci. Library* **289**, 303 (2003).
62. *A. Gould*, *J. Korean Astron. Soc.* **49**, 123 (2016).
63. *M. Mróz, Y.-H. Ryu, J. Scowron, A. Udalski, et al.*, *Astron. J.* **155**, id. 121 (2018).
64. *T. Barclay, E. Quintana, S. Raymond, and M. T. Penny*, *Astrophys. J.* **841**, id. 86 (2017).
65. *P. Mróz, A. Udalski, J. Skowron, M. K. Szymanski, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **244**, id. 29 (2019).
66. *C. Han, J. Yee, A. Udalski, I. A. Bond, et al.*, *Astron. J.* **158**, id. 102 (2019).
67. *P. Mróz, A. Udalski, D. Bennett, Y.-H. Ryu, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **622**, id. 201 (2019).
68. *R. Jennings, J. Cordes, and S. Chatterjee*, *Astrophys. J.* **889**, id. 145 (2020).
69. *M. Holman, M. Payne, and A. Pál*, *Res. Notes Amer. Astron. Soc.* **3**, id. 160 (2019).
70. *E. Michaely and A. Loeb*, arXiv: 1609.08614 [astro-ph.EP] (2017).
71. *R. Wysoczanska, P. Dybczynski, and M. Krolikowska*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 2119 (2020).
72. *M. Duncan, T. Quinn, and S. Tremaine*, *Astron. J.* **94**, 1330 (1987).
73. *L. Dones, P. Weissman, H. Levison, and M. Duncan*, *ASP Conf. Ser.* **323**, 371 (2004).
74. *L. Verlet and J. J. Weis*, *Phys. Rev. A* **5**, 939 (1972).
75. *A. V. Tutukov, V. V. Dryomov, and G. N. Dryomova*, *Astron. Rep.* **51**, 435 (2007).
76. *K. Frantseva, M. Mueller, P. Pokorny, F. F. S. van der Tak, and I. L. ten Kate*, arXiv: 2005.13562 [astro-ph.EP] (2020).
77. *J. A. Correa-Otto and M.F. Calandra*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490**, 2495 (2019).

УДК 520.8

АВТОНОМНОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ КА ГЛОНАСС И GPS В НАВИГАЦИОННЫХ ПРИЕМНИКАХ

© 2020 г. С. М. Кудрявцев^{1,*}

¹ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

**E-mail: ksm@sai.msu.ru*

Поступила в редакцию 05.06.2020 г.

После доработки 30.07.2020 г.

Принята к публикации 30.07.2020 г.

Разработан и исследован новый алгоритм автономного долгосрочного прогнозирования эфемерид КА ГЛОНАСС и GPS в наземных навигационных приемниках. Алгоритм может применяться для определения координат пользователя, когда невозможно или затруднительно принять бортовые эфемериды КА (напр., в условиях плохой радиовидимости спутников). Показано, что точностные характеристики метода превышают аналогичные показатели других известных решений. Получена зависимость значения коэффициента учета солнечного давления, специфичного для каждого спутника, от поколения блока КА. Одновременно с параметрами движения спутников определяются координаты полюса Земли с точностью до единиц миллисекунд дуги. Использование автономного алгоритма прогнозирования эфемерид КА позволяет значительно ускорить поиск видимых спутников ГЛОНАСС и GPS и первое определение координат пользователя после “холодного” старта приемника. Статья основана на докладе, сделанном на конференции “Астрометрия вчера, сегодня, завтра” (ГАИШ МГУ, 14–16 октября 2019 г.).

DOI: 10.31857/S0004629920120051

1. ВВЕДЕНИЕ

Каждый КА ГЛОНАСС и GPS периодически транслирует радиосообщения, которые принимаются наземными навигационными приемниками. Эти сообщения, в частности, включают в себя время отправления сигнала и эфемериды спутника. Приемник сравнивает время отправления сигнала (по часам КА) с временем его получения (по часам приемника) и вычисляет соответствующую “псевдодальность” от приемника до КА. (Приставка “псевдо” обусловлена различными часами, используемыми для определения времени распространения сигнала.) При получении измерений “псевдодальности” до 4 навигационных КА приемник может определить свое текущее положение в пространстве и возможную поправку к своим часам. Эфемериды спутника представляют собой набор орбитальных элементов КА GPS или прямоугольные координаты и скорости КА ГЛОНАСС на некоторую начальную эпоху. С помощью стандартного алгоритма прогнозирования движения КА, встроенного в приемник, каждая принятая начальная эфемерида спутника может быть использована (или “размножена”) на интервале времени, не превышающем 4 ч для КА GPS и 30 мин для КА ГЛОНАСС. За пределами этих интервалов точность прогнозирования параметров

движения КА стандартным алгоритмом резко ухудшается.

Из-за низкой пропускной способности используемых каналов связи (50 бит/с) время получения одного измерения “псевдодальности” составляет 2 с для КА ГЛОНАСС и 6 с для КА GPS. Однако время, необходимое для приема полной эфемериды одного спутника, составляет уже 18–36 с. Поэтому нередки ситуации, когда в условиях недостаточной радиовидимости КА (плохие метеословия, нахождение приемника в радиотени от высоких зданий/деревьев и т.д.) сообщение со спутника полностью не принимается. Соответственно, если имеющиеся в приемнике начальные эфемериды КА уже “устарели”, координаты потребителя определяются неудовлетворительно. Для разрешения таких ситуаций в ряде навигационных приемников (в основном, смартфонах) используется технология Assisted-GPS (или A-GPS). В данной технологии эфемериды КА на необходимый момент времени запрашиваются и скачиваются со специальных серверов по Интернету. Однако эта технология имеет свои очевидные недостатки. Во-первых, для ее использования приемник должен включать в себя модуль GSM или Wi-Fi, что не всегда выполняется для массовых моделей, так как приводит к их удоро-

жанию. Во-вторых, приемник должен находиться в зоне покрытия сети сотовой связи или сети Wi-Fi, которые еще не везде доступны. И, в-третьих, потребляемый при скачке данных трафик может привести к дополнительным расходам потребителя на связь, особенно при его нахождении в роуминге.

От указанных недостатков свободны методы автономного прогнозирования координат навигационного КА, выполняемые непосредственно в самом приемнике. В отличие от стандартного алгоритма “размножения” эфемерид, действительного, как сказано выше, на интервале времени от 30 мин до 4 ч, автономный метод должен сохранять необходимую точность на существенно большем интервале времени, желательно, продолжительностью в несколько суток. При этом даже при наличии уверенного сигнала со спутников использование таких автономных и относительно долгосрочных эфемерид позволяет сократить время первого определения координат пользователя после “холодного старта” приемника (т.е. его включения после длительного периода неактивности) с нескольких минут, необходимых для поиска видимых спутников, до нескольких секунд.

В литературе имеется ряд работ, описывающих разработки подобных автономных методов (см., напр., [1–3]), и известны некоторые модели зарубежных приемников, где они уже используются. Однако в российских GPS/ГЛОНАСС приемниках, насколько нам известно, подобные технологии в настоящее время пока не применяются. Поэтому нами был разработан новый метод автономного прогнозирования координат КА ГЛОНАСС и GPS, который может быть использован в перспективных навигационных приемниках. В частности, метод прошел апробацию на отечественном приемнике GeoS [4]. Последующие разделы представляют сам метод и результаты исследований его характеристик.

2. СХЕМА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

2.1. Сохранение и “размножение” бортовых эфемерид

Во время своей работы приемник принимает краткосрочные бортовые эфемериды КА и использует их для получения навигационного решения, т.е. определения текущих координат потребителя. При этом после определенной доработки приемник может сохранять ряд последних принятых эфемерид в своей памяти. Когда приемник завершил решение навигационной задачи (или во время вынужденного простоя в своей работе, например, при попадании в радиотень), он может выполнить “размножение” сохраненных бортовых эфемерид КА на полном интервале

применимости каждой из них. Для этого приемником используются те же стандартные алгоритмы прогнозирования параметров движения КА, что применяются им для получения навигационного решения. Это аналитические формулы в случае вычисления оскулирующих элементов орбиты КА GPS и численное интегрирование методом Рунге-Кутты 4-го порядка для прогнозирования координат КА ГЛОНАСС. Приемник может также сохранить и “размножить” эфемериды КА, полученные им не только во время последнего прохождения данного спутника в зоне видимости приемника, но и аналогичную информацию из нескольких предыдущих прохождений этого же КА. При получении новых эфемерид КА в следующем сеансе видимости они замещают собой соответствующую информацию с первого сохраненного сеанса, т.е. объем памяти приемника, необходимый для хранения всех данных, не увеличивается со временем.

2.2. Уточнение параметров движения КА на основе бортовых эфемерид

Используя сохраненные и “размноженные” на ряд моментов времени бортовые эфемериды КА в качестве фиктивных “измерений” спутника, можно уточнить ряд параметров движения этого КА, например, с помощью метода наименьших квадратов (МНК). Необходимое для этого интегрирование уравнений движения спутника на всем интервале “измерений” возможно осуществлять тем же численным методом, который используется в навигационных приемниках для “размножения” бортовых эфемерид КА ГЛОНАСС. Но при этом должна применяться гораздо более точная модель возмущающих сил, чем используемая стандартным алгоритмом прогнозирования.

2.3. Прогнозирование координат спутника на расширенном интервале

По завершении процедуры автономного уточнения параметров движения КА полученное решение может быть использовано для прогнозирования координат спутника на расширенном интервале времени, существенно превышающем стандартный период применимости бортовых эфемерид. Для этого используются уточненные параметры движения КА, а также метод численного интегрирования и улучшенная модель движения КА, которые применялись на предыдущем этапе. Для ускорения вычислений координат спутника во время получения навигационного решения возможно также заранее выполнить численное интегрирование уравнений движения КА и построить аналитические полиномы (напр., Чебышева), представляющие эфемериды КА на

всем расширенном интервале времени. В этом случае время вычисления координат спутника при принятии (возобновлении) навигационного сигнала и, как следствие, время получения навигационного решения не будут зависеть от периода прогнозирования движения КА.

3. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ СИСТЕМЫ КООРДИНАТ

В решении задачи автономного прогнозирования эфемерид КА GPS и ГЛОНАСС используются различные системы координат. Краткому описанию этих систем и взаимному переходу между ними служит настоящая глава.

3.1. Системы координат бортовых эфемерид КА GPS и ГЛОНАСС

Эфемериды КА GPS, передаваемые в навигационном сообщении, даны во Всемирной геодезической системе координат WGS84 (США). Векторы состояния КА ГЛОНАСС с 31.12.2013 г. заданы в системе отсчета ПЗ-90.11 (Россия). Обе системы координат отличаются от ITRF2008, практической реализации Международной земной системы координат ITRS, только постоянным сдвигом начала отсчета на величину порядка 10 см и отклонениями осей координат, не превышающими нескольких единиц миллисекунд дуги [5]. При этом ITRF2008 отличается от ITRF2014, новейшей реализации ITRS, в основном, сдвигом начала системы отсчета на величину порядка несколько мм [6]. Как следствие, в рамках точности рассматриваемой задачи можно полагать системы координат WGS84 и ПЗ-90.11, используемые для представления бортовых эфемерид КА GPS и ГЛОНАСС, идентичными и совпадающими с последней реализацией ITRS.

3.2. Геоцентрическая небесная система координат

Система координат ITRS, в которой мы в данной задаче полагаем заданными бортовые эфемериды КА ГЛОНАСС и GPS, является неинерциальной, она жестко связана с корой Земли и вращается вместе с последней. Однако интегрирование уравнений движения спутника предпочтительно осуществлять в инерциальной системе отсчета. Одной из таких систем является Геоцентрическая небесная система координат (GCRS). Для перехода между ITRS и GCRS мы будем применять классический подход [7], где точка весеннего равноденствия используется в качестве начала отсчета системы, но с модификациями, рекомендуемыми в работах [8, 9]. Во избежание некоторых неоднозначностей в определении матриц перехода между ITRS и GCRS, имеющих в литературе, приведем ниже их краткий вид.

Пусть $\mathbf{r}_{ITRS}(t)$ есть вектор прямоугольных координат КА в ITRS на произвольный момент времени t , рассчитываемый по бортовым эфемеридам спутника, и $\mathbf{r}_{GCRS}(t)$ есть соответствующий ему вектор прямоугольных координат КА в GCRS. Тогда

$$\mathbf{r}_{ITRS}(t) = \mathbf{W}(t)\mathbf{G}(t)\mathbf{N}(t)\mathbf{P}(t)\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}_{GCRS}(t), \quad (1)$$

где \mathbf{B} — постоянная матрица, представляющая малые углы отклонений осей GCRS от осей системы координат, определяемой средней точкой весеннего равноденствия и средним экватором Земли на эпоху J2000.0 [8]; $\mathbf{P}(t)$ — матрица прецессии, определяющая положение текущего среднего экватора Земли на момент t относительно среднего экватора Земли эпохи J2000.0,

$$\mathbf{P}(t) = \mathbf{R}_3(\chi_A)\mathbf{R}_1(-\omega_A)\mathbf{R}_3(-\psi_A)\mathbf{R}_1(\epsilon_0), \quad (2)$$

$\mathbf{R}_j(\delta)$ здесь стандартная матрица, описывающая правый поворот системы координат на угол δ вокруг оси j этой системы ($j = 1, 2, 3$), при этом прецессионные углы χ_A , ω_A , ψ_A на момент времени t и ϵ_0 определяются выражениями, приведенными в [10]; $\mathbf{N}(t)$ — матрица нутации, соответствующая отклонению истинного экватора Земли от среднего экватора планеты,

$$\mathbf{N}(t) = \mathbf{R}_1(-\epsilon_A - \Delta\epsilon)\mathbf{R}_3(-\Delta\psi)\mathbf{R}_1(\epsilon_A), \quad (3)$$

где значение угла ϵ_A на момент времени t вычисляется согласно [10], а текущие нутационные углы $\Delta\epsilon$, $\Delta\psi$ могут быть взяты из численных эфемерид планет DE-430 [11];

$\mathbf{G}(t)$ — матрица поворота за вращение Земли, описывающая положение текущего Гринвичского меридиана относительно истинной точки весны,

$$\mathbf{G}(t) = \mathbf{R}_3(\text{GST}), \quad (4)$$

где угол GST (Greenwich Sidereal Time) на момент t определяется выражениями, приведенными в [7, 12]; $\mathbf{W}(t)$ — матрица движения полюсов, представляющая отклонение мгновенной оси вращения Земли от оси Z системы координат ITRS,

$$\mathbf{W}(t) = \mathbf{R}_2(-x_p)\mathbf{R}_1(-y_p), \quad (5)$$

однако значения координат полюса x_p , y_p в общем случае приемнику неизвестны и определяются в процессе решения задачи.

3.3. Специальная инерциальная система координат

В настоящей работе мы вводим специальный случай инерциальной системы координат. В этой системе минимизируется количество необходимых преобразований векторов сил, действующих на КА, а также объем вычислений производных от измеряемых величин по уточняемым параметрам, специфичным для нашей задачи.

Если фиксировать систему координат ITRS в инерциальном пространстве на некоторый начальный момент времени t_0 , то “специальная система координат” (ССК) определяется таким образом, что вектор прямоугольных координат КА на момент t_0 в данной системе, $\mathbf{r}_{ССК}(t_0)$, соотносится с вектором координат КА в ITRS на этот же момент, $\mathbf{r}_{ITRS}(t_0)$, как

$$\mathbf{r}_{ССК}(t_0) = \Delta\mathbf{G}^T(t_0)\mathbf{W}^T(t_0)\mathbf{r}_{ITRS}(t_0), \quad (6)$$

где верхний символ T означает транспонирование матрицы. При этом

$$\Delta\mathbf{G}^T(t_0) \equiv \mathbf{R}_3(\phi), \quad (7)$$

где ϕ есть часть угла поворота системы координат ITRS вокруг ее оси Z , соответствующая возможной погрешности значения UT1–UTC на момент времени t_0 , используемого при вычислении GST. (Величина UT1–UTC рассчитывается приемником по интерполяционным формулам на основе данных принятого навигационного сообщения.) Малый угол ϕ является, в общем случае, эмпирической поправкой, определяемой в процессе решения задачи.

Таким образом, ось X ССК лежит в плоскости истинного экватора Земли и примерно направлена в Гринвичский меридиан Земли (отличается от направления на него на угол ϕ), фиксированные на момент времени t_0 . Ось Z направлена к северу вдоль мгновенной оси вращения Земли на этот же момент времени, и ось Y дополняет систему до правой. Поскольку момент времени t_0 является постоянным в рамках одного решения по прогнозированию бортовых эфемерид, то определенное таким образом положение осей ССК не меняется в пространстве, и ССК является инерциальной системой координат.

3.4. Перевод вектора координат КА из ССК в ITRS

Интегрирование уравнений движения КА осуществляется в ССК, и все векторы возмущающих сил, действующих на спутник, также вычисляются в ССК. Но окончательное представление эфемерид КА должно быть представлено в ITRS, в которой заданы первоначальные бортовые эфемериды спутника.

Формула перевода вектора координат КА, рассчитанном в ССК на момент времени t , в GCRS следующая

$$\mathbf{r}_{GCRS}(t) = \mathbf{B}^T\mathbf{P}^T(t_0)\mathbf{N}^T(t_0)\mathbf{G}^T(t_0)\mathbf{r}_{ССК}(t). \quad (8)$$

Объединяя уравнения (1), (8) и учитывая введение дополнительной матрицы $\Delta\mathbf{G}$, получим

$$\mathbf{r}_{ITRS}(t) = \mathbf{W}(t)\Delta\mathbf{G}(t)\mathbf{G}(t)\mathbf{N}(t)\mathbf{P}(t)\mathbf{P}^T(t_0) \times \mathbf{N}^T(t_0)\mathbf{G}^T(t_0)\mathbf{r}_{ССК}(t). \quad (9)$$

На момент t_0 векторы координат КА в ITRS и ССК отличаются между собой только поворотом на малые углы за движение полюса x_p, y_p вокруг осей Y и X системы ITRS, соответственно, и дополнительным поворотом на малый угол ϕ вокруг оси Z

$$\mathbf{r}_{ITRS}(t_0) = \mathbf{W}(t_0)\Delta\mathbf{G}(t_0)\mathbf{r}_{ССК}(t_0). \quad (10)$$

Данные малые углы мы будем определять через обработку бортовых эфемерид наравне с начальным вектором состояния каждого КА и полагать постоянными на всем интервале расширенного прогнозирования спутника на несколько дней, т.е.

$$\mathbf{W}(t) \approx \mathbf{W}(t_0), \quad \Delta\mathbf{G}(t) \approx \Delta\mathbf{G}(t_0). \quad (11)$$

Поэтому можно ввести новую матрицу \mathbf{H} , включающую в себя все три малых угла, – за счет поправки ϕ и координат полюса x_p, y_p , которую будем считать постоянной на всем интервале прогнозирования эфемерид КА в рамках одного решения

$$\mathbf{H} \equiv \mathbf{W}(t)\Delta\mathbf{G}(t) \approx \mathbf{W}(t_0)\Delta\mathbf{G}(t_0) = \mathbf{R}_2(-x_p)\mathbf{R}_1(-y_p)\mathbf{R}_3(\phi) \approx \begin{bmatrix} 1 & \phi & x_p \\ -\phi & 1 & -y_p \\ -x_p & y_p & 1 \end{bmatrix}. \quad (12)$$

3.5. Перевод вектора скоростей КА из ССК в ITRS

Если в правой части уравнения (9) обозначить произведение части матриц как $\mathbf{M}(t)$:

$$\mathbf{M}(t) \equiv \mathbf{G}(t)\mathbf{N}(t)\mathbf{P}(t)\mathbf{P}^T(t_0)\mathbf{N}^T(t_0)\mathbf{G}^T(t_0), \quad (13)$$

то, учитывая уравнение (12),

$$\mathbf{r}_{ITRS}(t) = \mathbf{H}\mathbf{M}(t)\mathbf{r}_{ССК}(t). \quad (14)$$

Пренебрегая на рассматриваемых нами интервалах времени в несколько дней скоростью изменения всех матриц в уравнении (13), кроме матрицы вращения Земли $\mathbf{G}(t)$, можно записать

$$\mathbf{v}_{ITRS}(t) \approx \mathbf{H}\mathbf{M}(t)\mathbf{v}_{ССК}(t) + \mathbf{H}\boldsymbol{\omega} \times [\mathbf{M}(t)\mathbf{r}_{ССК}(t)], \quad (15)$$

где $\mathbf{v}_{ITRS}(t), \mathbf{v}_{ССК}(t)$ есть векторы мгновенной скорости КА в ITRS и ССК соответственно, $\boldsymbol{\omega} = (0, 0, -\omega)$, и ω есть средняя угловая скорость вращения Земли [12],

$$\omega \approx 7.292115855306587 \times 10^{-5} \frac{\text{рад}}{\text{с}}. \quad (16)$$

3.6. Обратный перевод координат и скоростей КА из ITRS в ССК

Для численного интегрирования уравнений движения КА в ССК необходимо перевести только один вектор состояния КА в эту систему координат из ITRS, а именно, координаты и скорости КА на начальный момент времени t_0 . При этом $\mathbf{M}(t_0)$ есть единичная матрица, и из уравнений (14), (15) следует

$$\mathbf{r}_{\text{ССК}}(t_0) = \mathbf{H}^T \mathbf{r}_{\text{ITRS}}(t_0), \quad (17)$$

$$\mathbf{v}_{\text{ССК}}(t_0) = \mathbf{H}^T \mathbf{v}_{\text{ITRS}}(t_0) - \boldsymbol{\omega} \times [\mathbf{H}^T \mathbf{r}_{\text{ITRS}}(t_0)]. \quad (18)$$

4. МОДЕЛЬ СИЛ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА КА ВО ВРЕМЯ ПОЛЕТА

На среднеорбитальные спутники Земли, к которым относят КА ГЛОНАСС и GPS, действуют следующие основные силы:

- гравитационное поле Земли, включая приливы;
- притяжение “третьих” тел: Солнца, Луны и больших планет;
- солнечное давление.

В рамках точности рассматриваемой задачи эту модель можно упростить следующим образом.

4.1. Гравитационное поле Земли

Разложение гравитационного поля Земли в ряд по сферическим функциям в нашей задаче можно ограничить гармониками до 8-го порядка и степени включительно [1]. Тогда гравитационный потенциал несферичной Земли, U , действующий на КА в ITRS, вычисляется как [13]

$$U(r, \lambda, \varphi) = \frac{\mu_E}{r} \sum_{n=0}^8 \sum_{m=0}^n \left[\left(\frac{R_E}{r} \right)^n \bar{P}_{nm}(\sin \varphi) \times \right. \\ \left. \times (\bar{C}_{nm} \cos(m\lambda) + \bar{S}_{nm} \sin(m\lambda)) \right], \quad (19)$$

где r , λ , φ есть сферические координаты КА в ITRS (геоцентрическое расстояние, Гринвичская долгота и широта соответственно), μ_E – гравитационная постоянная Земли; R_E – большая полуось земного эллипсоида, \bar{C}_{nm} , \bar{S}_{nm} – нормализованные значения гармоник разложения геопотенциала, и \bar{P}_{nm} – соответственно нормализованные присоединенные функции Лежандра.

Ускорение КА в ITRS, $\ddot{\mathbf{r}}_{\text{ITRS}}^{(U)}$, вызванное силой притяжения гравитационного поля Земли, есть градиент потенциала U . В общем случае, вектор $\ddot{\mathbf{r}}_{\text{ITRS}}^{(U)}$ на произвольный момент времени t пересчи-

тывается из ITRS в ССК, где осуществляется численное интегрирование, по формуле, вытекающей из уравнения (9). Однако для расчета соответствующей силы в рассматриваемой задаче эту процедуру можно упростить, воспользовавшись малостью значений углов поворотов за координаты полюсов x_p , y_p и поправки ϕ , а также относительно незначительными изменениями матриц прецессии и нутации Земли на интервале прогнозирования КА в несколько дней

$$\ddot{\mathbf{r}}_{\text{ССК}}^{(U)}(t) \approx \mathbf{G}(t_0) \mathbf{G}^T(t) \ddot{\mathbf{r}}_{\text{ITRS}}^{(U)}(t) \approx \\ \approx \mathbf{R}_3(-\boldsymbol{\omega}(t - t_0)) \ddot{\mathbf{r}}_{\text{ITRS}}^{(U)}(t). \quad (20)$$

При вычислении ускорений $\ddot{\mathbf{r}}_{\text{ITRS}}^{(U)}$ также необходимо пересчитывать значения текущего вектора координат КА из ССК в ITRS. Для этой (и только этой) цели на рассматриваемых интервалах времени прогнозирования $t - t_0$ в несколько дней можно воспользоваться приближенной формулой

$$\mathbf{r}_{\text{ITRS}}(t) \approx \mathbf{R}_3(\boldsymbol{\omega}(t - t_0)) \mathbf{r}_{\text{ССК}}(t). \quad (21)$$

Воздействием приливов на движение КА ГЛОНАСС и GPS в рассматриваемой задаче можно пренебречь.

4.2. Притяжение “третьих” тел

Притяжение Солнца и Луны на КА приводит к появлению возмущающего ускорения в его движении в инерциальной ССК, $\ddot{\mathbf{r}}_{\text{ССК}}^{(SM)}$, описываемого классическим уравнением

$$\ddot{\mathbf{r}}_{\text{ССК}}^{(SM)}(t) = \mu_S \left(\frac{\mathbf{s}_{\text{ССК}}^{(S)}(t) - \mathbf{r}_{\text{ССК}}(t)}{|\mathbf{s}_{\text{ССК}}^{(S)}(t) - \mathbf{r}_{\text{ССК}}(t)|^3} - \frac{\mathbf{s}_{\text{ССК}}^{(S)}(t)}{|\mathbf{s}_{\text{ССК}}^{(S)}(t)|^3} \right) + \\ + \mu_M \left(\frac{\mathbf{s}_{\text{ССК}}^{(M)}(t) - \mathbf{r}_{\text{ССК}}(t)}{|\mathbf{s}_{\text{ССК}}^{(M)}(t) - \mathbf{r}_{\text{ССК}}(t)|^3} - \frac{\mathbf{s}_{\text{ССК}}^{(M)}(t)}{|\mathbf{s}_{\text{ССК}}^{(M)}(t)|^3} \right), \quad (22)$$

где μ_S , μ_M , $\mathbf{s}_{\text{ССК}}^{(S)}$, $\mathbf{s}_{\text{ССК}}^{(M)}$ есть, соответственно, гравитационные постоянные Солнца, Луны и векторы геоцентрических координат Солнца и Луны в ССК. Для вычисления данных векторов в GCRS, $\mathbf{s}_{\text{GCRS}}(t)$, можно использовать численные эфемериды DE-430 [11]. Далее имеем

$$\mathbf{s}_{\text{ССК}}(t) = \mathbf{G}(t_0) \mathbf{N}(t_0) \mathbf{P}(t_0) \mathbf{B} \mathbf{s}_{\text{GCRS}}(t). \quad (23)$$

Все матрицы в правой части уравнения (23) являются постоянными и требуют своего вычисления в течение всей процедуры автономного определения орбиты КА только один раз.

Воздействие планет на движение спутника в рамках требуемой точности решения нашей задачи можно не учитывать.

4.3. Солнечное давление

Солнечное давление на КА приводит к дополнительному ускорению спутника. В рассматриваемой задаче можно ограничиться только основным радиальным компонентом вектора соответствующей силы, направленным от Солнца на спутник. Тогда выражение для вектора ускорения КА в ССК, обусловленного солнечным давлением, $\ddot{\mathbf{r}}_{\text{ССК}}^{(SP)}(t)$, можно записать (см., напр., [2, 7, 14])

$$\ddot{\mathbf{r}}_{\text{ССК}}^{(SP)}(t) = -\alpha P_0 C_R \left(\frac{1 \text{ au}}{r^{(S)}(t)} \right)^2 \frac{A}{M} \mathbf{e}_{\text{ССК}}^{(S)}(t), \quad (24)$$

где $\mathbf{e}_{\text{ССК}}^{(S)}(t)$ – единичный вектор направления на Солнце от КА в ССК на момент времени t ; $r^{(S)}(t)$ – текущее расстояние от КА до Солнца, выраженное в м; 1 au – астрономическая единица, равная 149 597 870 700 м [15]; P_0 – солнечное давление на расстоянии 1 au от Солнца, примерно равное 4.56×10^{-6} Н/м² [7]; C_R – коэффициент отражения солнечного света спутником, условно принимается здесь равным 1.21 [14]; M – масса КА, условно принимается здесь равной 1075 кг, как в [2], для целей последующего сравнения полученных результатов; A – площадь поверхности КА, условно принимается здесь равной 13.4 м², также как в [2]; α – дополнительный согласующий коэффициент, индивидуальный для каждого КА и определяемый из наблюдений спутника.

Уравнение (24) записано для случая, когда спутник полностью освещен Солнцем. Поскольку КА ГЛОНАСС и GPS находятся на среднеорбитальных орбитах, то время их нахождения в тени Земли относительно мало. Поэтому эффектом уменьшения влияния солнечного давления на движение КА за счет попадания спутников в тень Земли в предлагаемом алгоритме мы пренебрегаем.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ КА ГЛОНАСС И GPS

5.1. Уточняемые параметры

Было проведено моделирование автономного определения параметров движения КА ГЛОНАСС и GPS в навигационном приемнике и последующее прогнозирование координат спутников на интервале времени в несколько дней. Для этого использовались реальные бортовые эфемериды КА обеих систем спутников, полученные навигационным приемником GeoS в течение двух периодов времени: 13–19.03.2015 и 19–

26.01.2016. Уточнение проводилось на временном интервале от 3 ч до 2 сут, что соответствовало одному-пяти прохождением каждого спутника в зоне видимости приемника (орбитальный период спутников ГЛОНАСС и GPS составляет примерно полсутки). Бортовые эфемериды каждого КА, полученные и “размноженные” на этих интервалах, принимались в качестве “измерений”. Далее для уточнения параметров движения спутника использовался МНК. По окончании процедуры уточнения проводилось прогнозирование параметров движения КА на интервале времени в несколько дней за пределами выбранного промежутка “измерений” и выполнялось сравнение вычисленных координат спутника с реальными бортовыми эфемеридами.

Максимальный состав уточняемых параметров включает в себя 3 координаты и 3 значения скорости каждого КА на некоторый начальный момент времени в соответствующей ССК, а также координаты полюса Земли x_p, y_p и поправку ϕ к величине угла поворота Земли за GST на этот же момент. При этом на практике мы ограничены относительно небольшим временным интервалом, на котором принятые и “размноженные” бортовые эфемериды КА могут быть сохранены в памяти приемника в качестве “измерений”. Поэтому одновременное определение всех 9 параметров приводило к существенной корреляции между уточняемыми величинами, и, как следствие, к их некорректному определению и последующему неудовлетворительному прогнозированию движения спутника. Однако в качестве начальных значений координат КА используются относительно точные бортовые эфемериды, и потенциальная ошибка этих эфемерид не приводила к существенному ухудшению точности прогнозирования координат спутника на интервале времени в несколько дней. Поэтому начальные координаты спутника были исключены из состава уточняемых параметров. Одновременное определение поправки ϕ и вектора скорости КА на рассматриваемых интервалах времени также приводило к заметной корреляции этих параметров, поэтому малый угол ϕ не уточнялся. Оставшиеся 5 параметров: 3 значения скорости КА и 2 координаты полюса x_p, y_p на начальный момент времени, в результате, составили оптимальный набор уточняемых параметров для каждого КА. Изменением координат полюса на интервале уточнения и прогнозирования движения КА в нескольких днях в нашей задаче мы пренебрегаем.

Значение эмпирического коэффициента солнечного давления α в уравнении (24), специфичного для каждого КА, определялось путем варьирования этого коэффициента перед процедурой уточнения 5 выбранных параметров на обоих рассмотренных интервалах времени (в марте 2015 г. и

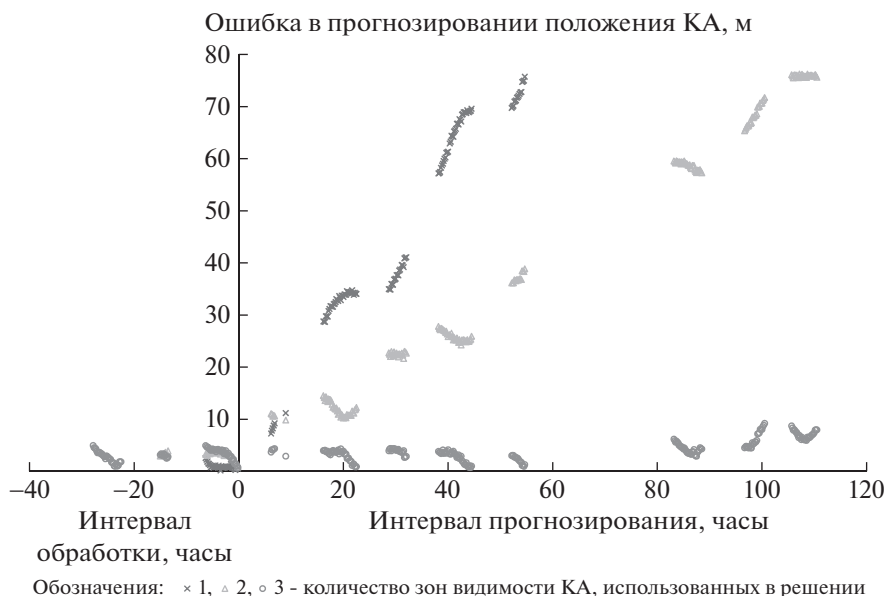


Рис. 1. Автономное прогнозирование движения КА ГЛОНАСС-М № 747, январь 2016 г.

январе 2016 г.). Значение α , при котором в результате решения достиглось наилучшее совпадение прогнозируемых и реальных бортовых эфемерид, принималось в качестве фиксированной характеристики данного КА. При этом для каждого рассмотренного КА относительная разница в значении коэффициента α , вычисленного на двух независимых интервалах времени, отстоящих друг от друга более чем на 10 месяцев, не превышала 1–2%. Поэтому полученные индивидуальные значения коэффициента α для всех КА навигационных систем ГЛОНАСС и GPS могут быть определены и сохранены в памяти приемника на этапе составления его программного обеспечения. Они не подлежат уточнению в автономном режиме.

5.2. Выбор оптимального состава “измерений”

С помощью представленного выше алгоритма было проведено исследование эффективности автономного определения параметров движения КА ГЛОНАСС и GPS на интервалах времени до 2 сут и оценка точности последующего прогнозирования координат спутников на интервалах времени до 5 сут. Для этого использовались бортовые эфемериды, полученные на протяжении от одного до пяти проходов навигационных КА в зоне видимости приемника. Был сделан вывод, что оптимальным составом “измерений” является набор бортовых эфемерид, полученных на двух последовательных проходах для КА GPS и на трех последовательных проходах для КА ГЛОНАСС. В течение одного прохода КА в зоне видимости приемника, длящегося в лучшем

случае несколько часов, значения скоростей спутников на начальную эпоху определялись значительно хуже, чем на полусуточных и суточных интервалах “измерений”. Это приводило к большим ошибкам координат КА при их прогнозировании. Увеличение количества прохождений, содержащих “измерения”, с двух до трех практически не повышало точность прогнозирования координат КА GPS, однако, как правило, давало заметное улучшение данной характеристики для КА ГЛОНАСС. Дальнейшее увеличение количества используемых прохождений уже не оказывало существенного влияния на точность прогнозирования координат спутников обеих навигационных систем. Рисунок 1 содержит характерный пример зависимости ошибок прогнозирования положения КА ГЛОНАСС от количества зон видимости спутника, где принимались его бортовые эфемериды, используемые далее в качестве “измерений”. Данные приведены на январь 2016 г. для спутника ГЛОНАСС-М № 747.

Как следствие, все приводимые ниже результаты автономного прогнозирования движения навигационных КА соответствуют решениям, полученным на основе обработки бортовых эфемерид, накопленных на двух проходах для спутников GPS и на трех проходах для спутников ГЛОНАСС.

5.3. Точность автономного прогнозирования координат КА ГЛОНАСС и GPS

В процессе исследования было отмечено, что точность прогнозирования координат навигаци-

Таблица 1. Количество навигационных КА различных типов, использованных в решениях

Интервал	GPS IIA	GPS IIR	GPS IIR-M	GPS IIF	ГЛОНАСС-М
13–19.03.2015	4	12	7	7	15
19–26.01.2016	1	10	7	10	23

онных спутников на основе автономного определения их орбит зависит от поколения блока КА. Таблица 1 приводит количество блоков КА каждого типа, с которых были приняты и обработаны реальные бортовые эфемериды на каждом рассмотренном интервале времени. Среди блоков GPS наиболее старыми здесь являются блоки IIA, а наиболее новыми – IIF.

Рисунки 2–6 показывают среднеквадратические ошибки (с.к.о.) автономного прогнозирования координат КА каждого поколения. Данные с.к.о. были получены путем сравнения расчетных значений положений каждого КА, определенных в автономном решении, с принятыми реальными бортовыми эфемеридами этого же спутника на интервале времени до 5 сут. Каждый маркер на рис. 2–6 соответствует с.к.о. прогнозирования положения одного КА. Значительные с.к.о. наблюдаются для КА GPS IIA в решении, полученном по набору бортовых эфемерид на интервале времени 19–26.01.2016 (рис. 2). Однако этот спутник был выведен из эксплуатации 25.01.2016, и можно предположить, что на данном интервале его бортовые эфемериды уже не обладали стандартной точностью. Также значительное отклонение было получено для одного КА GPS IIR (рис. 3), возможно, оно объясняется результатом кратковременного сбоя приемника. Остальные

с.к.о. прогнозирования положений всех спутников одного и того же поколения на обоих рассмотренных интервалах времени хорошо согласуются между собой и могут считаться типичными для соответствующего блока КА. Необходимо отметить, что информации, накопленной только по 4 старым блокам GPS IIA, выглядит недостаточно для полноценной статистики. Однако последний блок этого поколения был выведен из эксплуатации в октябре 2019 г. [16], поэтому данные по этому типу КА GPS более не актуальны.

С.к.о. прогнозирования положения КА GPS блоков IIR и IIR-M выглядят примерно одинаковыми и составляют примерно 10–15 м на интервале времени до 3 сут и 30–50 м на интервале времени до 5 сут (рис. 3, 4). Однако для новых блоков GPS IIF наблюдается заметное улучшение качества автономного решения (рис. 5); наибольшее значение с.к.о. в прогнозировании положений спутников данного поколения не превышает 5 м на интервале времени до 2 сут и 14 м на интервале времени до 5 сут. Такое повышение точности может быть объяснено улучшением позиционирования солнечных батарей КА GPS IIF и, как следствие, большей адекватностью используемого алгоритма расчета солнечного давления на спутник. С.к.о. автономного прогнозирования положений КА ГЛОНАСС-М (рис. 6) выглядят практически

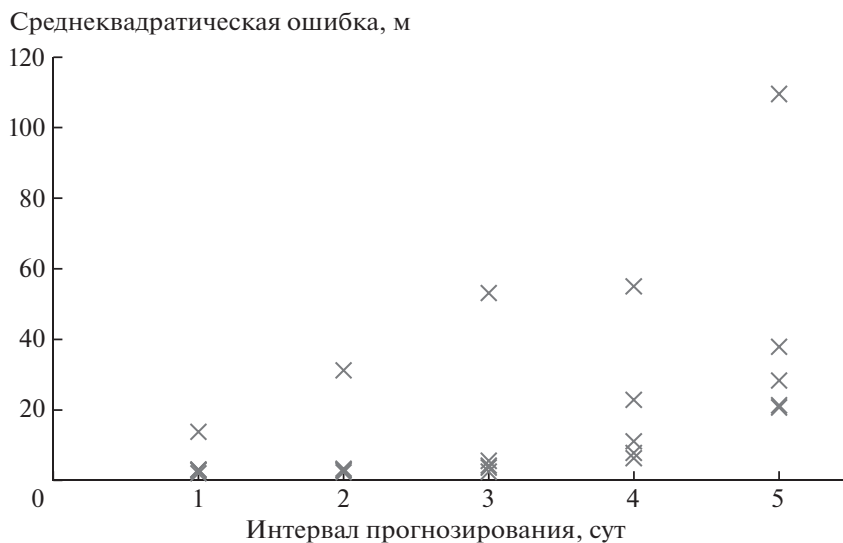


Рис. 2. С.к.о. автономного прогнозирования положения различных КА GPS IIA.

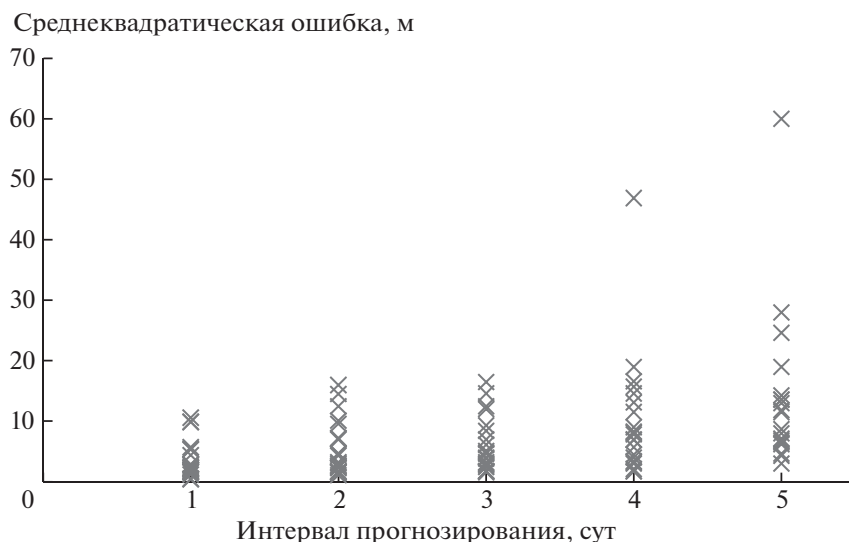


Рис. 3. С.к.о. автономного прогнозирования положения различных КА GPS IIR.

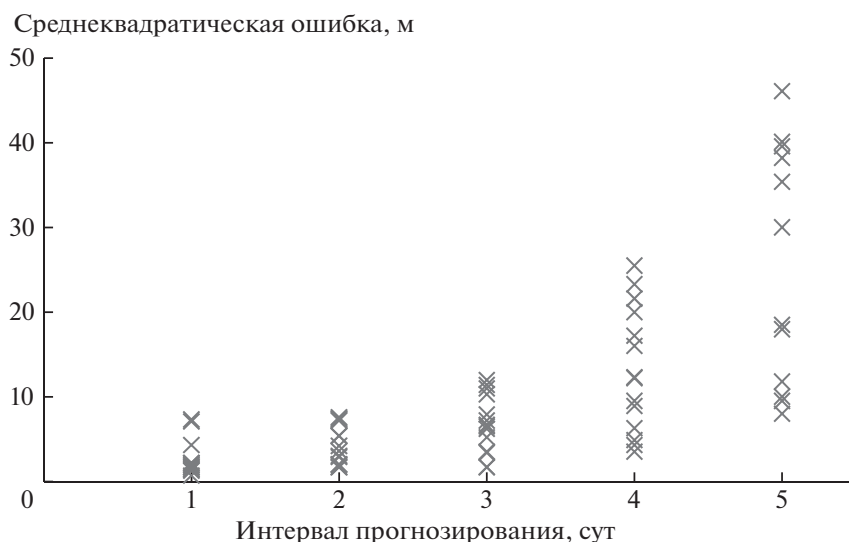


Рис. 4. С.к.о. автономного прогнозирования положения различных КА GPS IIR-M.

равным соответствующим точностным характеристикам расчета движения КА GPS IIF.

Максимальные ошибки в положении КА GPS и ГЛОНАСС, полученные при прогнозировании спутников на различных интервалах времени, приведены в табл. 2. (Данные таблицы не учитывают вероятно ошибочные определения для двух КА GPS, которые обсуждались выше.)

Полученные значения точности автономного прогнозирования движения КА GPS и ГЛОНАСС являются существенно лучшими, чем подобные характеристики, приведенные в работах [1, 2]. Но необходимо отметить, что в [1] исполь-

зовались измерения только с одного прохождения для КА ГЛОНАСС и GPS, а в [2] рассматривалось одно прохождение для КА GPS и до трех прохождений для КА ГЛОНАСС. Поэтому достигнутое в нашем решении улучшение точности автономного прогнозирования эфемерид навигационных КА является, в частности, следствием оптимизации выбора интервала бортовых эфемерид КА, используемых в качестве “измерений”.

В работе [3] также рассматривался расширенный интервал времени “измерений” (до 2 недель), и использовалось несколько прохождений КА. Такой большой интервал времени обуслов-

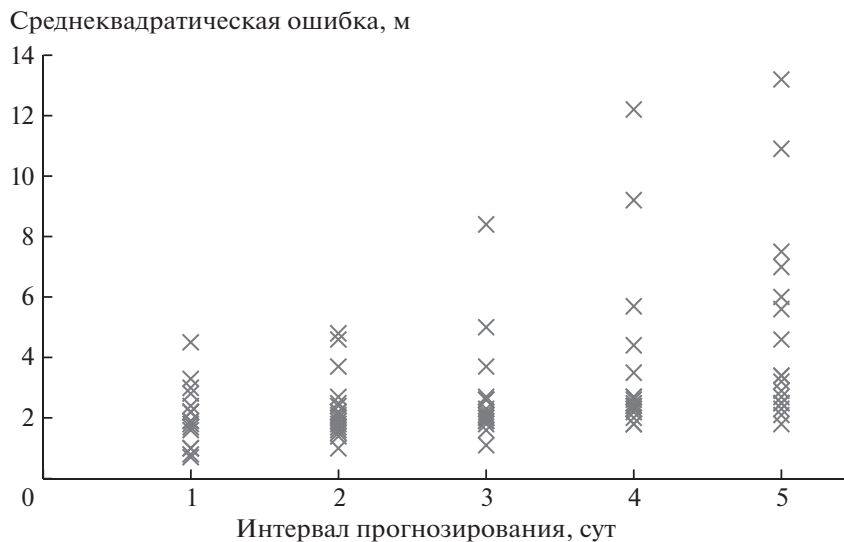


Рис. 5. С.к.о. автономного прогнозирования положения различных КА GPS ИФ.

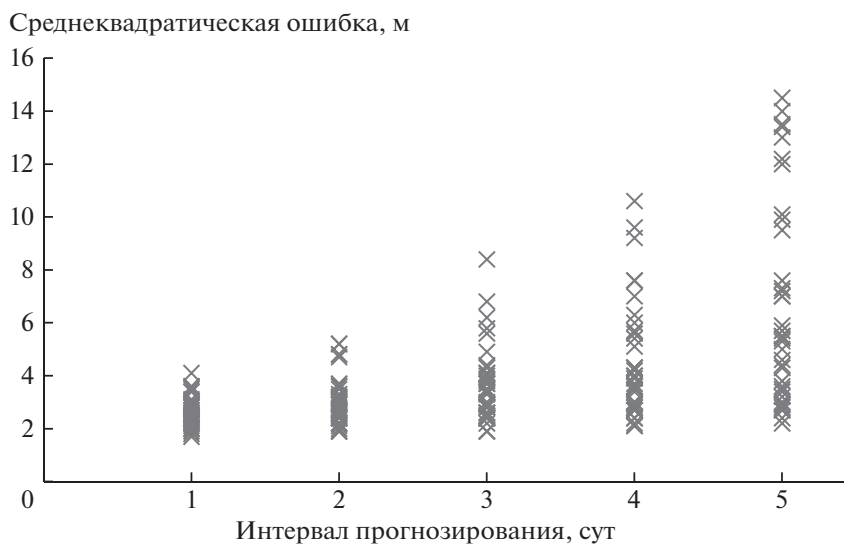


Рис. 6. С.к.о. автономного прогнозирования положения различных КА ГЛОНАСС-М.

лен спецификой алгоритма [3]. Как пример в [3] приводится КА GPS (PRN 16), для которого в этой работе были получены наилучшие результаты автономного прогнозирования движения спутника. В качестве основной характеристики точности прогнозирования используется параметр SISRE (Signal-In-Space Range Error). Этот параметр описывает суммарную ошибку в измеренной “псевдодалности” до спутника, вызванную погрешностью часов приемника и неточностью бортовых эфемерид КА. Поскольку ошибка в значении “псевдодалности” зависит при этом и от положения приемника на Земле, то SISRE

считается как максимальное значение данной ошибки по всем точкам поверхности Земли. Далее, для оценки погрешности “псевдодалности”, вызванной исключительно неточностью расчетных эфемерид КА, в значение SISRE, принятом в [3], не включается ошибка часов приемника.

В результате для КА GPS (PRN 16) в [3] было получено значение SISRE, равное примерно 2 м на интервале автономного прогнозирования движения КА в 1 сут, 3,5 м – на интервале прогнозирования 3 сут и 6 м – на интервале в 5 сут. Отметим, что в качестве источника данных в [3] использовались бортовые эфемериды этого спут-

Таблица 2. Максимальные ошибки автономного прогнозирования положения КА для различных типов спутников, м

ΔT , сут	GPS IIA	GPS IIR	GPS IIR-M	GPS IIF	ГЛОНАСС-M
1	7.4	22.0	14.1	10.0	9.7
2	10.0	35.5	29.0	17.0	15.4
3	38.2	43.4	60.0	26.0	25.0
4	72.4	78.0	100.3	30.5	45.2
5	106.4	90.0	157.2	33.1	59.8

Примечание. ΔT – интервал прогноза в сутках. Данные по GPS IIA получены по 4 КА, что недостаточно для полноценной статистики.

ника, принятые в начале 2016 г. на временном промежутке, близком к одному из интервалов, рассмотренных в настоящей работе. Оценки максимальных значений параметра SISRE при автономном прогнозировании координат этого же КА GPS (PRN 16), полученные в наших решениях по двум наборам бортовых эфемерид, приведены в табл. 3. Видим, что они близки к представленным в работе [3]. Однако бортовые эфемериды, использованные в нашем исследовании в качестве “измерений”, были приняты на интервале времени, не превышающем 18 ч, в то время как для успешной работы алгоритма [3] требуется набор бортовых эфемерид, накопленный на временном промежутке до нескольких дней.

5.4. Зависимость коэффициента α от поколения блока КА

Важную роль в автономном определении и прогнозировании координат спутников играет коэффициент учета солнечного давления α , используемый в (24) и, в общем случае, индивидуальный для каждого КА. Как уже было сказано ранее, значения данного коэффициента для всех КА ГЛОНАСС и GPS определялись нами на двух независимых интервалах времени: 13–19.03.2015 и 19–26.01.2016. При этом значения коэффициентов, полученные в обоих случаях для каждого

Таблица 3. Максимальное значение SISRE при автономном прогнозировании КА GPS (PRN16), м

ΔT , сут	13–19.03.2015	19–26.01.2016
1	3.2	3.3
2	3.2	3.6
3	3.2	3.8
4	3.2	4.2
5	3.2	4.5

Примечание. ΔT – интервал прогноза в сутках.

конкретного КА, отличались между собой не более, чем на 1–2%. Также для более чем 20 спутников оказалось возможным сравнить определенные нами величины коэффициента α с его значениями, полученными в работе [2] на интервале с июля по декабрь 2010 г. Здесь также было отмечено очень хорошее совпадение результатов, несмотря на то, что этот интервал отстоит от используемых нами примерно на 5 лет. Значения коэффициентов α для одних и тех же КА, полученные в [2] и настоящей работе, отличаются между собой также не более чем на 1–2%. Таким образом, можно сделать вывод, что величина коэффициента α для каждого конкретного КА ГЛОНАСС и GPS практически не зависит от времени.

Рисунки 7, 8 содержат полученные нами значения α для всех рассмотренных КА GPS и ГЛОНАСС. Выявляется заметная зависимость величины данного коэффициента от типа блока КА. При этом данные рис. 7, 8 подтверждают вывод об отсутствии сколь-либо значимой зависимости величины коэффициента α от времени эксплуатации спутника. Также не обнаружено зависимости данного коэффициента от орбитальной плоскости КА и точки его положения на орбите. Таким образом, можно полагать, что величина коэффициента α практически полностью определяется типом блока КА.

Средние значения коэффициента учета солнечного давления α для различных блоков КА GPS и ГЛОНАСС приведены в табл. 4. Отметим, что эти величины должны использоваться одновременно со значениями массы КА и других параметров, условно принятыми в уравнении (24). Данные табл. 4 могут использоваться в качестве начального приближения коэффициента α для каждого вновь запускаемого КА известного типа. (В процессе эксплуатации спутника начальное значение коэффициента может быть уточнено и перезагружено в память приемника при очередном обновлении его программного обеспечения.)

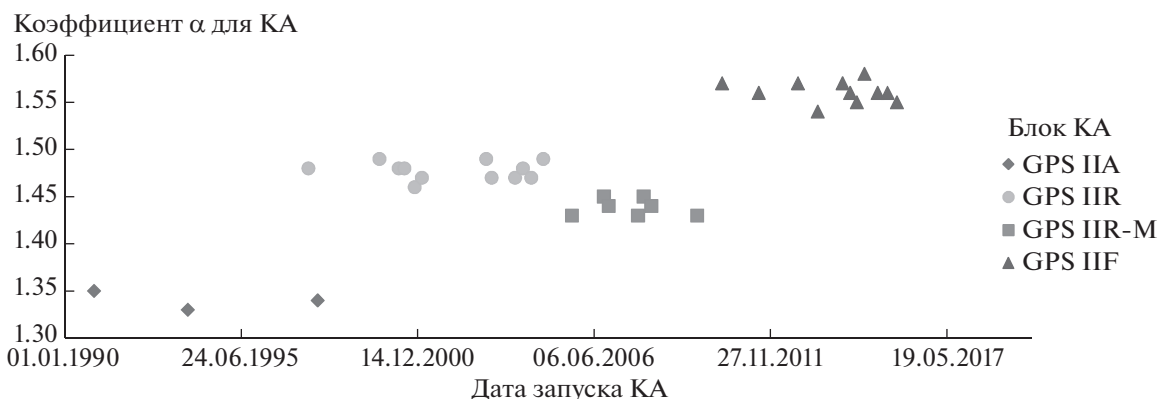


Рис. 7. Коэффициент учета солнечного давления α для различных КА GPS.

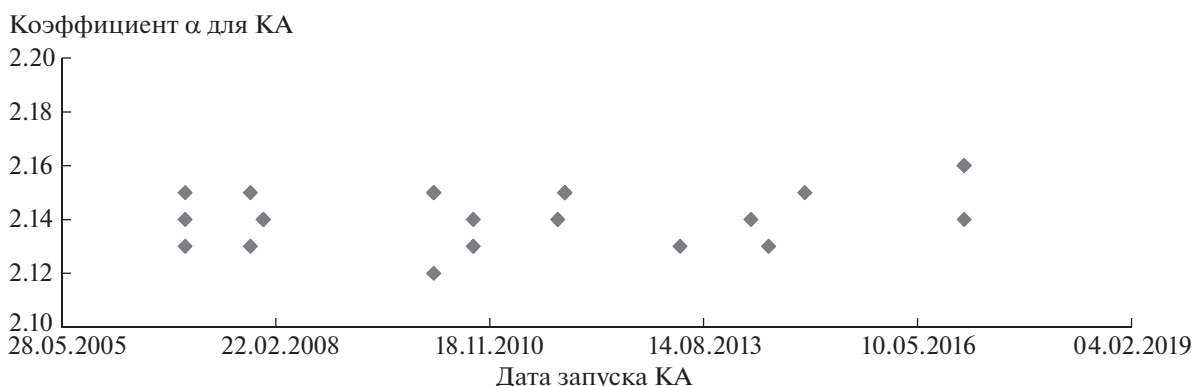


Рис. 8. Коэффициент учета солнечного давления α для различных КА ГЛОНАСС-М.

5.5. Определение координат полюса Земли

Как было отмечено ранее, в процессе автономного уточнения параметров орбиты КА необходимо одновременно определять координаты полюса Земли на дату начальных условий спутника. На рис. 9, 10 приведены результаты такого определения, полученные при решении задачи для каждого КА ГЛОНАСС и GPS на обоих рассмотренных в данном исследовании интервалах времени. Определение координат полюса в каждом решении проводилось в отсутствие какой-либо априорной информации о значениях этих параметров, т.е. начальные значения x_p, y_p полагались равными нулю. В табл. 5, 6 приведены значения координат полюса Земли x_p, y_p , полученные

осреднением соответствующих данных индивидуальных решений для каждого КА ГЛОНАСС и GPS. Также для сравнения в табл. 5, 6 указаны значения координат полюса по данным Международной службы вращения Земли (МСВЗ) [17].

По данным, приведенным на рис. 9, 10 и в табл. 5, 6, можно сделать вывод, что автономное определение координат полюса Земли по бортовым эфемеридам навигационных КА выполняется представляемым алгоритмом с точностью до нескольких единиц миллисекунд дуги.

6. ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАБОТЫ

1. Для долгосрочного автономного прогнозирования координат КА в навигационном прием-

Таблица 4. Средние значения коэффициента α для различных блоков КА

GPS IIA	GPS IIR	GPS IIR-M	GPS IIF	ГЛОНАСС-М
1.34 ± 0.01	1.48 ± 0.01	1.44 ± 0.01	1.56 ± 0.01	2.14 ± 0.01

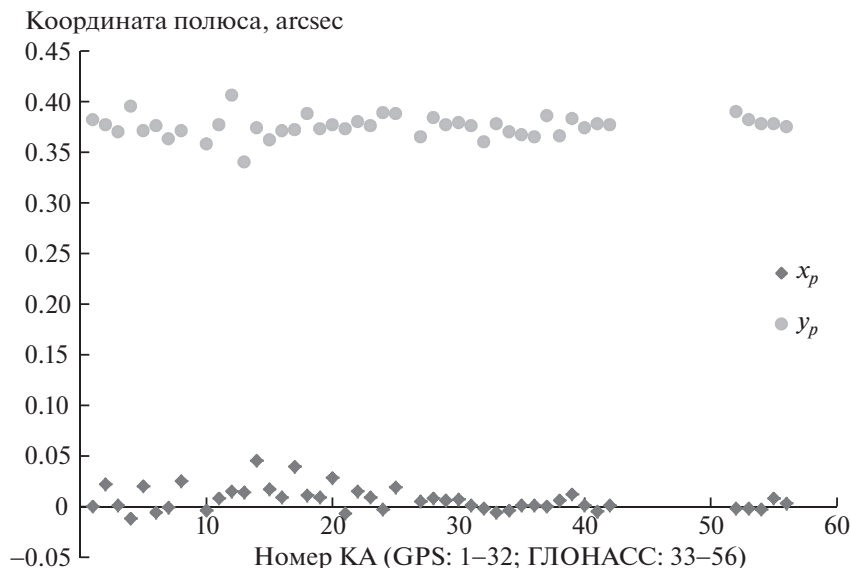


Рис. 9. Координаты полюса Земли на 15.03.2015 по данным автономных решений.

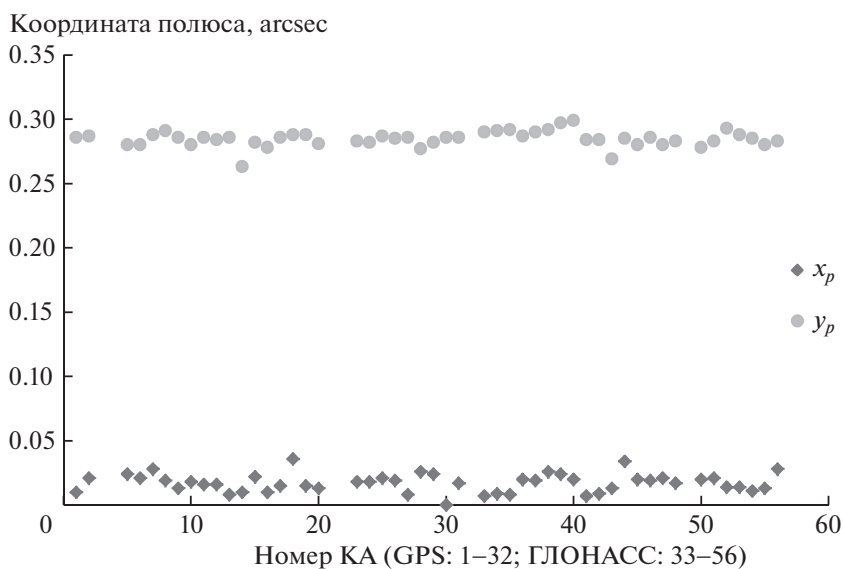


Рис. 10. Координаты полюса Земли на 21.01.2016 по данным автономных решений.

нике рекомендуется использовать в качестве “измерений” бортовые эфемериды спутников, принятые на двух прохождениях для КА GPS и трех прохождениях для КА ГЛОНАСС.

2. В этом случае с.к.о. прогнозирования положений КА ГЛОНАСС-М и КА GPS блок ПФ не превышает 5–6 м на интервале времени 2 сут, 10 м на интервале 3 сут и 15 м на интервале 4–5 сут. Для КА GPS блоки ПА, ПИР, ПИР-М данная погрешность увеличивается примерно в 2–3 раза. Это лучше аналогичных показателей автономного

прогнозирования координат КА в навигационных приемниках, опубликованных в литературе.

3. Коэффициент учета солнечного давления α практически полностью определяется типом блока КА GPS и ГЛОНАСС. Значение α для каждого индивидуального спутника лишь незначительно варьируется относительно некоторой средней величины коэффициента, специфичной для соответствующего блока КА. Не выявлено зависимости значения коэффициента α от плоскости орбиты КА, его положения на орбите и времени

Таблица 5. Средние координаты полюса Земли на 15.03.2015 по данным автономных решений

Система	$x_p, ''$	$y_p, ''$
ГЛОНАСС (15 КА)	0.001 ± 0.008	0.377 ± 0.007
GPS (30 КА)	0.010 ± 0.014	0.375 ± 0.017
ГЛОНАСС и GPS (45 КА)	0.007 ± 0.012	0.376 ± 0.011
МСВЗ [17]	0.00278	0.37459

Таблица 6. Средние координаты полюса Земли на 21.01.2016 по данным автономных решений

Система	$x_p, ''$	$y_p, ''$
ГЛОНАСС (23 КА)	0.017 ± 0.007	0.286 ± 0.007
GPS (27 КА)	0.017 ± 0.007	0.284 ± 0.005
ГЛОНАСС и GPS (50 КА)	0.017 ± 0.007	0.285 ± 0.006
МСВЗ [17]	0.01641	0.28647

эксплуатации спутника. В качестве продолжения работы планируется определение среднего значения коэффициента α для спутников новых поколений ГЛОНАСС-К и GPS блок IIIA (по накоплению необходимой статистической информации с нескольких КА каждого типа).

4. Улучшение начальных параметров движения КА в алгоритме автономного прогнозирования проводится с одновременным уточнением координат полюса Земли. При этом точность определения координат полюса в отсутствие априорной информации о значении этих параметров составляет несколько единиц миллисекунд дуги.

5. Предполагается расширить действие метода на автономное определение и прогнозирование движения КА навигационных систем Galileo и Beidou.

6. Возможно применение в автономном алгоритме аналитического метода прогнозирования параметров движения ИСЗ, например, разработанного на основе [18, 19].

7. Предложенный алгоритм автономного прогнозирования КА ГЛОНАСС и GPS может быть использован в перспективных навигационных приемниках.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен коллективу разработчиков отечественного навигационного приемника GeoS: А.А. Коркушу, В.П. Польшикову, А.И. Шилову и др. за постановку задачи и применение результатов настоящего исследования. Автор признателен М.В. Васильеву за полезные обсуждения работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. В. Васильев, Н. В. Михайлов, Н. В. Васильева, в сб.: XVI Санкт-Петербургская международная конференция по интегрированным навигационным системам, 2009 (С.-Петербург: ГНЦ РФ ЦНИИ “Электроприбор”, 2009), с. 283.
2. M. Seppänen, J. Ala-Luhtala, R. Piché, S. Martikainen, and S. Ali-Löyty, *Navigation* **59**, 119 (2012).
3. S. Rautalin, S. Ali-Löyty, and R. Piché, in *2017 International Conference on Localization and GNSS, Nottingham, UK* (IEEE, 2018).
4. Модуль GeoS (М.: ДЦ “ГеоСтар Навигация”), <http://geostar-navi.com/>
5. *Параметры Земли 1990 года (ПЗ-90.11)* (М.: Военно-топографическое управление Генштаба ВС РФ, 2014).
6. Z. Altamimi, P. Rebischung, L. Métivier, and X. Collilieux, *IERS Tech. Note 38* (Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt am Main, 2017).
7. D. D. McCarthy (ed.), *IERS Tech. Note 21* (Observatoire de Paris, 1996).
8. N. Capitaine, P. T. Wallace, and J. Chapront, *Astron. and Astrophys.* **412**, 567 (2003).
9. G. Petit and B. Luzum (eds.), *IERS Tech. Note 32* (Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt am Main, 2004).
10. N. Capitaine, P. T. Wallace, and J. Chapront, *Astron. and Astrophys.* **432**, 355 (2005).
11. J. G. Williams, D. H. Boggs, and W. M. Folkner, *JPL IOM 335-JW,DB,WF-20080314-001* (Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 2013).

12. *S. Aoki, B. Guinot, G. H. Kaplan, H. Kinoshita, D. D. McCarthy, and P. K. Seidelmann*, *Astron. and Astrophys.* **105**, 359 (1982).
13. *W. M. Kaula*, *Theory of satellite geodesy* (Massachusetts: Blaisdell Publ. Co., 1966).
14. *O. Montenbruck and E. Gill*, *Satellite Orbits* (Heidelberg, New York, Dordrecht, London: Springer, 2000).
15. IAU GA 2012 Resolution B2, Beijing, China, August 2012, http://www.iau.org/static/resolutions/IAU2012_English.pdf
16. Информационно-аналитический центр КВНО (Королев: АО “ЦНИИМАШ”), <https://www.glon-ass-iac.ru/>
17. IERS-Earth Orientation data, EOP 14 C04 (IAU2000A), <https://www.iers.org/IERS/EN/Data-Products/EarthOrientationData/eop.html>
18. *S. M. Kudryavtsev*, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* **61**, 207 (1995).
19. *S. M. Kudryavtsev*, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* **82**, 301 (2002).