

УДК 521 : 523.4

ЯВЛЯЕТСЯ ЛИ МЕТОД ГРАВИТАЦИОННОГО МИКРОЛИНЗИРОВАНИЯ ЭФФЕКТИВНЫМ ИНСТРУМЕНТОМ ПОИСКА И ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ МАССИВНОГО ТЁМНОГО ТЕЛА НА ПЕРИФЕРИИ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ?

Ю. П. Филиппов, М. В. Щепалова

В работе выполнен количественный анализ фотометрии феномена гравитационного микролинзирования (ФГМЛ) фоновой звезды Галактики массивным тёмным телом (МТТ), находящимся на периферии Солнечной системы (ПСС), в случае пяти модельных тел. Вычислены полный световой поток и коэффициент (A) усиления блеска источника (КУБИ) фона. Получены формулы для времени микролинзирования (T_0) и массы микролинзы. Показано, что в случае моделей Немезиды/Тюхе почти во всей области пространства свободных параметров (ПСП) реализуется сценарий сильного микролинзирования; оптимальные условия их регистрации достигаются на верхней границе интервала возможных значений гелиоцентрических расстояний (ИВЗГР). При этом КУБИ может достигать значений $A = 45/16$, при $T_0 = 19.3/9.33$ сут. В случае Тюхе возможно наблюдение *анти-теневого эффекта*, что является отличительной особенностью ее обнаружения. В случае моделей Planet Nine-1, Planet Nine-2 и Альтернативной трансплутоновой планеты (АТП) возможно наблюдение лишь слабого гравитационного микролинзирования в части ПСП, а при тесном сближении источника и микролинзы возможно наблюдение *теневого эффекта*. Наиболее жёсткие рамки возможности экспериментального наблюдения данного явления определяются параметром T_0 ($T_0 \geq 1$ час). Здесь также выполнена оценка вероятности реализации ФГМЛ в данный момент и среднего времени между такими событиями. Показано, что метод гравитационного микролинзирования (МГМЛ) эффективен в поиске МТТ на ПСС, при использовании в качестве источника фона звёзд арки Млечного пути или шаровых звёздных скоплений. Строго доказано, что МТТ можно зарегистрировать с наибольшей вероятностью на фоне звёзд арки Млечного пути (последняя не превосходит значения $4.53 \cdot 10^{-5}$ для всех модельных тел). При этом минимальное время ($80 \div 120$ сут) между двумя последовательными ФГМЛ достигается в случае проецирования МТТ на одно из известных шаровых скоплений и сопоставимо по значению или даже меньше продолжительности современных экспериментов по микролинзированию. Таким образом, метод гравитационного микролинзирования является эффективным перспективным инструментом для поиска и исследования свойств МТТ на ПСС.

Ключевые слова: гравитационное микролинзирование, поток, масса, вероятность, планета, Солнечная система.

Актуальность работы. Гипотеза о существовании Немезиды – маломассивной звезды

© Филиппов Ю. П., Щепалова М. В., 2023.

Филиппов Юрий Петрович,

(filippov.yur@ssau.ru),

доцент кафедры общей и теоретической физики

Самарского университета,

443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, 34;

Щепалова Мария Васильевна,

(bcarjennfax9@mail.ru),

студентка-бакалавр 4-го курса физического факультета

Самарского университета,

443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, 34.

спектрального класса М, гравитационно связанной с Солнцем, впервые была сформулирована Р. Мюллером, профессором университета в Беркли (США) и его коллегами в 1984 году [1]. Однако многочисленные наблюдения окрестностей Солнечной системы явно указали на отсутствие такого объекта. В работе [2] Д. Уитмайр и А. Джексон предприняли попытку разрешить указанное противоречие, предположив, что Немезида – массивное тёмное тело (МТТ) субзвёздной массы, типа «коричневый карлик», связанное гравитационным полем с Солнцем, движущееся вместе с ним относительно общего центра масс, и, таким образом, образующее двойную систему. К формулировке ги-

потезы о Немезиде авторов указанных работ подтолкнуло открытие, сделанное палеонтологами Д. Ропом и Д. Сепкоским [3].

Выполнив анализ геологических пластов, принадлежащих разным эпохам, охватывающим последние 250 миллионов лет, Роп и Сепкоски обнаружили 12 событий, отвечающих резкому увеличению смертности живых организмов на Земле, которые повторялись примерно каждые 26 млн лет. Отметим, что более позднее и более масштабное исследование проблемы массового вымирания живых организмов на Земле, выполненное А. Мелоттом и Р. Бамбачем в рамках работы [4], на протяжении последних 470 млн лет, указало на существование не менее 10 подобных событий, которые происходили с периодичностью 27 ± 3 млн лет. Здесь был также обнаружен еще один «цикл вымирания» с периодом 62 млн лет.

Мюллер и его коллеги предположили, что данные события могли иметь внеземную причину, а именно, гравитационное возмущение в облаке комет Оорта, вызванное массивным космическим телом, порождавшим ливень комет во внутренней части Солнечной системы и, как следствие, бомбардировку ими Земли. Последнее приводило к глобальной катастрофе и массовой гибели живого мира.

Многочисленные целенаправленные попытки обнаружить Немезиду («коричневый карлик») с помощью телескопов видимого и инфракрасного диапазонов электромагнитных волн, предпринятые учёными с 80-х годов XX столетия и по настоящее время, не увенчались успехом. Однако, в работе [5] сотрудники одной из коллабораций, работающих с крупнейшим радиотелескопом Atacama Large Millimeter Array (ALMA), в 2015 году доложили о разовом детектировании быстро движущегося одиночного объекта, собственное движение которого составляло около $87''/\text{год}$. Согласно предварительным оценкам, этим объектом мог быть крупный кентавр с диаметром $220 \div 880$ км, расположенный на расстоянии $12 \div 20$ а.е. от Солнца или маломассивный коричневый карлик, гелиоцентрическое расстояние до которого не менее 4000 а.е. В работе [6] сотрудники уже другой коллаборации ALMA в том же 2015 году заявили о единичном случае регистрации другого массивного объекта, также имевшего большое собственное движение. Этим объектом могла быть суперземля с радиусом, превышающим земной в 1.5 раза, и расположенная на расстоянии 300 а.е. от Солнца. Либо это был сверххолодный коричневый карлик, расположенный на гелиоцентрическом расстоянии, не меньшем 20 тысяч а.е.

Многолетние исследования [7] комет показали, что новые кометы, приходящие с периферии Солнечной системы (ПСС), в частности, из облака Оорта, регулярно появляются в окрестности Солнца и проходят свои перигелии. В отдельные годы количество появлений новых комет значитель-

но больше, чем в другие. Периодичность всплесков количеств таких событий может быть напрямую связано с периодичностью движения неизвестного МТТ на ПСС. Это подвигло американского астронома Дж. Матиса и его коллег из университета Луизианы (США) в 2011 году к формулировке новой гипотезы о существовании МТТ в облаке Оорта – Тюхе, являющегося газовым гигантом, подобным Юпитеру [8]. Их гипотеза подкреплялась результатами анализа данных многолетних наблюдений за орбитами комет, сблизившихся с Солнцем. Результаты указывали на то, что около 20% комет, падающих во внутреннюю часть Солнечной системы, «втягиваются», гравитационными силами массивного космического объекта, находящегося в облаке Оорта, но не являющегося звездой. В противном случае процент захваченных гравитационным полем комет был бы гораздо больше.

Данные полного обзора небесной сферы с космического телескопа WISE [9] указали на отсутствие на ПСС планеты, подобной а) Сатурну, – вплоть до 28000 а.е. от Солнца, б) Юпитеру, – до 82000 а.е. и в) коричневого карлика размером с Юпитер – до 26000 а.е. Новые жесткие WISE-ограничения подтолкнули теоретиков к поиску новых моделей МТТ.

Так в 2014 году в работе [10] впервые предложена гипотеза альтернативной транспланетной планеты (АТП) для объяснения орбитального движения объекта пояса Койпера (ОПК) – 2012 VP113. Из сравнительного анализа орбит 2012 VP113 и другого объекта внутренней части облака Оорта – Седны, авторы пришли к выводу, что для корректного объяснения орбит этих тел необходимо существование МТТ на ПСС – планеты с массой, большей земной, и находящейся на гелиоцентрическом расстоянии порядка 250 а.е., движущейся по почти круговой орбите.

Альтернативный сценарий – гипотеза о Девятой планете (Planet Nine) была предложена в 2016 году в работе [11]. Авторы работы количественно обосновали, что гравитационное возмущение, вызванное МТТ, движущимся по эллиптической и умеренно наклонённой орбите с большой полуосью 700 а.е. (Planet Nine) будет наиболее вероятным объяснением кластеризации перигелиев орбит шести далёких объектов пояса Койпера.

В 2021 году британский астроном М. Рован-Робинсон в результате повторного анализа снимков старого ИК-спутника IRAS обнаружил [12] здесь кандидата в МТТ с массой $3 \div 5$ масс Земли на расстоянии 225 ± 15 а.е. от Солнца в созвездии Цефея. Однако, данное «открытие» не получило пока независимого экспериментального подтверждения.

В работе [13] представлен обзор десяти современных наиболее значимых фактов, косвенно указывающих на существование МТТ на ПСС. Более того, здесь был впервые предложен альтерна-

Таблица 1

Основные характеристики Planet Nine-1 (планеты-гиганта, типа Нептун)

Параметр	Значение	Источник данных
Масса (\mathcal{M}_{P9})	$5\mathcal{M}_{\oplus} \leq \mathcal{M}_{P9} \leq 20\mathcal{M}_{\oplus}$	Batygin & Brown [11]
Радиус	$2\mathcal{R}_{\oplus} \leq \mathcal{R}_{P9} \leq 4\mathcal{R}_{\oplus}$	Batygin & Brown [11]
Большая полуось & Эксцентриситет	$a_{P9} = 7.0 \cdot 10^2$ а. е., $\varepsilon_{P9} = 0.6$	Batygin & Brown [11]
Гелиоцентрическое расстояние	280 а. е. $\leq r_{P9} \leq 1120$ а. е.	Batygin & Brown [11]
Период обращения	$T_{P9} = 18529$ лет	Batygin & Brown [11]
Наклонение орбиты	$30^\circ \leq i_{P9} \leq 40^\circ$	Batygin & Brown [11]

Таблица 2

Основные характеристики Planet Nine-2 (планеты земного типа, типа суперземля)

Показатель	Значение	Источник данных
Масса (\mathcal{M}_{P9})	$4.9\mathcal{M}_{\oplus} \leq \mathcal{M}_{P9} \leq 8.4\mathcal{M}_{\oplus}$	Batygin & Brown [23]
Радиус	$1.7\mathcal{R}_{\oplus} \leq \mathcal{R}_{P9} \leq 2.5\mathcal{R}_{\oplus}$	Batygin & Brown [23]
Большая полуось & Эксцентриситет	$a_{P9} = 460.7_{-103.3}^{+178.8}$ а. е., $\varepsilon_{P9} = 0.2 \div 0.5$	Batygin & Brown [23]
Расстояние до перигелия	$q_{P9} = 340_{-70}^{+80}$ а. е.	Batygin & Brown [24]
Период обращения	6800 лет $\leq T_{P9} \leq 16200$ лет	Batygin & Brown [23]
Наклонение орбиты	$11^\circ \leq i_{P9} \leq 21^\circ$	Batygin & Brown [23]

тивный подход к поиску данного тела – с применением метода гравитационного линзирования (МГЛ). В работах [14-18] эта идея получила развитие на примере уже четырёх альтернативных моделей МТТ. Здесь было показано, что сильное линзирование МТТ с фиксацией одновременно двух изображений («духов») источника возможно лишь в случае сценариев Немезиды и Тюхе.

В работах [19,20] было показано, что явление увеличения видимой яркости фонового источника света при сближении последнего с МТТ (явление микролинзирования) гораздо проще фиксировать на эксперименте, нежели явление сильного линзирования. В работах [21,22] выполнен количественный анализ фотометрии феномена методом гравитационного микролинзирования (МГМЛ) МТТ и вероятности его обнаружения данным методом лишь в случае Немезиды и Тюхе.

Главной целью настоящей работы является количественный анализ фотометрии феномена гравитационного микролинзирования МТТ, расположенного на ПСС и описываемого пятью альтернативными моделями; определение вероятности детектирования данного явления. Сравнительный анализ численных результатов для МТТ, описываемого указанными моделями.

1. Основные модели МТТ: их физические свойства и орбитальные характеристики

В настоящей работе будет использовано пять альтернативных моделей МТТ ПСС.

I. Модель коричневого карлика (Немезида),

II. Модель планеты-гиганта, типа Юпитер (Тюхе),

III. Модель планеты-гиганта, типа Нептун (Planet Nine-1),

IV. Модель планеты земного типа, типа суперземля (Planet Nine-2),

V. Модель альтернативной трансплутоновой планеты (АТП).

Обзор основных свойств моделей I, II и V был представлен в работе [17]. В силу существенных различий физических свойств и орбитальных характеристик первой и второй моделей Planet Nine, представленных в работах [11] и [23,24] соответственно, к которым чувствительны численные результаты настоящего исследования, авторами настоящей работы было принято решение разделить исходную модель Planet Nine, представленную как модель III и описанную в работе [17] на две независимые модели: Planet Nine-1 и Planet Nine-2. Значения основных физических параметров МТТ этих моделей представлен в табл. 1 и 2 соответственно.

2. Коэффициент усиления и кривая блеска линзированного источника

Как известно, эффект гравитационной линзы заключается в искривлении хода лучей света от фонового источника света (звёзды, галактики, квазары) в гравитационном поле МТТ, в результате чего образуется несколько изображений источника и его суммарный блеск сильно возрастает. В случае сферически симметричного гравитационного потенциала точечной линзы количество изображений («духов») равно двум. При тесном сближении источника и линзы угловое расстояние между двумя «духами» приблизительно равно угловому диаметру ($2\theta_0$) кольца Эйнштейна [13,17]. Угловой радиус (θ_0) кольца Эйнштейна пропорционален квадратному корню из отношения массы (\mathcal{M}) линзы к расстоянию (D_d) до нее:

$$\theta_0 = \sqrt{\left(\frac{4G\mathcal{M}}{c^2}\right) \frac{D_s - D_d}{D_d D_s}}. \quad (2.1)$$

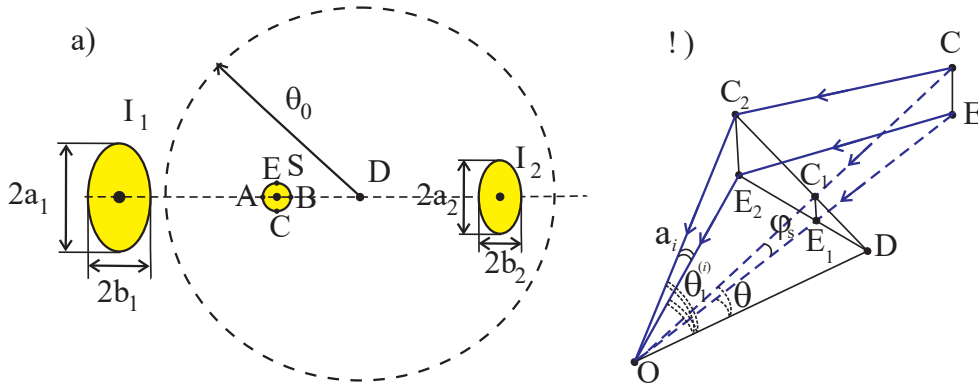


Рис. 1. К определению а) параметров эллипсов изображений I_1 и I_2 ; б) больших полуосей a_i эллипсов изображений (пояснения в тексте)

Для звёзд фона (принадлежащих нашей Галактике) с характерным гелиоцентрическим расстоянием $D_s \sim 10^1 \div 10^3$ пк (с учетом $D_d \ll D_s$) представляется в виде:

$$\theta_0 \approx \sqrt{\left(\frac{4G\mathcal{M}}{c^2}\right) \frac{1}{D_d}}. \quad (2.2)$$

Согласно [17], наблюдать два изображения в оптическом диапазоне фонового источника (сильное линзирование), порождённых сферическим МТТ, в настоящее время возможно лишь с помощью больших космических телескопов (таких как Hubble Space Telescope или James Webb Space Telescope), а в будущем станет возможным с помощью высокогорных телескопов-гигантов (таких как Thirty Meter Telescope или Extremely Large Telescope) в случае, если данное МТТ является коричневым карликом (Немезидой) или планетой-гигантом, подобной Юпитеру (Тюхе). Для объектов меньшей массы (модели III-V) разрешения указанных телескопов будут недостаточными для наблюдения сильного линзирования.

В работах [19,20] было показано, что обнаружить МТТ на эксперименте гораздо проще с использованием феномена гравитационного микролинзирования (ФГМЛ) по изменению потока излучения от фонового источника света.

Рассмотрим задачу об определении величины потока излучения от «духов» источника как функцию времени микролинзирования. Прежде всего вычислим поток излучения от каждого из двух изображений. Для этого воспользуемся следующей упрощённой схемой, позволяющей избежать формального, достаточно громоздкого вычисления. Будем полагать, что форма каждого изображения («духа») есть эллипс¹ (см. рис. 1.а), что, как правило, имеет место в случае нецентрального транзита линзы по отношению к источнику [25]. До феномена линзы источник (S) имел форму круга. «Духи» I_1 и I_2 слегка сжаты вдоль оси, соединяющей $I_1 D I_2$, и растянуты в перпенди-

кулярном направлении. Здесь D – гравитационный дефлектор-микролинза (МТТ).

Телесный угол, под которым данный эллипс видит земной наблюдатель, есть

$$\Omega_{\text{ellipse}} = \pi a b,$$

где a и b – большая и малая (угловые) полуоси получившегося эллипса. Малая полуось эллипса b обусловлена разностью углов отклонений $\theta_1^{(i)}$ для лучей, пришедших от диаметрально противоположных точек источника (A и B), лежащих на прямой $I_1 D I_2$. Углы между направлениями на линзу и на изображения I_1 и I_2 определяются выражениями [13,17]:

$$\theta_1^{(i)} = \frac{\theta}{2} (1 \pm u), \text{ где } u = \sqrt{1 + \frac{4\theta_0^2}{\theta^2}}, \quad i = 1, 2. \quad (2.3)$$

Тогда малая полуось эллипса b есть

$$b_i = \frac{1}{2} |\theta_{1A}^{(i)} - \theta_{1B}^{(i)}| = \frac{|\Delta\theta|}{4} \left(1 \pm \frac{\theta}{\sqrt{\theta^2 + 4\theta_0^2}}\right) = \frac{|\Delta\theta|}{4} \left(1 \pm \frac{1}{u}\right).$$

Согласно рис. 1.а) разность $|\Delta\theta| = |\theta_A - \theta_B| = 2\rho_s$, где ρ_s – угловой радиус источника, следовательно, малую полуось можно тогда представить в следующем виде:

$$b_i = \frac{\rho_s}{2} \left(1 \pm \frac{1}{u}\right). \quad (2.4)$$

Для определения больших полуосей эллипсов изображений I_1 и I_2 рассмотрим ход лучей от двух диаметрально противоположных точек C и E источника S (см. рис. 1.б), эти точки лежат на диаметре, перпендикулярном линии $I_1 D I_2$ (согласно рис. 1.а). Если бы не было гравитационной линзы D , то лучи света от данных точек к наблюдателю распространялись вдоль линий CC_1O и EE_1O . При этом угол между лучами равен $2\rho_s$. При наличии гравитационной линзы к наблюдателю попадают световые лучи, распространяющиеся

¹В общем случае форма изображения источника («духа») представляет собой достаточно сложную фигуру, например, при больших коэффициентах усиления она напоминает лунный серп [25].

вдоль линий CC_2O , EE_2O . В силу симметрии физической системы относительно плоскости, содержащей наблюдателя (т. O), дефлектор (т. D) и центр отрезка CE , треугольники DC_1E_1 и DC_2E_2 являются подобными. Следовательно справедливы следующие соотношения для сторон:

$$\frac{DC_1}{DC_2} = \frac{E_1C_1}{E_2C_2}.$$

Учтем, что $DC_1 \approx D_d \operatorname{tg} \theta$, $DC_2 \approx D_d |\operatorname{tg} \theta_1^{(i)}|$, $E_1C_1 \approx D_d \operatorname{tg} 2\rho_s$, $E_2C_2 \approx D_d \operatorname{tg} 2a_i$, где D_d – расстояние от наблюдателя до линзы. Поскольку все углы являются крайне малыми величинами, то последнее равенство можно представить в виде:

$$\frac{\theta}{|\theta_1^{(i)}|} = \frac{2\rho_s}{2a_i}, \Rightarrow a_i = \rho_s \frac{|\theta_1^{(i)}|}{\theta} = \frac{\rho_s}{2} (u \pm 1).$$

Т.о., большая полуось представляется в виде:

$$a_i = \frac{\rho_s}{2} (u \pm 1), \quad i = 1, 2. \quad (2.5)$$

В итоге телесные углы изображений I_1 , I_2 определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= \pi a_1 b_1 = \pi \frac{\rho_s}{2} (u + 1) \cdot \frac{\rho_s}{2} \left(1 + \frac{1}{u}\right), \Rightarrow \\ \Omega_1 &= \frac{\pi \rho_s^2}{4} \left(2 + u + \frac{1}{u}\right). \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \Omega_2 &= \pi a_2 b_2 = \pi \frac{\rho_s}{2} (u - 1) \cdot \frac{\rho_s}{2} \left(1 - \frac{1}{u}\right), \Rightarrow \\ \Omega_2 &= \frac{\pi \rho_s^2}{4} \left(-2 + u + \frac{1}{u}\right). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Значит потоки излучения, соответствующие изображениям I_1 и I_2 , определяются выражениями:

$$\Phi_1 = \mathcal{I}_0 \Omega_1, \quad \Phi_2 = \mathcal{I}_0 \Omega_2,$$

здесь \mathcal{I}_0 – сила света источника S (будем полагать далее, что данный источник света является изотропным). По размеру и яркости «духи» могут различаться, но их суммарный поток излучения больше потока нелинзированного источника S :

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{tot}} &= \Phi_1 + \Phi_2 = \mathcal{I}_0 (\Omega_1 + \Omega_2) = \\ &= \mathcal{I}_0 \frac{\pi \rho_s^2}{2} \left(u + \frac{1}{u}\right) > \mathcal{I}_0 \pi \rho_s^2 = \Phi_0. \end{aligned}$$

В численном анализе результатов удобно использовать коэффициент усиления блеска источника (КУБИ), определяемый отношением суммарного потока (Φ_{tot}) излучения, пришедшего от двух «духов» линзы, к величине потока (Φ_0) нелинзированного источника:

$$A = \frac{\Phi_{\text{tot}}}{\Phi_0} = \frac{\Omega_1 + \Omega_2}{\pi \rho_s^2} = \frac{1}{2} \left(u + \frac{1}{u}\right). \quad (2.8)$$

Рассмотрим подробнее два важных частных случая:

1. Случай малого сближения источника и линзы, т.е. $\theta_0/\theta \ll 1$, тогда для u и A можно приближенно записать:

$$u \approx 1 + 2 \left(\frac{\theta_0}{\theta}\right)^2 - 2 \left(\frac{\theta_0}{\theta}\right)^4, \quad \frac{1}{u} \approx 1 - 2 \left(\frac{\theta_0}{\theta}\right)^2 + 2 \left(\frac{\theta_0}{\theta}\right)^4, \Rightarrow$$

$$A = 1 + 2 \left(\frac{\theta_0}{\theta}\right)^4 \approx 1. \quad (2.9)$$

2. Случай тесного сближения источника и линзы, т.е. $\theta_0/\theta \gg 1$. Тогда для u и A можно приближенно записать:

$$u \approx 2 \frac{\theta_0}{\theta}, \quad \frac{1}{u} \approx \frac{\theta}{2\theta_0} \ll 1, \Rightarrow A \approx \frac{\theta_0}{\theta}. \quad (2.10)$$

Т.о., коэффициент усиления в этом случае просто равен отношению углового радиуса кольца Эйнштейна к угловому расстоянию между дефлектором и истинным положением источника S .

2.1. Случай соединения источника и линзы ($\theta \rightarrow 0$). При расположении на одной прямой (соединении) фонового источника света S и линзы D блеск, определяемый выражением (2.10), формально стремится к бесконечности, т.к. $\Omega_1 + \Omega_2 \rightarrow \infty$. Так происходит из-за приближённых вычислений полуосей эллипсов a_i и b_i . При соединении S и D , вокруг D образуется светящееся кольцо – «кольцо Эйнштейна». Оно имеет радиус θ_0 , а, следовательно, длину по периметру $2\pi\theta_0$ и толщину, равную

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} 2b_i = \rho_s,$$

угловому радиусу источника. Другими словами, телесный угол Ω , занимаемый таким кольцом на небесной сфере, равен $2\pi\theta_0\rho_s$. Коэффициент усиления в этом случае будет равен

$$A_{\text{max}} = \frac{2\pi\theta_0\rho_s}{\pi\rho_s^2} = \frac{2\theta_0}{\rho_s} = \sqrt{\frac{2\mathfrak{R}_{Sh}^{(\odot)} D_d}{\mathfrak{R}^2} \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_{\odot}}\right)}, \quad (2.11)$$

где

$$\mathfrak{R}_{Sh}^{(\odot)} = \left(\frac{2G\mathfrak{M}_{\odot}}{c^2}\right) = 2.95 \text{ км}$$

есть радиус Шварцшильда для Солнца; \mathfrak{R} – линейный радиус линзы.

Векторы пространственных скоростей источника (S) света, линзы (D) и наблюдателя (O) всегда можно разложить на две взаимно перпендикулярные составляющие, одна из которых перпендикулярна, а другая – параллельна картинной плоскости линзы. Перпендикулярные составляющие их скоростей слабо изменяют такие основные физические параметры как, например, радиус кольца Эйнштейна [25], поэтому далее мы не будем принимать их во внимание. Компоненты скоростей указанных тел, параллельные картинной плоскости линзы, складываются, приводя к относительному движению источника S в плоскости линзы D .

Рассмотрим движение источника S в плоскости линзы (см. рис. 2). Истинная траектория движения источника S изображена пунктирной линией, а траектории «духов» – сплошными линиями I_1 и I_2 . Концентрическая окружность по отношению к линзе D есть кольцо Эйнштейна. Величину углового расстояния θ между источником света S

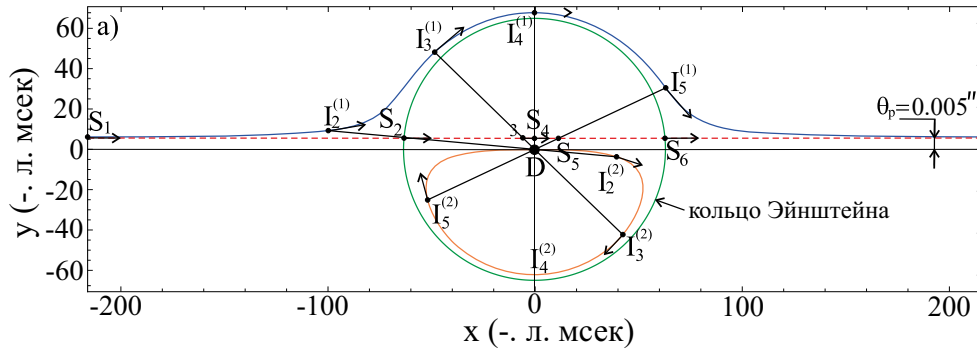


Рис. 2. Траектории движения источника (S) и его изображений I_1 и I_2 (направление движения источника и изображений указаны стрелками), сформированных точечной гравитационной линзой (Немезидой с массой $\mathfrak{M}_N = 0.07 \cdot M_\odot$ и расстоянием $D_d = 30$ тыс. а. е.) при значении прицельного углового параметра $\theta_p = 0.005''$, согласно [17] (объяснения в тексте)

и гравитационной линзой D можно найти согласно теореме Пифагора:

$$\theta(t) = \sqrt{(\Omega t)^2 + \theta_p^2}, \quad (2.12)$$

здесь t – время движения источника света S . За начало отсчёта времени $t = 0$ выбран момент, когда угловое расстояние между S и D было минимальным и равно θ_p (далее будем называть его *прицельным параметром*). Ω – угловая скорость видимого движения источника S в указанной картинной плоскости относительно прямой «наблюдатель-линза». Положения изображений I_1 и I_2 относительно линзы D задаются углами $\theta_1^{(i)}$, определяемыми формулой (2.3), где $\theta(t)$ задаётся формулой (2.12), а параметр u определяется выражением:

$$u(t) = \sqrt{1 + \frac{4\theta_0^2}{(\Omega t)^2 + \theta_p^2}}. \quad (2.13)$$

Согласно (2.8), полный поток излучения есть $\Phi_{\text{tot}}(t) = A(t)\Phi_0$, где

$$A(t) = \frac{1}{2} (u(t) + u(t)^{-1}). \quad (2.14)$$

Очевидно, поток (КУБИ) является чётной функцией времени относительно момента $t = 0$. Аналитическая зависимость полного потока (или интенсивности) излучения фонового источника от времени его линзирования ($\Phi_{\text{tot}}(t)$), фиксируемого наблюдателем, определяет *кривую блеска источника*.

3. Определение времени

микролинзирования и массы микролинзы

Далее определим характерное время микролинзирования. Вновь рассмотрим движение источника S в плоскости гравитационной микролинзы. Вычислим коэффициент усиления A в случае, когда источник S находится на границе кольца Эйнштейна ($\theta(t) = \theta_0$). Согласно (2.13)-(2.14), имеем

$$A_0 = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4\theta_0^2}{\theta_0^2}} + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4\theta_0^2}{\theta_0^2}}} \right) = \frac{1}{2} \left(\sqrt{5} + \frac{1}{\sqrt{5}} \right)$$

или $A_0 = 1.342$. В соответствии с этой величиной определяется полное время пересечения кольца, со-

гласно (2.12):

$$\theta_0^2 = (\Omega \cdot T_0/2)^2 + \theta_p^2, \Rightarrow T_0 = 2 \sqrt{\frac{\theta_0^2 - \theta_p^2}{\Omega}}. \quad (3.1)$$

Последнюю величину, как правило, принимают в качестве *характерного времени микролинзирования* МТТ. Из последнего выражения, с учётом (2.2), следует явное выражение для массы микролинзы:

$$\mathfrak{M} = \frac{c^2 D_d}{4G} \left(\theta_p^2 + \left(\frac{\Omega T_0}{2} \right)^2 \right). \quad (3.2)$$

Т.о., для определения массы микролинзы необходимо знать расстояние до нее (D_d), прицельный параметр θ_p , угловую скорость относительного движения Ω и характерное время микролинзирования T_0 .

Далее рассмотрим важный частный *случай тесного сближения источника и линзы* ($\theta \ll \theta_0$). Именно в данном случае отчётливо проявляется эффект микролинзирования. Очевидно, что $\theta_p \ll \theta_0$, поскольку θ_p есть минимальное значение угла θ . Тогда

$$T_0 \approx \frac{2\theta_0}{\Omega} \approx \frac{4}{\Omega} \sqrt{\left(\frac{G\mathfrak{M}}{c^2} \right) \frac{1}{D_d}}, \quad (3.3)$$

$$\mathfrak{M} = \frac{c^2 D_d}{4G} \left(\frac{\Omega T_0}{2} \right)^2. \quad (3.4)$$

Угловая скорость Ω движения источника относительно линзы принадлежит интервалу:

$$|\omega_d - \mu_s| \leq \Omega \leq (\omega_d + \mu_s), \quad (3.5)$$

где ω_d – угловая скорость движения линзы относительно Солнца (наблюдателя) – определяется выражением вида:

$$\omega_d = \frac{V_d}{D_d},$$

где V_d – линейная трансверсальная скорость линзы (вектор которой лежит в картинной плоскости линзы). Как известно, параметры V_d и D_d принад-

лежат интервалам:

$$\sqrt{\frac{G \mathfrak{M}_\odot}{a} \left(\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \right)} \leq V_d \leq \sqrt{\frac{G \mathfrak{M}_\odot}{a} \left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} \right)},$$

$$a(1-\varepsilon) \leq D_d \leq a(1+\varepsilon), \Rightarrow$$

$$\sqrt{\frac{G \mathfrak{M}_\odot}{a^3} \frac{1-\varepsilon}{(1+\varepsilon)^3}} \leq \omega_d \leq \sqrt{\frac{G \mathfrak{M}_\odot}{a^3} \frac{1+\varepsilon}{(1-\varepsilon)^3}}, \quad (3.6)$$

здесь a, ε – большая полуось, эксцентриситет эллиптической орбиты (определяемой относительно Солнца) линзы. Параметр μ_s – собственное движение звезды фона. Для большинства хорошо изученных и относительно близких звезд нашей Галактики эта величина заключена в интервале:

$$0.001''/\text{год} \leq \mu_s \leq 1''/\text{год}. \quad (3.7)$$

4. Оценка вероятности детектирования МТТ с использованием МГМЛ

Рассмотрим задачу об оценке вероятности детектирования МТТ на ПСС с использованием МГМЛ. Для этого определим частоту событий микролинзирования ν как отношение числа событий ΔN микролинзирования МТТ ко времени наблюдений Δt :

$$\nu = \frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{n_\Omega \Delta \Omega}{\Delta t}, \quad (4.1)$$

здесь учтено, что $\Delta N = n_\Omega \Delta \Omega$, где n_Ω – поверхностная концентрация звезд фона (ПКЗФ) в окрестности гравитационной линзы – отношение количества звезд фона, звездная величина которых не превосходит предельной звездной величины m_{lim} , наблюдающихся в единице телесного угла; m_{lim} – предельная звездная величина звезд, которые еще могут быть отчетливо разрешены используемым инструментом и блеск которых еще можно измерить в наблюдениях; $\Delta \Omega$ – телесный угол, который «замечает» на небесной сфере кольцо Эйнштейна гравитационной линзы в процессе своего движения за время наблюдений Δt (с учетом собственного движения звезды). Согласно [26], телесный угол, замечаемый кольцом Эйнштейна гравитационной линзы на небесной сфере, можно представить в виде:

$$\Delta \Omega = \frac{\Delta S}{D_d^2} = \frac{(2\theta_0 D_d)(D_d \Omega \Delta t)}{D_d^2} = 2\theta_0 \Omega \Delta t.$$

Следовательно, частота событий микролинзирования есть

$$\nu = 2 n_\Omega \theta_0 \Omega. \quad (4.2)$$

Величина, обратная ν , будет определять среднее время между двумя последовательными событиями микролинзирования:

$$\tau = \frac{1}{\nu} = \frac{1}{2 n_\Omega \theta_0 \Omega}. \quad (4.3)$$

Для оценки минимального и максимального значений параметра τ воспользуемся результатами (2.2), (3.5), (3.6), (4.3). В итоге τ_{\min} и τ_{\max} запишутся так:

$$\tau_{\min} = \frac{1}{2} n_\Omega^{-1} \sqrt{\frac{a(1-\varepsilon)}{2\mathfrak{M}_{\text{Sh}}^{(\odot)} \mathfrak{M}_{\text{max}}} \left(\sqrt{\frac{G \mathfrak{M}_\odot}{a^3} \frac{1+\varepsilon}{(1-\varepsilon)^3}} + \mu_{\text{max}} \right)^{-1}},$$

$$\tau_{\max} = \frac{1}{2} n_\Omega^{-1} (\min[\theta_0(\omega_d - \mu)])^{-1}.$$

В частном предельном случае бесконечно далёкого источника фона ($\mu_s \rightarrow 0$) искомые пограничные значения параметра τ представляются в виде:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{\min} &= \frac{c a^2 (1-\varepsilon)^2}{4 n_\Omega G \mathfrak{M}_\odot \sqrt{(\mathfrak{M}_{\text{max}}/\mathfrak{M}_\odot)(1+\varepsilon)}}, \\ \tau_{\max} &= \frac{c a^2 (1+\varepsilon)^2}{4 n_\Omega G \mathfrak{M}_\odot \sqrt{(\mathfrak{M}_{\text{min}}/\mathfrak{M}_\odot)(1-\varepsilon)}} \end{aligned} \right\}. \quad (4.4)$$

Тогда вероятность того, что в данный момент времени имеет место ФГМЛ, можно определить как

$$W = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{T_0}{\tau}, & \text{если } T_0 < \tau, \\ 1, & \text{если } T_0 \geq \tau \end{array} \right\}. \quad (4.5)$$

При этом отношение $x = T_0/\tau$, с учетом (3.3), можно представить в виде:

$$x = \frac{T_0}{\tau} = 4 n_\Omega \theta_0^2 = 4 n_\Omega \left(\frac{\theta_0''}{206265''} \right)^2. \quad (4.6)$$

В последнем выражении радиус кольца Эйнштейна θ_0 представлен в радианной мере, а θ_0'' – в угловых секундах. В итоге вероятность можно представить в виде:

$$W = \left\{ \begin{array}{ll} x, & \text{если } x < 1, \\ 1, & \text{если } x \geq 1 \end{array} \right\}. \quad (4.7)$$

5. Численные результаты и анализ

Рассмотрим численные значения основных результатов, полученных в параграфах 2-4, и выполним их анализ.

5.1. КУБИ и время микролинзирования

В табл. 1 представлены результаты для максимального значения коэффициента усиления блеска (A_{max}), определяемого формулой (2.11) и времени (T_0) микролинзирования МТТ, определяемого выражением (3.3), в рамках моделей I-V.

Случай Немезиды. Очевидно, что чем ближе Немезида к Солнцу (наблюдателю), тем коэффициент усиления A_{max} меньше (см. табл. 1), однако при фиксированном прицельном параметре θ_p , величина A существенно больше для меньших гелиоцентрических расстояний (см. рис. 3.а-3.б). В сценарии маломассивной Немезиды ($\mathfrak{M}_N^{(\text{min})}/\mathfrak{M}_\odot = 0.01241$), находящейся в окрестности своего перигелия, КУБИ составляет $A_{\text{max}} = 4.34$, при этом время линзирования $T_0 = 11 \div 30$ сут. Последний параметр становится весьма чувствительным к величине и направлению собственного движения быстро перемещающейся линзируемой звезды (при $\mu_s = \pm 1''/\text{год}$, см. также рис. 3.г). Если Немезида расположена в своем афелии, то $A_{\text{max}} = 10.3$, что соответствует значительному увеличению блеска звезды фона на 2.5^m , при этом время линзирования заключено в интервале $T_0 = 26 \div 68$ сут.

Значения коэффициента усиления блеска (максимальные) и времени микролинзирования для различных значений параметров моделей АТТ I-V

Немезида							
$r_N^{(\min)} = 8800$ а.е.				$r_N^{(\max)} = 167200$ а.е.			
$\mathfrak{M}_N/\mathfrak{M}_\odot$	A_{\max}	$\mu, ''/\text{год}$	$T_0, \text{сут}$	$\mathfrak{M}_N/\mathfrak{M}_\odot$	A_{\max}	$\mu, ''/\text{год}$	$T_0, \text{сут}$
0.0124 (min)	4.34	0.001	16.3	0.0124 (min)	18.9	0.001	1159
		+1	11.2			+1	8.10
		-1	30.2			-1	8.20
0.070 (max)	10.3	0.001	37.7	0.070 (max)	45.0	0.001	2689
		+1	26.1			+1	19.2
		-1	68.1			-1	19.5

Тюхе							
$r_N^{(\min)} = 2000$ а.е.				$r_N^{(\max)} = 120000$ а.е.			
$\mathfrak{M}_T/\mathfrak{M}_J$	A_{\max}	$\mu, ''/\text{год}$	$T_0, \text{сут}$	$\mathfrak{M}_T/\mathfrak{M}_J$	A_{\max}	$\mu, ''/\text{год}$	$T_0, \text{сут}$
1 (min)	1.12	0.001	1.43	1 (min)	4.45	0.001	82.9
		+1	1.34			+1	2.59
		-1	1.53			-1	2.76
13 (max)	2.07	0.001	5.11	13 (max)	16.0	0.001	297.2
		+1	4.78			+1	9.33
		-1	5.49			-1	9.93

Planet Nine-1							
$r_N^{(\min)} = 280$ а.е.				$r_N^{(\max)} = 1120$ а.е.			
$\mathfrak{M}_{P9}/\mathfrak{M}_\oplus$	$(A_{\max} - 1) \times 100\%$	$\mu, ''/\text{год}$	$T_0, \text{сут}$	$\mathfrak{M}_{P9}/\mathfrak{M}_\oplus$	$(A_{\max} - 1) \times 100\%$	$\mu, ''/\text{год}$	$T_0, \text{сут}$
5 (min)	0.052	0.001	0.025	5 (min)	0.835	0.001	0.100
		+1	0.025			+1	0.097
		-1	0.025			-1	0.103
20 (max)	0.052	0.001	0.050	20 (max)	0.825	0.001	0.200
		+1	0.050			+1	0.195
		-1	0.050			-1	0.206

Planet Nine-2							
$r_N^{(\min)} = 270$ а.е.				$r_N^{(\max)} = 581$ а.е.			
$\mathfrak{M}_{P9}/\mathfrak{M}_\oplus$	$(A_{\max} - 1) \times 100\%$	$\mu, ''/\text{год}$	$T_0, \text{сут}$	$\mathfrak{M}_{P9}/\mathfrak{M}_\oplus$	$(A_{\max} - 1) \times 100\%$	$\mu, ''/\text{год}$	$T_0, \text{сут}$
4.9 (min)	0.087	0.001	0.024	4.9 (min)	0.407	0.001	0.051
		+1	0.024			+1	0.051
		-1	0.024			-1	0.052
8.4 (max)	0.055	0.001	0.031	8.4 (max)	0.258	0.001	0.067
		+1	0.031			+1	0.067
		-1	0.031			-1	0.067

АТП							
$r_N^{(\min)} = 200$ а.е.				$r_N^{(\max)} = 2000$ а.е.			
$\mathfrak{M}_{АТП}/\mathfrak{M}_\oplus$	$(A_{\max} - 1) \times 100\%$	$\mu, ''/\text{год}$	$T_0, \text{сут}$	$\mathfrak{M}_{АТП}/\mathfrak{M}_\oplus$	$(A_{\max} - 1) \times 100\%$	$\mu, ''/\text{год}$	$T_0, \text{сут}$
0.1 (min)	0.0027	0.001	0.0025	0.1 (min)	0.272	0.001	0.025
		+1	0.0025			+1	0.024
		-1	0.0025			-1	0.027
15 (max)	0.015	0.001	0.031	15 (max)	1.50	0.001	0.310
		+1	0.031			+1	0.290
		-1	0.031			-1	0.333

Здесь параметр A очень чувствителен к значению прицельного параметра θ_p (см. рис. 3.в).

В случае сверхмассивной Немезиды ($\mathfrak{M}_N^{(\max)}/\mathfrak{M}_\odot = 0.070$) КУБИ составляет $A_{\max} = 18.9 \div 44.9$, что соответствует изменению блеска звезды фона $3.2^m \div 4.1^m$! При линзировании медленных звёзд (с $\mu_s = \pm 0.001''/\text{год}$), время линзирования становится чрезвычайно большим $1159 \div 2689$ сут. В настоящее время эксперимен-

тально определяемое время микролинзирования составляет от 1 часа до 500 суток [27]. Т.о., данный сценарий является неблагоприятным для эксперимента, но в принципе, технически достижимым в будущем. Однако ситуация становится благоприятной, если выполняется линзирование относительно быстрой звезды (с $\mu_s = \pm 1''/\text{год}$). В этом случае $T_0 = 8.2 \div 19.2$ сут.

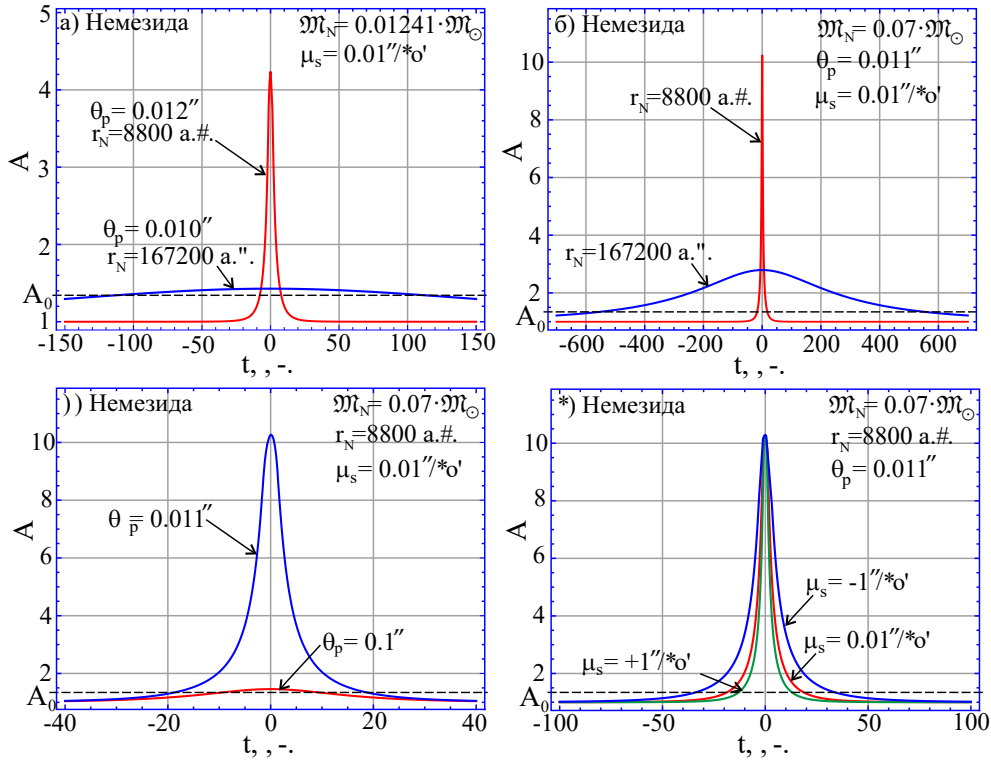


Рис. 3. Зависимость КУБИ фона, линзируемого Немезидой, от времени линзирования: для а) двух значений (максимального и минимального) её гелиоцентрического расстояния, прицельного параметра и минимально допустимой массы, б) двух значений (максимального и минимального) её гелиоцентрического расстояния и максимально допустимой массы, в) двух значений прицельного параметра θ_p , г) трёх значений собственного движения звезды фона (пояснения в тексте)

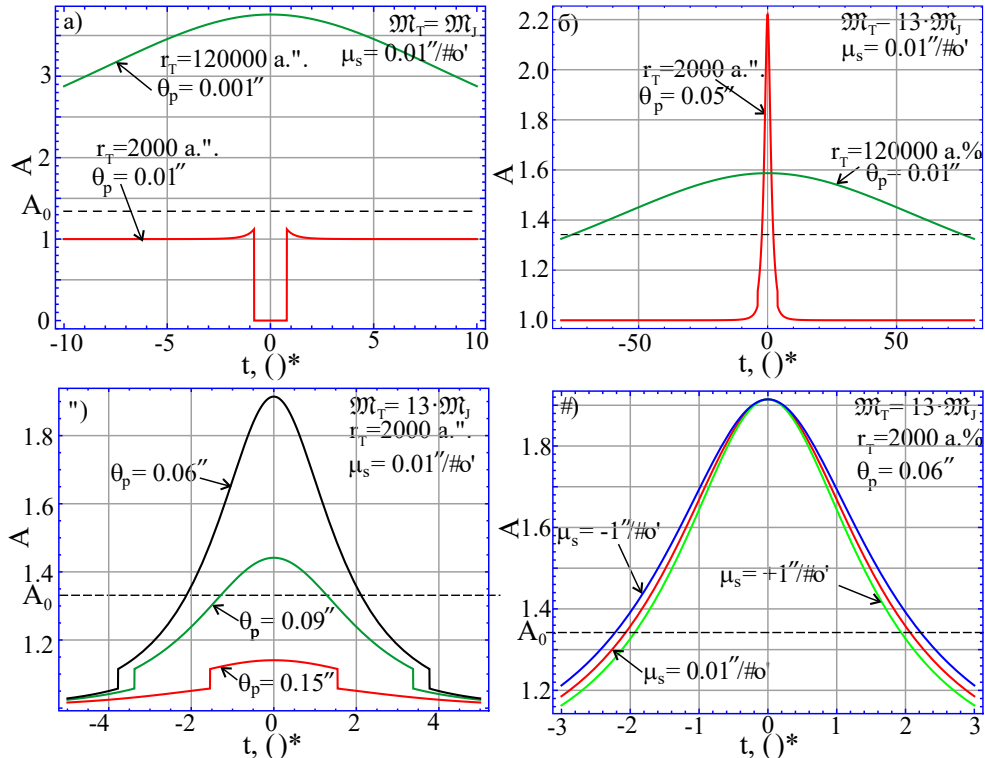


Рис. 4. Зависимость КУБИ фона, линзируемого Тюхе, от времени линзирования для а) двух значений (максимального и минимального) её гелиоцентрического расстояния, прицельного параметра и минимально допустимой массы, б) двух значений (максимального и минимального) её гелиоцентрического расстояния и максимально допустимой массы, в) трёх значений прицельного параметра θ_p , г) для трёх значений собственного движения звезды фона (пояснения в тексте)

Случай Тюхе. Сценарий маломассивной Тюхе ($\mathcal{M}_T^{(min)} = \mathcal{M}_J$), находящейся на внутренней гра-

нице облака Оорта ($r_N = 2000$ а.е.), характеризуется лишь *слабым микролинзированием* (просмат-

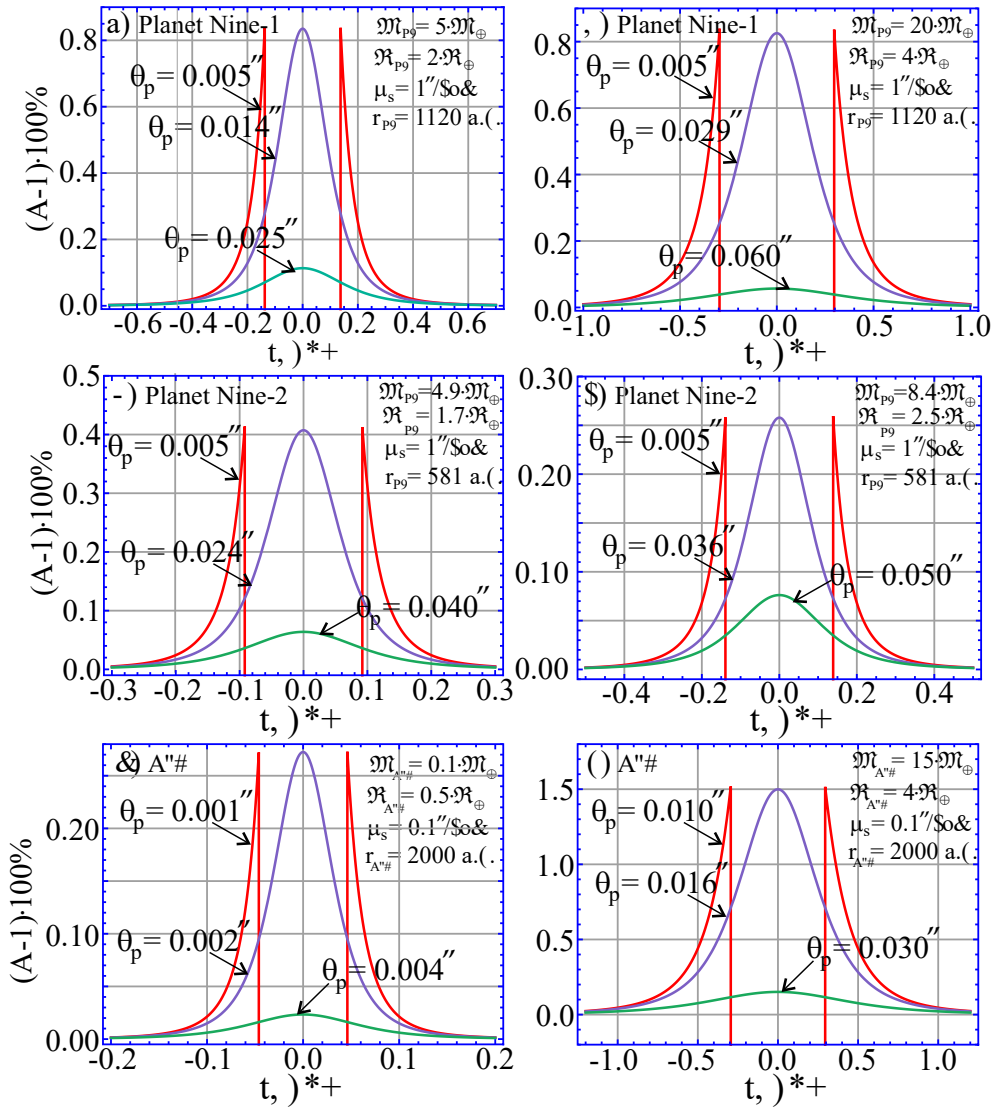


Рис. 5. Зависимость КУБИ фона, линзируемого Planet Nine-1, Planet Nine-2, АТП, расположенных на максимально допустимом гелиоцентрическом расстоянии, в случае: а), в), д) минимально допустимой массы, б) максимально допустимой массы в случае трёх значений прицельного параметра (пояснения в тексте)

риваются лишь два малых пика, расположенных симметрично относительно «провала») со значением коэффициента $A_{\max} \leq 1.12$, обусловленным наблюдением лишь одного «духа» источника с характерным *теневым эффектом* – феноменом исчезновения обоих духов за телом микролинзы (проявляются как прямоугольный «провал» на кривой $A(t)$). Как было показано в работах [13,17], на расстояниях, меньших 6060 а.е., угловой диаметр Тюхе больше углового радиуса её кольца Эйнштейна, и потому один из двух «духов» всегда затмевается телом линзы. Однако, если Тюхе окажется существенно более компактным объектом, чем Юпитер, то в этом случае можно зафиксировать существенный сигнал ($A_{\max} \geq 3.80$ (см. рис. 4.а). В сценарии сверхмассивной Тюхе ($M_T^{(\min)} = 13 M_J$), находящейся в окрестности перигелия, эффект сильного микролинзирования (с наблюдением двух «духов») достижим, однако величина КУБИ небольшая ($A_{\max} < 2.07$). Время линзирования составляет $T_0 = 4.8 \div 5.4$ сут.

Если же планета находится на внешней границе облака Оорта ($r_N = 120000 \text{ а.е.}$), то КУБИ принимает значения из интервала $4.45 \div 16.0$, что соответствует изменению блеска линзируемой звезды $1.6^m \div 3.0^m$! Однако, процесс линзирования здесь требует существенно более тесного сближения источника и линзы, ибо радиус кольца Эйнштейна для Тюхе здесь крайне мал (см. рис. 4.а-б), а кривая блеска очень чувствительна к величине прицельного параметра θ_p (см. рис. 4.в). При этом здесь возможен *антитеневой эффект* – скачкообразное изменение КУБИ вблизи пика рассматриваемой зависимости, в результате выхода из области геометрической тени второго «духа», уже вносящего существенный вклад в полный поток излучения в данный момент (см. рис. 4.б)-в). Этот эффект – характерная особенность Тюхе, поскольку в работах [13,17] было показано, что радиус кольца Эйнштейна незначительно больше углового радиуса планеты, и потому второй «дух» выходит из геометрической тени Тюхе лишь вблизи глав-

ного пика кривой КУБИ, уже имея значительную яркость и изменяя скачком значение КУБИ на величину, не превышающую 10%. При этом время микролинзирования здесь $2.6 \div 297$ сут.

Как и в случае Немезиды, время линзирования Тухе имеет слабую «чувствительность» к направлению собственного движения быстрых звёзд на внутренней границе Облака Оорта (см. рис. 4.г). На внешней границе данная «чувствительность» фактически не просматривается.

Случай Planet Nine-1. В данном случае возможно наблюдение лишь слабого гравитационного микролинзирования. При этом на нижней границе интервала возможных значений гелиоцентрических расстояний (ИВЗГР) коэффициент усиления блеска в случае маломассивной/сверхтяжёлой планеты отличается от единицы всего лишь на 0.052%, при этом время микролинзирования $T_0 = 0.025 \div 0.050$ сут. Современные астрономические приёмники излучения способны фиксировать относительные изменения потока излучения с ошибкой, не превосходящей 0.01%, для звёзд с видимой звёздной величиной $m_{\text{lim}} \geq 11^m$ [28]. Следовательно, с учётом экспериментальных ограничений на время микролинзирования, указанных выше, в случае сверхтяжёлой Planet Nine-1 ($M_{P9}/M_{\oplus} = 20$) возможна регистрация явления микролинзирования. На верхней границе ИВЗГР КУБИ превышает единицу уже на 0.8%, а время микролинзирования принимает значения $T_0 = 0.097 \div 0.206$ сут, что соответствует экспериментальным ограничениям и ФГМЛ может быть зафиксирован на эксперименте. Согласно рис. 5.а)-б), кривая зависимости КУБИ от времени крайне чувствительна к величине прицельного параметра θ_p . На данных рисунках отчётливо видно, что при значениях прицельного параметра $\theta_p \leq 0.014''/0.029''$, на внутренней/внешней границе ИВЗГР наблюдается теневой эффект с характерным прямоугольным провалом на оси симметрии кривой. При больших значениях данного параметра этот эффект не наблюдается. При $\theta_p \geq 0.025/0.060''$ максимальное значение КУБИ становится незначительным в сравнении с максимально возможным его значением при данных значениях массы МТТ и его гелиоцентрического расстояния.

Случай Planet Nine-2. В данном случае, вблизи своего перигелия КУБИ МТТ превышает единицу лишь на (0.055 \div 0.087)%, при этом время микролинзирования составляет $T_0 = 0.024 \div 0.031$ сут и не зависит от скорости и направления движения звезды фона. К сожалению, продолжительность микролинзирования здесь меньше 1 часа (хотя и не значительно!), и потому, скорее всего, явление микролинзирования в данном случае не сможет быть зафиксировано. Однако в окрестности афелия (581 а.е.) КУБИ превышает единицу уже на 0.258 \div 0.407%, а время микролинзирования составляет $T_0 = 0.051 \div 0.067$ сут. Феномен микролинзирования с подобными значе-

ниями указанных параметров может быть экспериментально зафиксирован на нетусклых звёздах фона. Согласно рис. 5.в)-г), кривая зависимости КУБИ от времени линзирования крайне чувствительна к величине прицельного параметра θ_p . При $\theta_p \leq 0.024''/0.036''$, на внутренней/внешней границе ИВЗГР наблюдается теневой эффект. При больших значениях данного параметра этот эффект не наблюдается. При $\theta_p \geq 0.040/0.050''$ максимальное значение КУБИ становится незначительным в сравнении с максимально возможным его значением при тех же значениях массы и гелиоцентрического расстояния МТТ.

Случай АТП. Как и в двух предыдущих случаях на нижней границе ИВЗГР время гравитационного микролинзирования и КУБИ принимают ультранизкие значения. Поэтому МТТ не сможет быть обнаружено с помощью МГМЛ. Однако на верхней границе ИВЗГР, даже для планеты, подобной Марсу, КУБИ отличается от единицы более чем на 0.27%, а время микролинзирования составляет немного меньше одного часа. Если же АТП является планетой с массой $15 M_{\oplus}$, величина $(A_{\text{max}} - 1)$ составит 1.5%. К сожалению и здесь продолжительность ФГМЛ меньше одного часа. Если в будущих экспериментах по микролинзированию удастся понизить нижнюю границу для параметра T_0 , то АТП сможет быть зафиксирована посредством МГМЛ. Как и в предыдущем случае, КУБИ очень чувствителен к значению θ_p .

Таким образом, с помощью МГМЛ МТТ типа Planet Nine 1, Planet Nine 2 или АТП выгоднее всего искать на дальней границе ИВЗГР, как раз в тех областях Солнечной системы, где методы прямого поиска МТТ в видимом и инфракрасном диапазонах крайне ограничены в поиске данного объекта. Следовательно, в рамках будущих программ поиска МТТ на ПСС *методы прямого поиска МТТ обязательно должны использоваться совместно с МГМЛ.*

5.2. Вероятность детектирования МТТ

Для численного расчёта параметров τ_{min} , τ_{max} и вероятности W регистрации явления микролинзирования в данный момент, определяемых выражениями (4.5) и (4.6)-(4.7) соответственно, необходимо знать поверхностную концентрацию (n_{Ω}) звёзд фона. Если полагать, что имеется N_* звёзд, звёздная величина которых не превосходит m_{lim} , расположенных в пределах телесного угла $\Delta\Omega$, то средняя концентрация звёзд определится выражением:

$$n_{\Omega} = \frac{N_*}{\Delta\Omega}.$$

Полагая, что все N_* звёзд, определяемые значениями табл. 4, согласно [29], распределены равномерно по всей поверхности небесной сферы, в результате средняя поверхностная концентрация звёзд определится формулой:

$$n_{\Omega}^{(*)} = \frac{N_*}{4\pi}.$$

Количество звёзд N_* , наблюдаемых с Земли на всем небосводе, видимая звёздная величина которых не превосходит m_{lim} , согласно [29]

m_{lim}	N_*	m_{lim}	N_*	m_{lim}	$N_*, \times 10^6$	m_{lim}	$N_*, \times 10^6$
0^m	4	5^m	1602	10^m	0.340	15^m	36.9
1^m	15	6^m	4800	11^m	0.927	16^m	83.7
2^m	48	7^m	14000	12^m	2.46	17^m	182
3^m	171	8^m	42000	13^m	6.29	18^m	374
4^m	513	9^m	121000	14^m	15.5	19^m	733

Значения параметра n_Ω для некоторых предельных значений m_{lim} представлены в третьей колонке табл. 5.

Для достижения большей вероятности регистрации явления микролинзирования и минимизации времени между двумя последовательными событиями микролинзирования необходимо, чтобы поверхностная концентрация была как можно больше. Следовательно, необходимо также рассмотреть определение поверхностной концентрации звёзд в области шаровых звёздных скоплений и арки Млечного пути, где величина n_Ω , очевидно, принимает ультравысокие значения.

Выполним оценку поверхностной концентрации звёзд в шаровом скоплении М13. Согласно [30], общее количество звёзд, образующих скопление, составляет $N_*^{(GC)} = 4 \cdot 10^5$. При этом его угловой радиус составляет $\rho_{gc} = 13' = 3.78 \cdot 10^{-3}$ рад. Тогда

$$n_\Omega^{(GC)} = \frac{N_*^{(GC)}}{\pi \cdot \rho_{gc}^2} = 8.9 \cdot 10^9 \approx 10^{10} \text{ срад}^{-1}.$$

Отметим, что в нашей Галактике насчитывается около $N_{GC} = 180$ шаровых скоплений.

Далее выполним оценку поверхностной концентрации звёзд ($n_\Omega^{(MW)}$) в арке Млечного пути. Для этого учтем, что концентрация звёзд в окрестности Солнечной системы составляет $n_* = 0.15 \text{ пк}^{-1}$ [31]. Ради простоты вычислений будем полагать, что окружение Солнечной системы составляют звёзды, подобные Солнцу. Если полагать, что самые тусклые звёзды, которые еще видны с поверхности Земли в соответствующие оптические инструменты, имеют блеск $m_{\text{max}} = +16^m$, а абсолютная звёздная величина Солнца составляет $M_\odot = +4.74^m$, то, с использованием формулы Погсона и закона обратных квадратов, можно определить максимальное расстояние до самых далёких звёзд указанной звёздной величины:

$$r_{\text{max}} = 10 \text{ пк} \cdot 10^{-0.2(M_\odot - m_{\text{max}})} = 1790 \text{ пк}.$$

Далее учитывая тот факт, что Солнечная система расположена вблизи галактического экватора и основная часть звёзд Галактики сосредоточена в его тонком диске толщиной $H = 300 \text{ пк}$, то область пространства, включающая в себя все указанные звёзды, представляет собой цилиндр, толщиной H , геометрический центр которого совпадает с Солнечной системой, а его радиус равен r_{max} . Тогда общее количество звёзд, заполняющих дан-

ный цилиндр, будет

$$N_{\text{tot}} = n_* \cdot \pi \cdot r_{\text{max}}^2 \cdot H = 4.53 \cdot 10^8 \text{ звёзд}.$$

Полагая далее, что все эти звёзды проецируются на боковую стенку цилиндра, при наблюдении из Солнечной системы, можно определить искомое концентрацию как

$$n_\Omega^{(GC)} = \frac{N_{\text{tot}}}{\Delta\Omega_{MW}} = \frac{N_{\text{tot}} r_{\text{max}}}{2\pi h} = 4.30 \cdot 10^8 \text{ срад}^{-1},$$

где $h = H/r_{\text{max}} = 0.1675$ рад; $\Omega_{MW} = 2\pi h = 1.05$ срад – телесный угол арки Млечного пути.

В таблице 5 представлены численные результаты для минимальных и максимальных значений вероятности реализации ФГМЛ звезды фона линзой в данный момент и среднего времени между двумя такими последовательными событиями (в приближении бесконечно далёкого источника фона), определяемых выражениями (4.6)-(4.7) и (4.4) соответственно, в случае пяти модельных тел.

Очевидно, что искомые вероятности явления микролинзирования любого модельного МТТ на одиночных звёздах фона первой звёздной величины являются экстремально малыми ($10^{-17} \div 10^{-12}$), а характерное время τ в некоторых случаях превосходит в 10^3 раз время существования Вселенной! Именно поэтому на регистрацию подобных событий не стоит надеяться. Даже для телескопов с проникающей силой, большей 16^m , максимальная вероятность детектирования феномена микролинзы не превосходит в случае Немезиды величины $8.37 \cdot 10^{-6}$, Тюхе – $6.53 \cdot 10^{-6}$, Planet Nine-1 – $2.26 \cdot 10^{-7}$, Planet Nine-2 – $7.80 \cdot 10^{-8}$, АТП – $2.37 \cdot 10^{-8}$. При этом минимальное значение времени τ в случае Немезиды составляет 12800 лет, Тюхе – 2160 лет, Planet Nine-1 – 481 год, Planet Nine-2 – 1240 лет, АТП – 359 лет. Очевидно, полученные значения времени τ_{min} многократно больше продолжительности экспериментов по гравитационному микролинзированию в рамках проектов МАСНО, EROS, OGLE, SuperМАСНО, MOA, и потому ФГМЛ малоэффективен в поиске МТТ при попытке его линзировать спорадическими звёздами вплоть до $+16^m$.

Однако ситуация становится много более благоприятной для ФГМЛ МТТ на звёздах арки Млечного Пути. Для всех модельных тел эта вероятность увеличивается в 65 раз, в силу такого же превосходства поверхностной концентрации звёзд в арке Млечного Пути в сравнении с концентрацией равномерно распределённых звёзд, звёздная

Таблица 5

Основные характеристики детектирования феномена микролинзирования МТТ

m_{lim}	$n_{\Omega, (1/срад)}$	W_{min}	W_{max}	$\tau_{min, лет}$	$\tau_{max, лет}$
Немезида					
1 ^m	1.193	$1.40 \cdot 10^{-14}$	$1.50 \cdot 10^{-12}$	$7.13 \cdot 10^{10}$	$2.66 \cdot 10^{14}$
3 ^m	13.61	$1.60 \cdot 10^{-13}$	$1.71 \cdot 10^{-11}$	$6.25 \cdot 10^9$	$2.34 \cdot 10^{13}$
6 ^m	382.0	$4.48 \cdot 10^{-12}$	$4.80 \cdot 10^{-10}$	$2.23 \cdot 10^8$	$8.32 \cdot 10^{11}$
8 ^m	3342	$3.92 \cdot 10^{-11}$	$4.20 \cdot 10^{-9}$	$2.55 \cdot 10^7$	$9.51 \cdot 10^{10}$
10 ^m	27056	$3.17 \cdot 10^{-10}$	$3.40 \cdot 10^{-8}$	$3.14 \cdot 10^6$	$1.18 \cdot 10^{10}$
12 ^m	$1.97 \cdot 10^5$	$2.30 \cdot 10^{-9}$	$2.46 \cdot 10^{-7}$	$4.34 \cdot 10^5$	$1.62 \cdot 10^9$
14 ^m	$1.23 \cdot 10^6$	$1.45 \cdot 10^{-8}$	$1.55 \cdot 10^{-6}$	$6.90 \cdot 10^4$	$2.58 \cdot 10^8$
16 ^m	$6.66 \cdot 10^6$	$7.81 \cdot 10^{-8}$	$8.37 \cdot 10^{-6}$	$1.28 \cdot 10^4$	$4.77 \cdot 10^7$
МП	$4.30 \cdot 10^8$	$5.04 \cdot 10^{-6}$	$5.40 \cdot 10^{-4}$	198	$7.39 \cdot 10^4$
M13	$1.00 \cdot 10^{10}$	$1.17 \cdot 10^{-4}$	$1.26 \cdot 10^{-2}$	8.51	$3.18 \cdot 10^4$
Тюхе					
1 ^m	1.193	$1.50 \cdot 10^{-15}$	$1.17 \cdot 10^{-12}$	$1.21 \cdot 10^{10}$	$1.56 \cdot 10^{14}$
3 ^m	13.61	$1.71 \cdot 10^{-14}$	$1.33 \cdot 10^{-11}$	$1.06 \cdot 10^9$	$1.37 \cdot 10^{13}$
6 ^m	382.0	$4.80 \cdot 10^{-13}$	$3.74 \cdot 10^{-10}$	$3.77 \cdot 10^7$	$4.89 \cdot 10^{11}$
8 ^m	3342	$4.20 \cdot 10^{-12}$	$3.28 \cdot 10^{-9}$	$4.30 \cdot 10^6$	$5.59 \cdot 10^{10}$
10 ^m	27056	$3.40 \cdot 10^{-11}$	$2.65 \cdot 10^{-8}$	$5.32 \cdot 10^5$	$6.90 \cdot 10^9$
12 ^m	$1.97 \cdot 10^5$	$2.46 \cdot 10^{-10}$	$1.92 \cdot 10^{-7}$	$7.35 \cdot 10^4$	$9.54 \cdot 10^8$
14 ^m	$1.23 \cdot 10^6$	$1.55 \cdot 10^{-9}$	$1.21 \cdot 10^{-6}$	$1.17 \cdot 10^4$	$1.51 \cdot 10^8$
16 ^m	$6.66 \cdot 10^6$	$8.37 \cdot 10^{-9}$	$6.53 \cdot 10^{-6}$	$2.16 \cdot 10^3$	$2.81 \cdot 10^7$
МП	$4.30 \cdot 10^8$	$5.40 \cdot 10^{-7}$	$4.21 \cdot 10^{-4}$	33.5	$4.34 \cdot 10^5$
M13	$1.00 \cdot 10^{10}$	$1.26 \cdot 10^{-5}$	$9.80 \cdot 10^{-3}$	1.44	$1.87 \cdot 10^4$
Planet Nine-1					
1 ^m	1.193	$2.53 \cdot 10^{-15}$	$4.04 \cdot 10^{-14}$	$2.68 \cdot 10^9$	$1.72 \cdot 10^{11}$
3 ^m	13.61	$2.88 \cdot 10^{-14}$	$4.61 \cdot 10^{-13}$	$2.36 \cdot 10^8$	$1.51 \cdot 10^{10}$
6 ^m	382.0	$8.09 \cdot 10^{-13}$	$1.29 \cdot 10^{-11}$	$8.39 \cdot 10^6$	$5.37 \cdot 10^8$
8 ^m	3342	$7.08 \cdot 10^{-12}$	$1.13 \cdot 10^{-10}$	$9.59 \cdot 10^5$	$6.14 \cdot 10^7$
10 ^m	27056	$5.73 \cdot 10^{-11}$	$9.17 \cdot 10^{-10}$	$1.18 \cdot 10^5$	$7.58 \cdot 10^6$
12 ^m	$1.97 \cdot 10^5$	$4.14 \cdot 10^{-10}$	$6.63 \cdot 10^{-9}$	$1.64 \cdot 10^4$	$1.05 \cdot 10^6$
14 ^m	$1.23 \cdot 10^6$	$2.61 \cdot 10^{-9}$	$4.18 \cdot 10^{-8}$	$2.60 \cdot 10^3$	$1.66 \cdot 10^5$
16 ^m	$6.66 \cdot 10^6$	$1.41 \cdot 10^{-8}$	$2.26 \cdot 10^{-7}$	$4.81 \cdot 10^2$	$3.08 \cdot 10^4$
МП	$4.30 \cdot 10^8$	$9.10 \cdot 10^{-7}$	$1.46 \cdot 10^{-5}$	7.45	477
M13	$1.00 \cdot 10^{10}$	$2.12 \cdot 10^{-5}$	$3.39 \cdot 10^{-4}$	0.32	20.5
Planet Nine-2					
1 ^m	1.193	$4.77 \cdot 10^{-15}$	$1.40 \cdot 10^{-14}$	$6.92 \cdot 10^9$	$3.43 \cdot 10^{10}$
3 ^m	13.61	$5.44 \cdot 10^{-14}$	$1.59 \cdot 10^{-13}$	$6.07 \cdot 10^8$	$3.01 \cdot 10^9$
6 ^m	382.0	$1.53 \cdot 10^{-12}$	$4.48 \cdot 10^{-12}$	$2.16 \cdot 10^7$	$1.07 \cdot 10^8$
8 ^m	3342	$1.34 \cdot 10^{-11}$	$3.92 \cdot 10^{-11}$	$2.47 \cdot 10^6$	$1.22 \cdot 10^7$
10 ^m	27056	$1.08 \cdot 10^{-10}$	$3.17 \cdot 10^{-10}$	$3.05 \cdot 10^5$	$1.51 \cdot 10^6$
12 ^m	$1.97 \cdot 10^5$	$7.83 \cdot 10^{-10}$	$2.29 \cdot 10^{-9}$	$4.22 \cdot 10^4$	$2.09 \cdot 10^5$
14 ^m	$1.23 \cdot 10^6$	$4.93 \cdot 10^{-9}$	$1.45 \cdot 10^{-8}$	$6.70 \cdot 10^3$	$3.32 \cdot 10^4$
16 ^m	$6.66 \cdot 10^6$	$2.66 \cdot 10^{-8}$	$7.80 \cdot 10^{-8}$	$1.24 \cdot 10^3$	$6.14 \cdot 10^3$
МП	$4.30 \cdot 10^8$	$1.72 \cdot 10^{-6}$	$5.04 \cdot 10^{-6}$	19.2	95.2
M13	$1.00 \cdot 10^{10}$	$4.00 \cdot 10^{-5}$	$1.17 \cdot 10^{-4}$	$8.26 \cdot 10^{-1}$	4.09
АТТ					
1 ^m	1.193	$2.83 \cdot 10^{-17}$	$4.25 \cdot 10^{-14}$	$2.00 \cdot 10^9$	$2.45 \cdot 10^{12}$
3 ^m	13.61	$3.23 \cdot 10^{-16}$	$4.84 \cdot 10^{-13}$	$1.75 \cdot 10^8$	$2.15 \cdot 10^{11}$
6 ^m	382.0	$9.06 \cdot 10^{-15}$	$1.36 \cdot 10^{-11}$	$6.25 \cdot 10^6$	$7.66 \cdot 10^9$
8 ^m	3342	$7.93 \cdot 10^{-14}$	$1.19 \cdot 10^{-10}$	$7.15 \cdot 10^5$	$8.75 \cdot 10^8$
10 ^m	27056	$6.42 \cdot 10^{-13}$	$9.62 \cdot 10^{-10}$	$8.83 \cdot 10^4$	$1.08 \cdot 10^8$
12 ^m	$1.97 \cdot 10^5$	$4.64 \cdot 10^{-12}$	$6.96 \cdot 10^{-9}$	$1.22 \cdot 10^4$	$1.49 \cdot 10^7$
14 ^m	$1.23 \cdot 10^6$	$2.93 \cdot 10^{-11}$	$4.39 \cdot 10^{-8}$	$1.94 \cdot 10^3$	$2.37 \cdot 10^6$
16 ^m	$6.66 \cdot 10^6$	$1.58 \cdot 10^{-10}$	$2.37 \cdot 10^{-7}$	359	$4.39 \cdot 10^5$
МП	$4.30 \cdot 10^8$	$1.02 \cdot 10^{-8}$	$1.53 \cdot 10^{-5}$	5.55	$6.80 \cdot 10^3$
M13	$1.00 \cdot 10^{10}$	$2.37 \cdot 10^{-7}$	$3.56 \cdot 10^{-4}$	$2.39 \cdot 10^{-1}$	292

величина которых не превосходит +16^m. Следует отметить, что полная вероятность регистрации такого события должна определяться до-

полнительным понижающим фактором $W_{MW} = \Omega_{MW}/4\pi = 0.0838$, определяющим вероятность случайного проецирования МТТ на арку Млечного

пути. В итоге максимальная полная вероятность искомого события есть $W_{\text{tot}} = W_{\text{max}} \cdot W_{MW}$ и не превосходит значения $4.53 \cdot 10^{-5}$ для Немезиды, $3.53 \cdot 10^{-5}$ – для Тюхе, $1.22 \cdot 10^{-6}$ – для Planet Nine-1, $4.22 \cdot 10^{-7}$ – для Planet Nine-2, $1.28 \cdot 10^{-6}$ – для АТП. При этом минимальное время между двумя последовательными ФГМЛ здесь уменьшается в случае Немезиды до значения 198 лет, Тюхе – 33.5 лет, Planet Nine-1 – 7.45 лет, Planet Nine-2 – 19.2 лет, АТП – 5.5 лет, что в большинстве случаев сопоставимо с продолжительностями долгосрочных программ поиска и исследования МТТ в рамках указанных выше проектов. В частности, МТТ, обнаруженный британским астрономом М. Рованом-Робинсоном, может получить подтверждение своего существования именно благодаря линзированию на звёздах фона арки Млечного Пути в ближайшие $5 \div 10$ лет, поскольку согласно прогнозам астронома, данный объект находится в созвездии Цефея и проецируется на указанную арку.

Однако, если МТТ спроецируется на шаровое скопление, то вероятность детектирования феномена микролинзирования будет существенно выше предыдущих значений. Так, например, максимальная вероятность явления микролинзирования Немезиды в этом случае составит – $1.26 \cdot 10^{-2}$, Тюхе – $9.80 \cdot 10^{-3}$, Planet Nine-1 – $3.39 \cdot 10^{-4}$, Planet Nine-2 – $1.17 \cdot 10^{-4}$, АТП – $3.56 \cdot 10^{-4}$, а минимальные значения времени τ для данных модельных тел составляют 8.51 лет, 1.44 лет, 0.32 лет, 0.83 года, 0.24 года соответственно. Указанные времена сравнимы с продолжительностью самого явления микролинзирования, а в некоторых случаях даже меньше (!) продолжительности экспериментов по поиску феноменов микролинзирования в рамках указанных выше проектов. Этот сценарий реализации феномена микролинзирования наиболее благоприятен для поиска МТТ. Однако, проецирование МТТ на шаровое скопление, в предположении произвольной ориентации её орбиты в пространстве, есть также случайный процесс, характеризуемый вероятностью, равной $W_p \approx N_{GC} \cdot \pi \cdot \rho_{gc}^2 / 4\pi = 6.43 \cdot 10^{-4}$. В результате максимальная полная вероятность такого феномена микролинзирования есть $W_{\text{tot}} = W_{\text{max}} \cdot W_p$, и в случае Немезиды не превосходит значения $8.10 \cdot 10^{-6}$, Тюхе – $6.30 \cdot 10^{-6}$, Planet Nine-1 – $2.18 \cdot 10^{-7}$, Planet Nine-2 – $7.52 \cdot 10^{-8}$, АТП – $2.29 \cdot 10^{-7}$.

Из сопоставления численных результатов для двух последних случаев приходим к выводу: МТТ на ПСС можно зарегистрировать с наибольшей вероятностью на фоне звёзд арки Млечного пути. При этом минимальное время между двумя последовательными событиями микролинзирования достигается в случае проецирования МТТ на одно из известных шаровых скоплений.

Литература

1. Davis M., Hut P. Muller R. A. Extinction of species by periodic comet showers. – Nature. – 1984. – V.308. – P. 715–717.
2. Whitmire D. P., Jackson A. A. Are periodic mass extinctions driven by a distant solar companion? – 1984. – Nature. – 308. – 713-715.
3. Raup D. M. and Sepkoski J.J. Periodicity of Extinctions in the Geologic Past. – Proceedings of the National Academy of Sciences. – 1984. – V.81. – P. 801-805.
4. Melott A. and Bambach R. Analysis of periodicity of extinction using the 2012 geological timescale. – Paleobiology. – 2014. – V.40(2) – P. 177-196.
5. Liseau R., W.Vlemmings W., O’Gorman E., Bertone E., Chavez M., De la Luz V. A new submm source within a few arcseconds of θ Centauri: ALMA discovers the most distant object of the solar system. – arXiv:1512.02652.
6. Vlemmings W., Ramstedt S., Maercker M., Davidsson B. The serendipitous discovery of a possible new solar system object with ALMA. – arXiv:1512.02650.
7. Yarris L. Does A Companion Star to Sun cause Earth’s periodic mass extinctions? – Science Beat, Spring LBL Research Review. – 1987. – URL: <http://www2.lbl.gov/Science-Articles/Archive/extinctions-nemesis.html>. Дата обращения: 25.05.2023.
8. Matese J. J., Whitmire D. P., Whitman P. G. Cometary evidence of a massive body in the outer Oort cloud – 2011. – Icarus. – 2. – 926-938.
9. Luhman K. L. A search for a distant companion to the Sun with the wide-field infrared survey explorer. – The Astrophysical Journal. – 2014. – 781. – P. 4.
10. Trujillo C. A., Sheppard S. S. A Sedna-like body with a perihelion of 80 astronomical units. – 2014. – Nature. – 507. – 471.
11. Batygin K., Brown M. Evidence for a distant giant planet in the solar system. – The American Astronomical Letters. – 2016. – V.151. – № 2.
12. Rowan-Robinson M. A search for Planet 9 in the IRAS data. – Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2022. – V.510(3). – P. 3716–3726.
13. Филиппов Ю.П. Чобану М.И. Гипотеза

- о существовании Немезиды и Тюхе. I. Основные физические свойства тел. – Вестник молодых учёных и специалистов Самарского университета. – 2015. – №2(7). – С. 17-34.
14. Philippon J. P., Chobanu M. I. Nemesis, Tyche, Planet Nine Hypotheses. I. Can We Detect the Bodies Using Gravitational Lensing? – Publications of the Astro-nomical Society of Australia. – 2016. – V33. – e033.
15. Филиппов Ю. П., Щепалова М. В. Количественный анализ возможности прямого обнаружения массивного темного тела на периферии Солнечной системы с использованием метода гравитационного линзирования. – V Всероссийская астрономическая конференция "Небо и Земля", посвященная 90-летию астрономической обсерватории ИГУ. – 2021. – С. 43-48.
16. Филиппов Ю. П., Щепалова М. В. Метод гравитационного линзирования: возможно ли прямое обнаружение массивного тёмного тела на периферии Солнечной Системы? – III Международная научно-практическая конференция "Чтения имени В. В. Терешковой". – 2022. – С. 71-78.
17. Филиппов Ю. П., Щепалова М. В. Метод гравитационного линзирования: какие типы массивных объектов можно непосредственно обнаружить сегодня на периферии Солнечной системы? – Вестник молодых учёных и специалистов Самарского университета. – 2022. – №2(21) – С. 50-63.
18. Филиппов Ю. П., Щепалова М. В. Какие типы массивных объектов можно сегодня непосредственно обнаружить на периферии Солнечной Системы с использованием метода гравитационного линзирования? – IV Международная научно-практическая конференция "Чтения имени В. В. Терешковой". – 2023. – С. 101-108.
19. Paczynski B. Gravitational Microlensing at Large Optical Depth Astrophysical Journal. – 1986. – V.301. – P. 503-516.
20. Paczynski B. Gravitational Microlensing by the Galactic Halo. – Astrophysical Journal. – 1986. – V.304. – P. 1-5.
21. Филиппов Ю. П., Чобану М. И. Гипотеза о существовании Немезиды и Тюхе. II. Использование метода гравитационного микролинзирования для оценки вероятности их детектирования – Вестник молодых учёных и специалистов Самарского государственного университета. – 2015. – №2(7). – С. 35-50.
22. Филиппов Ю. П., Щепалова М. В. Метод гравитационного микролинзирования как эффективный инструмент поиска и исследования свойств массивного тёмного тела на периферии Солнечной Системы. – IV Международная научно-практическая конференция "Чтения имени В. В. Терешковой". – 2023. – С. 109-116.
23. Brown M. E. and Batygin K. The Orbit of Planet Nine. – The Astronomical Journal. – 2021. – V.162(5). – 219 – 16 pp.
24. Belyakov M., Bernardinelli P. H., and Brown M. E. Limits on the Detection of Planet Nine in the Dark Energy Survey. – The Astronomical Journal. – 2022. – V.163(5). – 216 – 9 pp.
25. Захаров А. Ф., Сажин М. В. Гравитационное микролинзирование. – 1998. – Успехи Физических Наук. – Т.168. – №10. – 1141-1183.
26. Выгодский М. Я. Справочник по высшей математике. – М.: АСТ, Астрель. – 2006. – 992 с.
27. Udalski A. The Optical Gravitational Lensing Experiment. Real Time Data Analysis Systems in the OGLE-III Survey. – ACTA ASTRONOMICA. – 2003. – V.53. – P. 291-305.
28. Mullally S. E., Sloan G. C., Hermes J. J., Kunz M. et. al. Searching for TESS Photometric Variability of Possible JWST Spectrophotometric Standard Stars. – The Astronomical Journal. – 2022. – V163:136. – 13pp.
29. Сурдин В. Г. Звёзды. М.: Физматлит. – 2013. – 428 с.
30. O'Meara S. J.; Levy D. H. Deep-Sky Companions: The Messier Objects. – Cambridge University Press, 1998. – 324 p.
31. Gregersen E. The Milky Way and Beyond: Stars, Nebulae, and Other Galaxies (An Explorer's Guide to the Universe). – Britannica Educational Pub. – 2010. – 218 p.

IS THE METHOD OF GRAVITATIONAL MICROLENSING AN EFFECTIVE TOOL FOR SEARCHING AND STUDYING THE PROPERTIES OF A MASSIVE DARK BODY AT THE PERIPHERY OF THE SOLAR SYSTEM?

Ju.P. Philippov, M.V. Shchepalova

In the work a quantitative analysis of the photometry of the Gravitational Microlensing Phenomenon (GMP) of a background star of the Milky Way by a Massive Dark Body (MDB), located on the Solar System Periphery (SSP) are made in the case of five model bodies. The total luminous flux and its magnification (A) are calculated. Formulas for the microlensing time (T_0) and mass of microlens are obtained. It is shown that in the case of the Nemesis/Tyche models, the strong microlensing for their registration are realized almost in the entire Space of Model Free Parameters (SMFP) and optimal conditions of registration are achieved at the upper boundary of the Interval Possible Values of Heliocentric Distances (IPVHD). In this case, the magnification can reach values $A = 45/16$, at $T_0 = 19.3/9.33$ days. In the case of Tyche, it is possible to observe the anti-shadow effect, which is a special feature of its discovery. Only *weak gravitational microlensing* is possible to registration of Planet Nine-1, Planet Nine-2 and the Alternative Transplutonian Planet (ATP) in the part of the SMFP, and the *shadow effect* can be fixed at the close approach of the MDB and background star. The most rigid framework for the possibility of experimental observation phenomenon are determined by the T_0 parameter ($T_0 > 1$ hour). The probability of this phenomenon occurring at a given moment and the average time between such events are estimated. It is shown that the method of gravitational microlensing (MGML) is effective in MTT search when using of background stars of the Milky Way arch or globular star clusters. It has been proven that MTT can be registered with the highest probability on the background stars of the Milky Way arch (the latter does not exceed $4.53 \cdot 10^{-5}$ for all model bodies). The minimum time ($80 \div 120$ days) between two successive microlensing events is achieved in the case of MDB projection onto one of the known globular clusters. The value of time is comparable or even less than the duration of modern microlensing experiments. Thus, the MGML is an effective and promising tool for searching and studying the properties of MDB on the SSP.

Статья поступила в редакцию 28.05.2023.

© Philippov J. P., Shchepalova M. V., 2023.

Philippov Jury Petrovich, (filippov.yup@ssau.ru), associate professor of General and Theoretical Physics Department of Samara University, 443086, Russia, Samara, Moscovskoye shosse, 34;
Shchepalova Maria Vasil'evna, (6carjennfax9@mail.ru), 4th year student of the Faculty of Physics of Samara University, 443086, Russia, Samara, Moscow shosse, 34.