

## ОЦЕНКА МАССЫ, СПИНА И МАГНИТНОГО ПОЛЯ МИКРОКВАЗАРА Н 1743-322 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

© 2018 г. А. А. Турсунов<sup>1, 2, \*</sup>, М. Колош<sup>1, \*\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики, Факультет философии и науки, Силезский университет, Чешская Республика

<sup>2</sup>Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова,

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

\*E-mail: arman.tursunov@pf.slu.cz

\*\*E-mail: martin.kolos@pf.slu.cz

Поступила в редакцию 23.10.2017 г.

Изучение квазипериодических осцилляций (КПО) рентгеновского излучения, наблюдаемых в спектре многих микроквazarов, является эффективным инструментом для проверки и понимания физических явлений, происходящих в режиме сильной гравитации. КПО могут быть объяснены колебаниями заряженных частиц аккреционного диска вращающейся черной дыры в присутствии внешнего магнитного поля. В работе изучается модель магнитной релятивистской прецессии, при помощи которой впервые приводятся оценки массы и спина центрального компактного объекта микроквзара Н 1743-322. Кроме того, обсуждаются возможные значения внешних магнитных полей, а также их влияние на поведение заряженных частиц в окрестности вращающейся черной дыры.

DOI: 10.7868/S0044002718020162

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Микроквazar — это двойная система, состоящая из компактного объекта, такого, как черная дыра, и звезды-компаньона (донора). Материя звезды компаньона со временем перетекает в черную дыру, образуя вокруг компактного объекта аксиально-симметричную структуру, называемую аккреционным диском. Трение материи аккреционного диска приводит к ее нагреву и электромагнитному излучению в широком диапазоне, в том числе и рентгеновском. Одним из перспективных направлений в понимании явлений, протекающих в условиях сильной гравитации, является изучение квазипериодических осцилляций (КПО) рентгеновского излучения, наблюдаемых в микроквзарах, содержащих черные дыры. Современные технические достижения позволяют измерять частоты КПО с достаточно высокой точностью, что в свою очередь дает возможность извлечь полезную информацию о параметрах черных дыр и их окрестностей. КПО-сигналы обычно имеют разные частоты, доходя до 0.5 кГц для черных дыр. В основном КПО можно разделить на высокочастотные (ВЧ) КПО и низкочастотные (НЧ) КПО с частотами до 500 Гц и до 30 Гц соответственно. Иногда ВЧ КПО от черных дыр детектируются в паре

пиков, частоты которых имеют отношение, близкое к 3:2.

Частица, вращающаяся вокруг черной дыры, может совершать колебательные движения около стабильной орбиты. Частоты этих колебаний, как оказалось, могут быть сравнимы с частотами наблюдаемых КПО. Так как плазма аккреционного диска содержит заряженные частицы, то описываемая модель должна отражать также возможное влияние внешних магнитных полей. Таким образом, предлагаемая в настоящей работе модель состоит из следующих минимальных предположений. Наблюдаемые КПО производятся заряженными частицами, движущимися в окрестности вращающейся черной дыры Керра. Вся система находится во внешнем магнитном поле, которое предполагаем однородным на бесконечности. В настоящей работе описанная модель применяется для объяснения КПО, наблюдаемых в микроквзаре Н 1743-322, вероятно, содержащем черную дыру. Движение заряженных частиц во внешнем однородном магнитном поле вокруг невращающейся черной дыры, а также сравнение колебаний частиц с КПО других микроквazarов было изучено в работе [1]. Частоты колебаний заряженной частицы вокруг слабонамагниченной черной дыры Керра были найдены в [2]. Оценки магнитных полей, по всей видимости, имеющих галактическую природу,

в окрестностях микроквazarов GRS 1915+105, XTE 1550-564 и GRO 1655-40 по наблюдениям КПО приведены в [3]. В настоящей работе мы в основном будем опираться на методы и результаты указанных работ для нахождения параметров кандидата в черные дыры, микроквazара H 1743-322.

## 2. ДИНАМИКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Существует ряд свидетельств, подтверждающих присутствие магнитных полей в галактиках. Например, среднее значение магнитного поля в центре нашей Галактики оценивается в  $\sim 10$  Гс [4]. Напряженность магнитного поля максимальна в центре Галактики и убывает с расстоянием, достигая порядка  $\sim 10^{-5}$  Гс на границе.

На движущуюся вокруг черной дыры заряженную частицу действует сила Лоренца, величина которой отражается следующим безразмерным параметром:

$$B = \frac{qBGM}{2mc^4}, \quad (1)$$

где  $q$  и  $m$  – заряд и масса частицы соответственно;  $M$  – масса черной дыры;  $G$  и  $c$  – мировые константы в обычных обозначениях. В дальнейшем будем называть параметр  $B$  магнитным параметром, который характеризует относительную напряженность магнитных и гравитационных полей. Оценка значения магнитного параметра в реалистичных ситуациях показывает, что влиянием даже весьма слабого магнитного поля нельзя пренебрегать из-за большого значения отношения заряда пробной частицы к ее массе  $q/m$ . В работе [3] было показано, что частоты колебаний заряженных частиц в окрестностях черных дыр, погруженных во внешнее однородное магнитное поле, хорошо соотносятся с данными астрономических наблюдений КПО в микроквazарах GRS 1915+105, XTE 1550-564 и GRO 1655-40. При этом полученное значение магнитного параметра соответствовало  $|B| \sim 0.004$ . Однако напряженность магнитного поля, соответствующая магнитному параметру  $|B| \sim 0.004$ , может принимать совершенно разные значения в зависимости от массы черной дыры и типа частиц, совершающих колебания, т.е. значения  $q/m$ . Например, для черной дыры с массой  $M = 10M_\odot$  значение магнитного параметра  $|B| \sim 0.004$  соответствует напряженности магнитного поля  $B = 10^{-5}$  Гс для электронов,  $B = 1$  Гс для ионизированного атома железа ( $\text{Fe}^+$ ) или  $B = 10^9$  Гс для заряженной частицы пыли с массой  $m = 2 \times 10^{-13}$  г (при отсутствии одного электрона). Даже для малого значения магнитного параметра  $|B| \sim 0.004$  сила Лоренца оказывает значительное влияние на движение заряженных частиц, эффектом которого нельзя пренебречь [3].

Уравнения движения частицы с зарядом  $q$  и массой  $m$  в искривленном пространстве-времени в присутствии внешнего магнитного поля записываются в виде

$$\frac{du^\mu}{d\tau} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu u^\alpha u^\beta = \frac{q}{m} g^{\mu\rho} F_{\rho\sigma} u^\sigma, \quad (2)$$

где  $u^\mu = dx^\mu/d\tau$  есть 4-скорость частицы;  $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$  – символы Кристоффеля в заданной метрике;  $F_{\mu\nu}$  – тензор электромагнитного поля и  $g_{\mu\nu}$  – метрический тензор с сигнатурой  $(-, +, +, +)$ . При движении по круговой орбите в экваториальной плоскости 4-скорость имеет только две ненулевые компоненты,  $u^\mu = \{u^t, 0, 0, u^\phi\}$ . Тогда радиальная компонента уравнения (2) для метрики Керра во внешнем однородном магнитном поле принимает вид

$$(a^2 - r^3)(u^\phi)^2 - 2B(r^3 - a^2)u^\phi - 2a(u^\phi + B)u^t + (u^t)^2 = 0. \quad (3)$$

Запишем условие нормировки 4-скорости как  $g_{\mu\nu}u^\mu u^\nu = -1$ , что дает второе уравнение (наряду с (3)) для ненулевых компонент 4-скорости в виде

$$(a^2(2+r) + r^3)(u^\phi)^2 - 4au^\phi u^t - (r-2)(u^t)^2 + r = 0. \quad (4)$$

Это уравнение, конечно же, не зависит от магнитного поля, а определяется только метрикой черной дыры. Уравнения (3) и (4) позволяют найти выражения для двух неизвестных компонент 4-скорости  $u^t$  и  $u^\phi$ . Явный вид этих выражений не может быть представлен здесь в силу громоздкости, однако они с легкостью решаются численно.

Рассмотрим теперь колебательное движение заряженной частицы около стабильной круговой орбиты. Для этого легко воспользоваться техникой слабых возмущений уравнений движения (подробнее см. [3, 5]). Тогда выражения для радиальной и вертикальной частот колебаний заряженной частицы принимают следующий вид:

$$\Omega_\theta^2 = \frac{\alpha u^\phi (u^\phi + 2B) + \beta u^t (u^\phi + B) + 2a^2 (u^t)^2}{r^5 (u^t)^2}, \quad (5)$$

$$\Omega_r^2 = \frac{\gamma u^\phi (u^\phi + 2B) + \mu u^t (u^\phi + B) + \rho (u^t)^2 + \sigma}{r^5 (u^t)^2}, \quad (6)$$

где коэффициенты определены как

$$\alpha = r^5 + a^2 r^2 (4+r) + 2a^4, \quad (7)$$

$$\begin{aligned}\beta &= -4a(r^2 + a^2), \\ \gamma &= r^4(-8 + 3r) + a^2r(2 - 10r + r^2) - 4a^4, \\ \mu &= 4a(2a^2 - r + 3r^2), \\ \rho &= 2(-2a^2 + r - r^2), \\ \sigma &= 4\mathcal{B}^2r((-2 + r)r^3 - a^2(1 + 2r)).\end{aligned}$$

Здесь  $u^\phi$  и  $u^t$  есть ненулевые компоненты 4-скорости частицы, определяемые решением уравнений (3) и (4). Частоты  $\Omega_r$  и  $\Omega_\theta$  иногда называют эпициклическими. Кроме них можно определить также так называемую кеплеровскую частоту  $\Omega_K$ , а также ларморовскую частоту  $\Omega_L$ . Последняя определяется только значением внешнего магнитного поля и гравитационным красным смещением. Частоты  $\Omega_K$  и  $\Omega_L$  принимают вид

$$\Omega_K \equiv \Omega_\phi = \frac{d\phi}{dt} = \frac{u^\phi}{u^t}, \quad \Omega_L \equiv \frac{qB}{mu^t} = \frac{2\mathcal{B}}{u^t}. \quad (8)$$

На больших расстояниях от черной дыры эпициклические частоты исчезают и ларморовская частота становится значимой.

Выражения для фундаментальных частот (5), (6) и (8) заданы в безразмерном виде. Для получения значений в системе СГС необходимо умножить соответствующее выражение для частоты на фактор  $c^3/GM$ . Тогда радиальная и вертикальная гармонические частоты колебаний заряженной частицы, измеренные неподвижным наблюдателем на бесконечности в Гц, принимают вид

$$v_i = \frac{1}{2\pi} \frac{c^3}{GM} \Omega_i \text{ [Гц]}, \quad (9)$$

где  $i \in \{r, \theta, \phi\}$ . Подробный анализ частот  $v_i$  приводится в работе [3].

### 3. МОДЕЛЬ МАГНИТНОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПРЕЦЕССИИ

Как уже отмечалось, ВЧ КПО часто наблюдаются в паре пиков с частотами  $f_U$  и  $f_L$ , которые имеют отношение, близкое к значению  $f_U : f_L = 3 : 2$ . Наблюдения подобных эффектов в различных нелинейных системах демонстрируют высокую вероятность существования резонансов между двумя модами колебаний. Одновременное обнаружение двойной ВЧ и одной НЧ КПО позволяет более строго ограничивать области применимости моделей, а также соответствующие оценки массы и спина центрального компактного объекта [6]. Черные дыры в этом смысле имеют

преимущество над другими массивными объектами, так как черные дыры определяются заданием только двух параметров – массы и спина.

В случае геодезических моделей КПО наблюдаемые частоты обычно ассоциируются с различными линейными комбинациями фундаментальных частот пробной частицы  $v_r, v_\theta$  и  $v_\phi$ . Одной из таких моделей является модель релятивистской прецессии (РП), впервые предложенная в работе [7]. Модель РП обычно применяется для объяснения одновременно детектируемых ВЧ и НЧ КПО, которые наблюдаются в рентгеновских двойных черных дырах и нейтронных звездах. Несмотря на то что в некоторых случаях модель РП (предполагающая колебания только нейтральных частиц) применяется весьма успешно, тем не менее для ряда микрокварзов модель не дает ожидаемых результатов. Однако учет электромагнитного взаимодействия в модели РП или так называемой модели магнитной релятивистской прецессии (МРП) позволяет делать успешные предсказания параметров черных дыр и окружающих внешних магнитных полей (см. подробнее в [3]). МРП для одновременно наблюдаемых ВЧ ( $v_U$  и  $v_L$ ) и НЧ ( $v_{\text{low}}$ ) КПО идентифицирует наблюдаемые частоты с частотами пробных частиц следующим образом [7]:

$$v_U = v_\phi, \quad v_L = v_\phi - v_r, \quad v_{\text{low}} = v_\phi - v_\theta, \quad (10)$$

где  $v_\phi$  – частота орбитального движения частицы;  $v_\phi - v_r \equiv v_{\text{per}}$  – частота прецессии перигелия и  $v_\phi - v_\theta \equiv v_{\text{nod}}$  – частота нодальной прецессии, связанная с несферичностью вращающейся черной дыры.

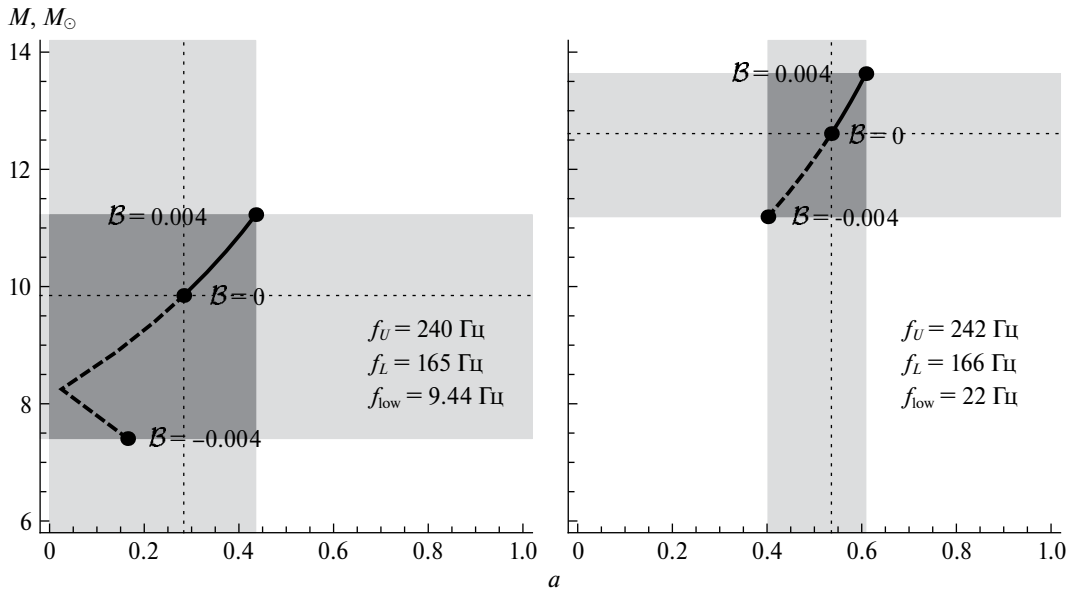
Тогда как верхний пик ВЧ КПО для микрокварза H 1743–322 измерен с достаточно высокой точностью, нижний пик ВЧ КПО имеет разные значения в различных измерениях, представленных в литературе. Самое большое расхождение в измерениях частоты нижнего пика ВЧ КПО на сегодняшний день относится к значениям (в Гц):

$$f_U = 240 \pm 3, \quad f_L = 165 \pm 5, \quad f_{\text{low}} = 9.44 \pm 0.02, \quad (11)$$

$$f_U = 242 \pm 3, \quad f_L = 266 \pm 5, \quad f_{\text{low}} = 22, \quad (12)$$

которые представлены в табл. 1 в [8] и табл. 2 в [9]. Здесь  $f_U$  и  $f_{\text{low}}$  – соответственно данные из наблюдений для верхнего пика ВЧ КПО и одиночного пика НЧ КПО. Используя модель релятивистской прецессии в магнитном поле, определим наблюдаемые частоты  $f_U, f_L$  и  $f_{\text{low}}$  как комбинацию, соответствующую уравнению (10), т.е.

$$\begin{aligned}f_U &= v_U(M, a, \mathcal{B}), \quad f_L = v_L(M, a, \mathcal{B}), \\ f_{\text{low}} &= v_{\text{low}}(M, a, \mathcal{B}),\end{aligned} \quad (13)$$



Границы массы  $M$  (в ед. массы Солнца  $M_\odot$ ) и безразмерного спина  $a$  микроквара H 1743-322 в модели магнитной релятивистской прецессии для двух наборов данных наблюдений с наибольшими расхождениями. Приведены данные из наблюдений для ВЧ ( $f_U$  и  $f_L$ ) и НЧ ( $f_{low}$ ) КПО.

для трех независимых параметров: массы черной дыры  $M$ , спина  $a$  и магнитного параметра  $B$ .

Кроме трех статических параметров,  $M$ ,  $a$  и  $B$ , частоты в модели МРП зависят также от положения орбиты заряженной частицы  $r$ , вращающейся вокруг черной дыры. Каждый набор значений статических параметров для заданных трех частот позволяет найти орбиту, в которой появляются резонансы. Так как на сегодняшний день значения массы и спина черной дыры микроквара H 1743-322 определены весьма неоднозначно, можно ограничить параметр  $B$  в области  $\in (-0.004, 0.004)$ , что, как было отмечено выше, соответствует различным значениям астрофизически возможных магнитных полей в нашей Галактике [3]. Это позволяет оценить область возможных значений массы  $M$  и спина  $a$  черной дыры микроквара H 1743-322 из данных КПО-наблюдений. Результаты приведены на рисунке, где наиболее темная область соответствует области возможных значений массы и спина черной дыры.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы изучили влияние внешних магнитных полей на движение заряженной частицы вокруг черной дыры, а также показали применимость упрощенной модели движения частицы для объяснения КПО, недавно детектированных в микроквара H 1743-322. Таким образом, впервые получены оценки массы и спина данного объекта с помощью модели магнитной релятивистской прецессии для двух независимых наборов

наблюдательных данных. При ограничении значения магнитного параметра в области  $|B| < 0.004$ , что соответствует возможным значениям магнитных полей в нашей Галактике, значения массы и безразмерного спина для H 1743-322 ограничены следующим образом:  $M = (7.4-11.2)M_\odot$ ,  $a/M = (0.2-0.4)$  для частот, соответствующих (11), и  $M = (11.2-13.6)M_\odot$ ,  $a/M = (0.4-0.6)$  для частот, соответствующих (12).

Интересно отметить, что оба набора наблюдаемых данных (11) и (12) могут быть объяснены в рамках одной модели колебаний заряженных частиц вокруг черной дыры Керра, если предположить, что двум независимым наблюдениям соответствуют КПО от зарядов разных знаков:  $q > 0$  для (11) и  $q < 0$  для (12). В таком случае масса и спин центрального объекта H 1743-322 принимают значения  $M = 11.2M_\odot$  и  $a = 0.4$  соответственно. Другими словами, приведенные два набора наблюдательных данных могут быть верны одновременно оба в том случае, если они соответствуют сигналам от частиц, генерирующих КПО с различными знаками зарядов.

Отметим, что в недавней работе [10] масса черной дыры микроквара H 1743-322 оценивается также в  $M = 11.2M_\odot$ . Для оценки авторы используют другие методы, не связанные с моделью МРП.

Работа выполнена при поддержке гранта Силезского университета в Опаве № SGS/14/2016, а также гранта GACR № 16-03564Y.

А.А.Т. благодарит Лабораторию теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований за гостеприимство.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Kološ, Z. Stuchlík, and A. Tursunov, *Class. Quant. Grav.* **32**, 165009 (2015), arXiv: 1506.06799.
2. A. Tursunov, Z. Stuchlík, and M. Kološ, *Phys. Rev. D* **93**, 084012 (2016), arXiv: 1603.07264.
3. M. Kološ, A. Tursunov, and Z. Stuchlík, arXiv: 1707.02224.
4. R. P. Eatough *et al.*, *Nature (London)* **501**, 391 (2013), arXiv: 1308.3147.
5. A. N. Aliev and D. V. Gal'tsov, *Gen. Relat. Gravit.* **13**, 899 (1981).
6. S. E. Motta, T. M. Belloni, L. Stella, T. Muñoz-Darias, and R. Fender, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **437**, 2554 (2014), arXiv: 1309.3652.
7. L. Stella, M. Vietri, and S. M. Morsink, *Astrophys. J. Lett.* **524**, L63 (1999), astro-ph/9907346.
8. A. Ingram and S. Motta, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **444**, 2065 (2014), arXiv: 1408.0884.
9. I. Z. Stefanov, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **444**, 2178 (2014), arXiv: 1403.4136.
10. A. A. Molla, S. K. Chakrabarti, D. Debnath, and S. Mondal, *Astrophys. J.* **834**, 88 (2017), arXiv: 1611.01266.

## MICROQUASAR H 1743-322: MASS, SPIN AND MAGNETIC FIELD CONSTRAINTS FROM OBSERVATIONS OF QPOs

A. A. Tursunov, M. Kološ

The study of quasi-periodic oscillations (QPOs) of X-ray flux observed in many microquasars can provide a powerful tool for testing of the phenomena occurring in strong gravity regime. QPOs phenomena can be well related to the oscillations of charged particles in accretion disks orbiting Kerr black holes immersed in external large-scale magnetic fields. We study the model of magnetic relativistic precession and provide estimations of the mass and spin of the central object of the microquasar H 1743-322 which is a candidate for a black hole. Moreover, we discuss the influence of external magnetic fields on the motion of charged particles around the rotating black hole and estimate the relevant physical parameters of the system.