

УДК 524.882

DOI: 10.31040/2222-8349-2024-0-1-35-40

**ЭФФЕКТ САНЬЯКА В ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ
В ЧЕТЫРЕХМЕРНОЙ ТЕОРИИ ЭЙНШТЕЙНА–ГАУССА–БОННЕ**

© Р.Х. Каримов, Р.Н. Измаилов

Недавно Главан и Лин предложили новую четырехмерную теорию гравитации Эйнштейна–Гаусса–Бонне (ЭГБ) путем изменения масштаба константы связи Гаусса–Бонне (ГБ) $\alpha \rightarrow \alpha/(D - 4)$ и принятия ограничения $D \rightarrow 4$ на уровне уравнений движения. Константа связи ГБ вносит вклад в уравнения поля и, таким образом, обходит теорему Лавлока. Эта теория сохраняет число степеней свободы и позволяет избежать неустойчивость Остроградского. Главан и Лин получили точное решение для несингулярных статических и сферически симметричных черных дыр в четырехмерной теории гравитации ЭГБ. Позже Кумар и Гош применили алгоритм Ньюмана–Яниса к статичному решению и построили решение для вращающейся черной дыры в 4-мерной теории гравитации ЭГБ. Поскольку теория решает множество наблюдательных проблем астрофизики и является перспективной для проведения исследований, влияние параметра связи ГБ на астрофизические эффекты активно исследуется в литературе. Однако эта теория не проверялась ранее с помощью временных эффектов. В работе рассматривается один из интереснейших временных эффектов – эффект Саньяка. Целью работы является исследование эффекта Саньяка в пространстве-времени вращающейся черной дыры в 4-мерной теории ЭГБ и получение ограничения на параметр связи ГБ с помощью наблюдательных данных эффекта Саньяка. В самом общем случае под эффектом Саньяка понимается разность времен прохождения замкнутого круга пучками света, движущимися в противоположных направлениях. Эффект имеет множество приложений, является наблюдаемым на Земле и учитывается в спутниковых навигационных системах (GPS, ГЛОНАСС) при синхронизации временных сигналов.

Ключевые слова: эффект Саньяка, черные дыры, константа связи Гаусса–Бонне.

Введение. С момента создания общей теории относительности (ОТО) Эйнштейна предпринимались разные попытки предоставить ей альтернативу, начиная с предложений Вейля [1] и Эддингтона [2] и до настоящего времени, когда множество различных теорий гравитации активно рассматриваются в качестве кандидатов на ее замену. Альтернативы ОТО вводятся по ряду математических, философских и наблюдательных причин, но почти все они имеют общую функцию обобщения теории, первоначально предложенной Эйнштейном. Особое место среди них занимает гравитационная теория Эйнштейна–Гаусса–Бонне (ЭГБ), первоначально предложенная Ланцошем [3] и впоследствии обобщенная Лавлоком [4]. Эти теории уникальны тем, что не требуют никаких дополнительных фундаментальных полей, кроме тех, которые входят в ОТО, сохраняя при этом то свойство, что полевые уравнения теории могут

быть записаны с производными метрики не выше вторых (достаточное условие для того, чтобы преодолеть неустойчивость Остроградского [5]). Таким образом, они занимают особое положение среди множества альтернатив ОТО.

Главан и Лин [6] предложили 4-мерную теорию гравитации ЭГБ, где путем изменения масштаба константы связи Гаусса–Бонне (ГБ) α в соответствии с $\alpha \rightarrow \alpha/(D - 4)$, где D – означает количество измерений, и принятия предела $D \rightarrow 4$, так что член ГБ дополняет действие Эйнштейна–Гильберта квадратичными поправками и, таким образом, обходит теорему Лавлока. Кроме того, авторы получили несингулярное статическое и сферически симметричное решение для черных дыр в 4-мерной теории гравитации ЭГБ, которые были изучены с разных точек зрения в работах [7–9]. В работе [7] был исследован вопрос ограничения константы связи ГБ α с помощью различных наблюдательных

методов. Верхний предел константы связи ГБ, полученный с помощью данных наблюдений классической прецессии перигелия планеты Меркурий, определяется соотношением $\alpha < 10^{16} \text{ м}^2$. Более сильное ограничение может быть получено с использованием наблюдений искусственных спутников LAGEOS, которое имеет значение $\alpha < 10^{10} \text{ м}^2$. В нашей работе будет получено ограничение константы связи ГБ с помощью наблюдательных данных эффекта Саньяка.

Эффект Саньяка [10–14], названный в честь первооткрывателя Жоржа Саньяка, является одним из фундаментальных открытий в физике связанной с вращением. Сам эффект может быть описан следующим образом. Пусть вокруг вращающегося объекта движется источник/приемник света (т.е. источник и приемник находятся в одной точке). Пучок света, разделенный на два в источнике/приемнике света, следует по одному и тому же замкнутому пути вдоль обода в противоположных направлениях до момента их схождения в источнике/приемнике. Если диск не вращается, то пучки света одновременно прибывают к источнику/приемнику, и, следовательно, появляется интерференционная полоса. Если диск вращается с некоторой угловой скоростью, время прихода к источнику/приемнику будет разным для сонаправленного и противоположно-направленного пучков света: больше в первом случае и короче во втором. Получившаяся разница во времени называется эффектом Саньяка.

Черные дыры в четырехмерной теории Эйнштейна-Гаусса-Бонне. Действие в D -мерной теории гравитации ЭГБ определяется следующим образом:

$$S = \int d^D x \sqrt{-g} (L_{EH} + \alpha L_{GB}), \quad (1)$$

где

$$L_{EH} = R, L_{GB} = R^{\mu\nu\rho\sigma} R_{\mu\nu\rho\sigma} - 4R^{\mu\nu} R_{\mu\nu} + R^2, \quad (2)$$

где g – определитель метрического тензора $g_{\mu\nu}$, α – константа связи ГБ, R – скаляр Риччи, $R_{\mu\nu}$ – тензор Риччи и $R_{\mu\nu\rho\sigma}$ – тензор Римана рассматриваемого пространства-времени. При $D = 4$ часть действия, связанная с ГБ, является полной производной и поэтому не вносит вклад в уравнения поля Эйнштейна. Главан и Лин получили статические сферически-симметричные решения для черных дыр в 4-мерной теории гравитации ЭГБ, изменив константу связи ГБ α на $\alpha/(D - 4)$ и взяв предел при $D \rightarrow 4$ [9]. Варьирование действия (1)

по метрическому тензору $g_{\mu\nu}$ дает уравнения гравитационного поля в виде

$$G_{\mu\nu} + \alpha H_{\mu\nu} = 0, \quad (3)$$

где $G_{\mu\nu}$ – тензор Эйнштейна, а $H_{\mu\nu}$ определяется выражением

$$H_{\mu\nu} = 2(RR_{\mu\nu} - 2R_{\mu\sigma}R_{\nu}^{\sigma} - 2R_{\mu\sigma\nu\rho}R^{\sigma\rho} - R_{\mu\sigma\rho\delta}R_{\nu}^{\sigma\rho\delta}) - \frac{1}{2}L_{GB}g_{\mu\nu}. \quad (4)$$

Отметим, что построение вращающихся решений для черных дыр в 4-мерной теории гравитации ЭГБ путем решения уравнений вакуумного поля является сложной задачей. На сегодняшний день ни одного точного решения уравнения поля в теории гравитации ЭГБ не существует. Однако недавно Кумар и Гош построили решение для вращающейся черной дыры в 4-мерной теории гравитации ЭГБ косвенным методом, применив алгоритм Ньюмана-Яниса к статическому решению [6], которое в координатах Бойера-Линдквиста имеет вид

$$ds^2 = -\left(\frac{\Delta - a^2 \sin^2 \theta}{\Sigma}\right) dt^2 + \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 + \Sigma d\theta^2 - 2a \sin^2 \theta \left(1 - \frac{\Delta - a^2 \sin^2 \theta}{\Sigma}\right) dt d\phi + \sin^2 \theta \left[\Sigma + a^2 \sin^2 \theta \left(2 - \frac{\Delta - a^2 \sin^2 \theta}{\Sigma}\right)\right] d\phi^2, \quad (5)$$

с

$$\Delta = r^2 + a^2 + \frac{r^4}{2\alpha} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{r^3}}\right], \quad \Sigma = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad (6)$$

где M – масса черной дыры и a – параметр вращения, связанный с угловым моментом J соотношением $a = J/M$. Вышеупомянутая метрика в пределе при $a \rightarrow 0$ или больших r становится вращающимся решением ОТО, которое описывается метрикой Керра. В пределе при $a = 0$ решение (5)–(6) сводится к статическому сферически-симметричному решению четырехмерной теории гравитации ЭГБ, а также как для $\alpha \rightarrow 0$, так и для $a = 0$ сводится к метрике Шварцшильда.

В работе [7] было показано, что используя условие существования горизонта событий, можно получить оценку константы связи ГБ α для конкретного значения параметра вращения a . В зависимости от параметров a и α черная дыра может иметь два горизонта событий ($r_{hor,1} = r_+$ и $r_{hor,2} = r_-$), один ($r_{hor} = r_+ = r_-$), либо вообще не иметь горизонтов событий. При фиксированном значении a уменьшение константы связи ГБ α приводит к увеличению радиуса горизонта событий, так что для черной дыры Керра в ОТО он больше, чем у вращающихся черных дыр в 4-мерной теории гравита-

ции ЭГБ [9]. Заметим, что хотя константа связи ГБ идентифицируется как обратное натяжение струны и должна быть положительной, в работе [7] было показано, что при отрицательных значениях параметра α определенных в диапазоне $-8 \leq \alpha < 0$ всегда существует решение для черных дыр и сингулярное поведение решения скрыто внутри горизонта. Более того, в отличие от случая положительного α , уравнение $\Delta(r) = 0$ имеет только один положительный вещественный корень и, следовательно, существует только один горизонт событий.

Эффект Саньяка в пространстве-времени вращающихся черных дыр в 4-мерной теории Эйнштейна–Гаусса–Бонне. Для нахождения задержки времени между прибытиями сигналов к метрике (5)–(6) будет применен метод Тарталья [10]. Согласно методу, рассматривается источник/приемник света, который движется по круговой орбите вокруг пространства-времени вращающейся черной дыры в 4-мерной теории гравитации ЭГБ (5)–(6) на экваториальной плоскости $\theta = \pi/2$, как показано на рис. 1, а. Источник/приемник света отправляет два противоположно направленных пучка света, которые также движутся по замкнутым круговым орбитам (рис. 1, б). После кругового обхода оба пучка возвращаются к источнику/приемнику света с помощью подходящим образом расположенных зеркал. Предполагается так же, что источник/приемник света движется по орбите на некотором постоянном радиусе $r = R = const$ с равномерной угловой скоростью ω_0 от центрального вращающегося источника. Тогда метрика (5)–(6) сводится к

$$d\tau^2 = - \left[1 + \frac{R^2}{2\alpha} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{R^3}} \right) \right] dt^2 + \frac{2\alpha R^2}{2\alpha} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{R^3}} \right) dt d\phi +$$

$$+ \left[R^2 + a^2 \left\{ 1 + \frac{R^2}{2\alpha} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{R^3}} \right) \right\} \right] d\phi^2. \quad (7)$$

Предполагая, что осевая скорость вращения ω_0 черной дыры в 4-мерной теории гравитации ЭГБ постоянна, угол вращения Φ_0 спутника задается уравнением

$$\Phi_0 = \omega_0 t. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7) получим

$$d\tau^2 = \left[1 + \frac{R^2}{2\alpha} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{R^3}} \right) - \frac{aR^2}{\alpha} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{R^3}} \right) \omega_0 - \left\{ R^2 + a^2 - \frac{R^2}{2\alpha} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{R^3}} \right) \right\} \omega_0^2 \right] dt^2. \quad (9)$$

Для света, движущегося по одним и тем же круговым орбитам, должно выполняться условие $d\tau = 0$. Полагая Ω угловой скоростью движения света по траекториям, получим

$$1 + \frac{R^2}{2\alpha} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{R^3}} \right) - \frac{aR^2}{\alpha} \Omega + \frac{aR^2}{\alpha} \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{R^3}} \Omega - \left\{ R^2 + a^2 - \frac{R^2}{2\alpha} \times \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{R^3}} \right) \right\} \Omega^2 = 0. \quad (10)$$

Решая квадратное уравнение (10) относительно Ω , можно найти два корня, которые представляют угловую скорость Ω_{\pm} света для сонаправленно вращающегося с черной дырой в 4-мерной теории гравитации ЭГБ (+) и противоположно направленно (-), определяемого как

$$\Omega_{\pm} = - \frac{-aR^2(1 - \sqrt{1 + 8\alpha M/R^3})}{2\alpha(R^2 + a^2) + a^2R^2(1 - \sqrt{1 + 8\alpha M/R^3})} \pm \frac{\sqrt{2\alpha\{2\alpha(R^2 + a^2) + R^4(1 - \sqrt{1 + 8\alpha M/R^3})\}}}{2\alpha(R^2 + a^2) + a^2R^2(1 - \sqrt{1 + 8\alpha M/R^3})}. \quad (11)$$

Подставив в (8) уравнение (11), получим угол вращения источника/приемника вокруг черной дыры в 4-мерной теории гравитации ЭГБ

$$\Phi_{0\pm} = \mp 2\pi\omega_0/\Omega_{\pm}. \quad (12)$$

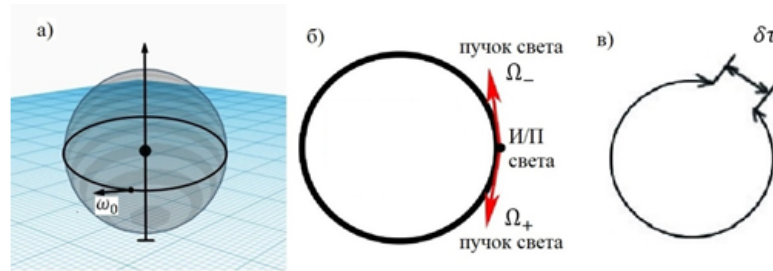


Рис. 1. Схематичное изображение эффекта Саньяка в пространстве-времени черной дыры в 4-мерной теории гравитации ЭГБ

Собственное время вращающегося источника/приемника, выведенное из уравнения (9) с использованием (8), равно

$$d\tau = \left[1 + \frac{R^2}{2\alpha} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{R^3}} \right) - \frac{aR^2}{\alpha} \omega_0 + \frac{aR^2}{\alpha} \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{R^3}} \omega_0 - \left\{ R^2 + a^2 - \frac{R^2}{2\alpha} \times \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8\alpha M}{R^3}} \right) \right\} \omega_0^2 \right]^{1/2} \frac{d\phi_0}{\omega_0}. \quad (13)$$

Проинтегрировав ϕ_{0+} и ϕ_{0-} и разложив в ряд Тейлора по малому параметру α , получим задержку Саньяка в виде

$$\delta\tau \approx \delta\tau_S - \frac{8\pi a M}{R} + \frac{8\pi a M^2}{R^2} \left(1 - \frac{2\alpha}{R^2} \right) + 4\pi\omega_0 M R - 2\pi\omega_0 M^2 \left(3 - \frac{4\alpha}{R^2} \right), \quad (14)$$

где первый член разложения $\delta\tau_S = 4\pi\omega_0 R^2$ – эффект Саньяка в плоском пространстве. Поскольку все члены содержащие параметр α с отрицательным знаком, то увеличение константы связи ГБ α приводит к уменьшению задержки Саньяка.

Применение эффекта Саньяка для ограничения константы связи Гаусса–Бонне. Для ограничения константы связи ГБ рассматривается результат точности эксперимента Аллана, Вейса и Эшби (АВЭ) [15], в котором была измерена земная задержка Саньяка. Остаточная ошибка задержки Саньяка их эксперимента составила всего 5 нс. Они использовали спутники GPS вокруг Земли, движущиеся с угловой скоростью ω_0 . Для расчетов будут использованы следующие данные для Земли:

$$R \rightarrow R_{eq} = 6.85 \times 10^6 \text{ м}, \quad (15)$$

$$\omega_0 = \Omega_{\oplus} = 7.3 \times 10^{-5} \text{ рад/с} \rightarrow \frac{2\omega_0}{c^2} = 1.622 \times 10^{-21}, \quad (16)$$

$$M \rightarrow \frac{GM_{\oplus}}{c^2} = 4.4 \times 10^{-3} \text{ м}, \quad (17)$$

$$a = a_{\oplus} = 9.81 \times 10^6 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}, \quad (18)$$

$$c = 3 \times 10^8 \text{ м с}^{-1}, \quad (19)$$

где R_{eq} – радиус орбиты спутника. Подставим вышеуказанные земные данные (15)–(19) в $\frac{1}{2}\delta\tau_S$ уравнения (14), восстановив $\omega_0 = \omega_0/c^2$, $a = a_{\oplus}/c^2$ и преобразовав шкалу из секунд в наносекунды, $\frac{1}{2}\delta\tau = \frac{1}{2}\delta\tau \times 10^9$ нс. Затем, применив разложение в ряд Тейлора уравнение (14) по α , находим

$$\frac{1}{2}\delta\tau \times 10^9 = (239.013 - 4.179 \times 10^{-30} \alpha \text{ м}^{-2} - 2.288 \times 10^{-52} \alpha^2 \text{ м}^{-4} + \dots) \text{ нс}, \quad (20)$$

где α имеет размерность длины в квадрате. Это разложение здесь предназначено только для того, чтобы показать, что первое слагаемое является экспериментально наблюдаемым при пространственном значении $\frac{1}{2}\delta\tau_S^{flat}$ ($= 239.013$ нс) при эквивалентном радиусе (15), а остальные слагаемые являются поправками, обусловленными константой связи ГБ α . Если мы вычтем $\frac{1}{2}\delta\tau_S$ из общего числа $\frac{1}{2}\delta\tau$ в (20), то останется только суммарный поправочный член из-за M , a и α .

Поскольку земные значения M и a уже включены в уравнение (20) до разложения, в этом уравнении остается неизвестной только α . Используя предположение, что суммарный поправочный член меньше или равен среднему остатку ошибки 5 нс, получаем

$$\alpha \leq 1.196 \times 10^{30} \text{ м}^2. \quad (21)$$

Таким образом, в работе был получен предел константы связи ГБ с помощью наземных данных эффекта Саньяка.

Заключение. В работе была впервые проверена 4-мерная теория ЭГБ с помощью временного эффекта. Вычислена задержка времени Саньяка двух противоположно-направленных пучков света в случае, когда источник/приемник движется вокруг черной дыры, геометрия которой представлена метрикой (5)–(6) в 4-мерной теории гравитации ЭГБ. Задержка Саньяка представлена в виде пост-постньютоновского разложения, в котором многие члены разложения отбрасываются, поскольку они малы по сравнению с ведущими. Показано, что увеличение константы связи ГБ α приводит к уменьшению задержки Саньяка в ведущих порядках. Однако чтобы вклад константы связи ГБ был сравним с ведущими порядками, необходимо чтобы $\alpha \geq 10^{25}$. С помощью данных наземного эксперимента АВЭ по измерению эффекта Саньяка был получен верхний предел константы связи ГБ α , который составляет $\alpha \leq 1.196 \times 10^{30} \text{ м}^2$ для Земли. Задержка Саньяка при малых α в 4-мерной теории ЭГБ практически совпадает с задержкой Саньяка в ОТО.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-22-00391)

Литература

1. Weyl H. Gravitation and electricity / Ed. by Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.), 1918. 465 p.
2. Eddington A.S. A generalisation of weyl's theory of the electromagnetic and gravitational fields // Proc. Royal Soc. London. Series A, Cont Pap. Math. Phys. Character. 1921. V. 99 (697). P. 104–122.
3. Lanczos C. A remarkable property of the Riemann-Christoffel tensor in four dimensions // Ann. of Math. 1938. P. 842–850.
4. Lovelock D. The Einstein tensor and its generalizations // J. Math. Phys. 1971. V. 12. P. 498–501.
5. Ostrogradsky M. Memoires sur les equations differentielles, relatives au probleme des isoperimetres // Mem. Acad. St. Petersburg. 1850. V. 6(4). P. 385–517.
6. Glavan D., Lin C. Einstein-Gauss-Bonnet Gravity in Four-Dimensional Spacetime // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124(8). P. 081301.
7. Fernandes P.G.S., Carrilho P., Clifton T., Mulryne D.J. The 4D Einstein Gauss-Bonnet Theory of Gravity: A Review // Class. Quantum Gravit. 2022. V. 39. P. 063001.
8. Heydari-Fard M., Heydari-Fard M., Sepangi H.R. Thin accretion disks around rotating black holes in 4D Einstein-Gauss-Bonnet gravity // Eur. Phys. J. 2021. V. 81. P. 473.
9. Ghosh S.G., Kumar R. Generating black holes in 4D Einstein-Gauss-Bonnet gravity // Class. Quantum Gravit. 2020. V. 37 (24). P. 245008.
10. Tartaglia A. General relativistic corrections to the Sagnac effect // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 064009.
11. Karimov R.Kh., Izmailov R.N., Potapov A.A., Nandi K.K. Terrestrial Sagnac delay constraining modified gravity models // Gen. Relativ. Gravit. 2018. V. 50. № 4. P. 44.
12. Karimov R.Kh., Izmailov R.N., Nandi K.K. Terrestrial Sagnac delay in scalar-tensor-vector-gravity // Int. J. Mod. Phys. D. 2021. V. 30. P. 2150042.
13. Камалова Д.Ю., Давлетшина Н.Ю., Байбулова Г.Б., Каримов Р.Х. Эффект Саньяка в пространстве-времени Йохансена–Псалтиса // Инж. физика. 2019. № 7. С. 27–30.
14. Каримов Р.Х., Нанди К.К. Влияния магнитного заряда на эффект Саньяка в пространстве-времени Бардина // Известия Уфимского научного центра РАН. 2021. № 1. С. 92–97.
15. Allan D.W., Weiss M.A., Ashby N. Around-the-World Relativistic Sagnac Experiment // Science. 1985. V. 228. P. 69–70.

References

1. Weyl H. Gravitation and electricity / Ed. by Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.), 1918, 465 p.
2. Eddington A.S. A generalisation of weyl's theory of the electromagnetic and gravitational fields // Proc. Royal Soc. London. Series A, Cont Pap. Math. Phys. Character, 1921, vol. 99 (697), pp. 104–122.
3. Lanczos C. A remarkable property of the Riemann-Christoffel tensor in four dimensions // Ann. of Math., 1938, pp. 842–850.
4. Lovelock D. The Einstein tensor and its generalizations // J. Math. Phys., 1971, vol. 12, pp. 498–501.
5. Ostrogradsky M. Memoires sur les equations differentielles, relatives au probleme des isoperimetres // Mem. Acad. St. Petersburg, 1850, vol. 6(4), pp. 385–517.
6. Glavan D., Lin C. Einstein-Gauss-Bonnet Gravity in Four-Dimensional Spacetime // Phys. Rev. Lett., 2020, vol. 124(8), 081301 p.
7. Fernandes P.G.S., Carrilho P., Clifton T., Mulryne D.J. The 4D Einstein Gauss-Bonnet Theory of Gravity: A Review // Class. Quantum Gravit, 2022, vol. 39, 063001 p.
8. Heydari-Fard M., Heydari-Fard M., Sepangi H.R. Thin accretion disks around rotating black holes in 4D Einstein-Gauss-Bonnet gravity // Eur. Phys. J., 2021, vol. 81, 473 p.
9. Ghosh S.G., Kumar R. Generating black holes in 4D Einstein-Gauss-Bonnet gravity // Class. Quantum Gravit, 2020, vol. 37 (24), 245008 p.
10. Tartaglia A. General relativistic corrections to the Sagnac effect // Phys. Rev. D., 1998, vol. 58, 064009 p.
11. Karimov R.Kh., Izmailov R.N., Potapov A.A., Nandi K.K. Terrestrial Sagnac delay constraining modified gravity models // Gen. Relativ. Gravit, 2018, vol. 50, no. 4, 44 p.
12. Karimov R.Kh., Izmailov R.N., Nandi K.K. Terrestrial Sagnac delay in scalar-tensor-vector-gravity // Int. J. Mod. Phys. D., 2021, vol. 30, 2150042 p.
13. Kamalova D.Yu., Davletshina N.Yu., Baybulova G.B., Karimov R.Kh. Effekt San'yaka v prostranstve-vremeni Yokhansena–Psaltisa // Inzh. fizika, 2019, no. 7, pp. 27–30.
14. Karimov R.Kh., Nandi K.K. Vliyaniya magnitnogo zaryada na effekt San'yaka v prostranstve-vremeni Bardina // Izvestiya Ufimskogo nauchnogo tsentra RAN, 2021, no. 1, pp. 92–97.
15. Allan D.W., Weiss M.A., Ashby N. Around-the-World Relativistic Sagnac Experiment // Science, 1985, vol. 228, pp. 69–70.



**SAGNAC EFFECT IN THE ROTATING BLACK HOLE SPACE-TIME
IN THE FOUR-DIMENSIONAL EINSTEIN-GAUSS-BONNET THEORY**

© **R.Kh. Karimov, R.N. Izmailov**

Akmullah Bashkir State Pedagogical University,
3a, ulitsa Oktyabrskoy revolutsii, 450008, Ufa, Russian Federation

Recently, Glavan and Lin proposed a new four-dimensional theory of Einstein-Gauss-Bonnet (EGB) gravity by rescaling the Gauss-Bonnet (GB) coupling constant $\alpha \rightarrow \alpha/(D - 4)$ and adopting the $D \rightarrow 4$ constraint at the level of the equations of motion. The GB coupling constant contributes to the field equations and thus bypasses Lovelock's theorem. This theory preserves the number of degrees of freedom and avoids Ostrogradsky instability. Glavan and Lin obtained an exact solution for nonsingular static and spherically symmetric black holes in the four-dimensional EGB theory of gravity. Later, Kumar and Ghosh applied the Newman-Janis algorithm to the static solution and constructed a solution for a rotating black hole in the 4-dimensional EGB theory of gravity. Since the theory solves many observational problems in astrophysics and is promising for research, the influence of the GB coupling parameter on astrophysical effects is actively studied in the literature. However, this theory has not been tested previously using time effects. The work examines one of the most interesting time effects – the Sagnac effect. Thus, the goal of the work is to study the Sagnac effect in the space-time of a rotating black hole in the four-dimensional EGB theory and obtain a constraint on the GB coupling parameter using observational data of the Sagnac effect. In the most general case, the Sagnac effect is understood as the difference in the time it takes light beams moving in opposite directions to pass through a closed circle. The effect has many applications, is observable on Earth and is taken into account in satellite navigation systems (GPS, GLONASS) when synchronizing time signals.

Keywords: Sagnac effect, black holes, Gauss-Bonnet coupling constant.