АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ

Исследование статических полей аксионоподобных частиц в окрестности вращающейся нейтронной звезды

А.В. Бедда,[1,2,*] М.О. Асташенков,[1,2] П.А. Вшивцева,[1,2] В.И. Денисов[1,2]

[1] *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет кафедра квантовой теории и физики высоких энергий Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

[2] *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцина Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

(Поступила в редакцию 07.10.2025; после доработки 11.11.2025; подписана в печать 11.12.2025)

Проведено вычисление статической части аксионоподобного поля, создаваемого вращающейся нейтронной звездой: пульсара или магнетара. Показано, что это статическое поле распределено анизотропно вокруг звезды, образуя дилатонное гало. Сделан вывод, что для электромагнитных волн это гало будет служить анизотропной линзой.

PACS: 14.80.-j УДК: 53.01

Ключевые слова: аксионоподобное поле, пульсар, магнетар, дилатонное гало, поверхностный ток.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.81.2610803

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в научной литературе активно исследуются объекты теоретической и математической физики, находящиеся за рамками Стандартной Модели. Связано это с развитием идей о существовании голдстоуновских бозонов и выделением на этой основе целого класса новых частиц: дилатонов [1–8], арионов [9–12] и аксионов [13–15]. Объединение данных частиц в один класс — аксионо-подобных частиц — связано со схожестью их функций Лагранжа и каналами их рождения через электромагнитные поля и волны.

Дилатон в физике высоких энергий [1, 2] описывается скалярным полем Ψ. Плотность функции Лагранжа дилатонного поля, взаимодействующего с электромагнитным полем F_{ik}, в пространстве Минковского имеет вид:

$$L = \frac{1}{2} g^{ik} \frac{\partial \Psi}{\partial x^i} \frac{\partial \Psi}{\partial x^k} - g_{(\psi\gamma)} \Psi F_{ik} F^{ik} - \frac{1}{16\pi} F_{ik} F^{ik} - \frac{1}{c} j^n A_n, \quad (1)$$

где $g_{(\psi\gamma)}$ — константа связи электромагнитного и дилатонного полей.

Уравнение дилатонного поля, получаемое из плотности функции Лагранжа (1), имеет вид:

$$\Box \Psi = g_{(\psi\gamma)} F_{ik} F^{ik} = 2 g_{(\psi\gamma)} [\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2], \quad (2)$$

где $\Box = \Delta - \partial^2/(c\partial t)^2$ — оператор д'Аламбера.

Согласно уравнению (2), электромагнитные источники аксионоподобных полей обращаются в нуль, если векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ равны по величине $|\mathbf{B}| = |\mathbf{E}|$ или если векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ ортогональны друг другу. Так как таким соотношениям удовлетворяет электромагнитная волна в волновой зоне, то излучение аксионоподобных полей может происходить из ближней зоны, где $|\mathbf{B}| \neq |\mathbf{E}|$ или $(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) \neq 0$.

В настоящей работе гравитационное поле нейтронной звезды не учитывается, что является оправданным приближением для электромагнитных процессов в ближней зоне. Как показано в работе [3], учет гравитационного поля в первом порядке величины $r_g/R_S \ll 1$ (где $r_g = 2GM/c^2$ — гравитационный радиус звезды, R_S — её физический радиус) приводит к поправкам, не превышающим нескольких процентов в интенсивности генерации дилатонов, что существенно меньше других факторов, учитываемых в данной модели.

В рамках модели (1) масса дилатона полагается равной нулю и ожидаемые поля должны иметь бесконечный радиус действия.

Для оценки применимости безмассового приближения в случае возможной малой массы частицы аксионоподобной частицы m, рассмотрим характерный пространственный масштаб системы — радиус светового цилиндра $R_{LC} = c/\Omega$. Для самого быстровращающегося пульсара PSR J1748-2446ad с периодом $P = 1.396$ мс [16] $R_{LC} \approx 7 \times 10^6$ см. Условие сохранения структуры гало имеет вид $\lambda \gg R_{LC}$, где $\lambda = \hbar/(mc)$ — комптоновская длина волны частицы.

Это дает верхний предел на массу аксионоподобной частицы:

$$m \ll \frac{\hbar}{cR_{LC}} \approx 3 \times 10^{-12} \text{ эВ}.$$

Таким образом, для частиц с массами $m \ll 10^{-11}$ эВ статическое дилатонное поле будет сохранять степенную асимптотику вплоть до

* E-mail:bedda.andrew@yandex.ru

радиуса светового цилиндра. Для более тяжелых частиц поле будет экспоненциально затухать на расстояниях $r > \lambda$.

Проведенные в научной литературе [2–15, 17] исследования позволили установить спектральный состав и диаграммы направленности излучения аксионоподобных частиц, возникающих в различных конфигурациях электромагнитных полей и волн. Однако в этих исследованиях полностью игнорировались статические поля этих частиц. Поэтому возникает необходимость изучить статические части аксионоподобных полей, возникающих в электромагнитном поле пульсарного или магнетарного излучения и исследовать распределение плотности энергии этой части в пространстве.

Решению этой задачи и посвящена данная статья.

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Уравнения для потенциалов электромагнитного поля, как известно [18], имеют вид:

$$\Delta\ \mathbf{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}, \tag{3}$$

$$\Delta\ \varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi\rho.$$

При решении уравнений (3) для потенциалов электромагнитного поля используются стандартные граничные условия: ограниченность поля внутри источника и условие излучения Зоммерфельда на бесконечности для переменной части потенциала, а также убывание статической части потенциала на бесконечности.

Плотность 4-вектора тока пульсаров и магнетаров $j^n = \{j^0 = c\rho, \mathbf{j}\}$, создающая их магнитодипольное излучение, может быть сосредоточена как внутри нейтронной звезды, так и на ее поверхности. Так как в нашей задаче основной интерес представляет не 4-вектор j^n, а создаваемое им магнитодипольное излучение вне звезды, то для простоты будем считать, что магнитодипольное излучение пульсаров и магнетаров создается вращающимся витком поверхностного тока. Для удобства дальнейших вычислений вектор $\mathbf{j}$ запишем в комплексном виде, а после решения задачи возьмем только реальную часть.

Будем считать, что ток, создающий магнитный дипольный момент звезды, сосредоточен внутри звезды с радиусом R_s, а вектор плотности тока определяется выражением:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \xi[\mathbf{N}(t), \mathbf{r}]f(r), \tag{4}$$

где $\mathbf{N}(t) = \{\sin\theta_0 \exp(i\Omega t), -i\sin\theta_0\exp(i\Omega t), \cos\theta_0\}$ — единичный вектор, задающий направление вектора магнитного дипольного момента звезды в данный момент времени, коэффициет ξ задает силу тока в витке, а $f(r) \neq 0$ при $r \leq R_s$ и $f(r) = 0$ при $r > R_s$ — функция, описывающая распределение токов как по поверхности, так и внутри звезды.

Плотность электрического заряда $\rho(\mathbf{r}, t)$ нейтронной звезды в рассматриваемом случае в силу дифференциального закона сохранения заряда

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = 0$$

равна нулю: $\rho = 0$.

Поэтому уравнение для векторного потенциала (3) примет вид:

$$\Delta\ \mathbf{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}\xi[\mathbf{N}(t), \mathbf{r}]f(r).$$

Скалярный потенциал электромагнитного поля пульсара или магнетара из-за того, что $\rho = 0$, также будет равен нулю.

Так как плотность тока (4) содержит зависящую от времени

$$\mathbf{j}_{alt}(\mathbf{r}, t) = \xi\sin\theta_0 f(r)\times \\ \times e^{ikct}\big[(y + ix)\mathbf{e}_z - z(i\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y)\big], \tag{5}$$

где $k = \Omega/c$, и не зависящую от времени

$$\mathbf{j}_{perm}(\mathbf{r}) = -\xi\cos\theta_0 f(r)\big[y\mathbf{e}_x - x\mathbf{e}_y\big]$$

части, то и векторный потенциал будет содержать такие же части: $\mathbf{A} = \mathbf{A}_{alt} + \mathbf{a}$, где $\mathbf{A}_{alt}$ — зависящая от времени часть, а $\mathbf{a}$ — статическая часть векторного потенциала.

Для статической части векторного потенциала уравнение (5) принимает вид:

$$\Delta\ \mathbf{a} = \frac{4\pi}{c}\xi\cos\theta_0 f(r)\big[y\mathbf{e}_x - x\mathbf{e}_y\big]. \tag{6}$$

Решение этого уравнения будем искать в виде:

$$\mathbf{a} = \frac{4\pi}{c}\xi\cos\theta_0 U(r)\frac{\big[y\mathbf{e}_x - x\mathbf{e}_y\big]}{r}. \tag{7}$$

Подставляя выражение (7) в уравнение (6), найдем уравнение для функции $U(r)$:

$$\frac{d^2U(r)}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{dU(r)}{dr} - \frac{2}{r^2}U(r) = rf(r). \tag{8}$$

Фундаментальная система решений однородного уравнения (при $f(r) = 0$) состоит из двух функций $\varphi_1(r) = 1/r^2$ и $\varphi_2(r) = r$. Поэтому решение неоднородного уравнения (8) можно записать в виде:

$$U(r) = \varphi_1(r)\int\limits_{R_s}^{r} \frac{\varphi_2(r')r'f(r')}{W(r')}dr' + \varphi_2(r)\int\limits_{r}^{\infty} \frac{\varphi_1(r')r'f(r')}{W(r')}dr',$$

где

$$W(r') = \varphi_2(r')df(\varphi_1(r'))/dr' - \varphi_1(r')df(\varphi_2(r'))/dr' = -3/r'^2 \text{ — Вронскиан.}$$

Поэтому статическая часть векторного потенциала **a** принимает вид:

$$\mathbf{a} = -\frac{4\pi\xi}{3c}\cos\theta_0(y\mathbf{e}_x - x\mathbf{e}y)\Big\{\frac{1}{r^3}\int\limits_{R_s}^{r} r'^4 f(r')dr' + \int\limits_{r}^{\infty} r' f(r')dr'\Big\}. \tag{9}$$

В случае поверхностного тока $f(r') = \delta(r' - R_s)$ выражение (9) значительно упрощается:

$$\mathbf{a} = -\frac{4\pi\xi R_s^4}{3r^3 c}\cos\theta_0(y\mathbf{e}_x - x\mathbf{e}_y).$$

Вектор индукции статического магнитного поля имеет вид:

$$\mathbf{B} = rot\ \mathbf{a} = \frac{4\pi\xi R_s^4}{r^5 c} cos\theta_0\Big[z(x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y) + (2z^2 - x^2 - y^2)\mathbf{e}_z\Big]. \tag{10}$$

Выразим теперь константу ξ через максимальное значение модуля вектора **B** на поверхности [19] нейтронной звезды: $\xi = cB_s/(2\pi R_s\cos\theta_0)$. В случае поверхностного тока $f(r') = \delta(r' - R_s)$ выражение (9) значительно упрощается:

$$\mathbf{a} = -\frac{4\pi\xi R_s^4}{3r^3 c}\cos\theta_0(y\mathbf{e}_x - x\mathbf{e}_y).$$

Уравнение для зависящей от времени части векторного потенциала электромагнитного поля пульсара $\mathbf{A}_{alt}$ имеет вид:

$$\Delta\ \mathbf{A}_{alt} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{A}_{alt}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi\xi}{c}\sin\theta_0 f(r)e^{ikct}\big[(y + ix)\mathbf{e}_z - z(i\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y)\big]. \tag{11}$$

Решение уравнения (11) будем искать в виде запаздывающего потенциала:

$$\mathbf{A}_{alt}(\mathbf{r}, t) = \frac{\xi}{c}\sin\theta_0 e^{ikct}\int\limits_V \frac{dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}e^{-ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\big[(y' + ix')\mathbf{e}_z - z'(i\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y)\big]f(r'). \tag{12}$$

Согласно теореме Гегенбауэра [20, 21] при $r > r'$ справедливо следующее разложение по системе сферических функций:

$$\frac{\exp\{-ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = -\frac{\pi i}{2\sqrt{rr'}}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)J_{n+1/2}(kr')H^{(2)}_{n+1/2}(kr)P_n(\cos\gamma),$$

где $H^{(2)}_{n+1/2}(kr')$ — функция Ханкеля второго рода, $J_{n+1/2}(kr)$ — функция Бесселя, $P_n(z)$ — полином Лежандра, $\cos\gamma$ — косинус угла между векторами $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$.

При $r < r'$ это разложение принимает вид:

$$\frac{\exp\{-ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = -\frac{\pi i}{2\sqrt{rr'}}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)J_{n+1/2}(kr)H^{(2)}_{n+1/2}(kr')P_n(\cos\gamma).$$

Поэтому запаздывающее решение неоднородного уравнения (12) можно записать в виде:

$$\mathbf{A}_{\rm alt}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\pi i\xi}{2c\sqrt{r}}\sin\theta_0 e^{ikct}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)\int_0^{\pi}\sin\theta'\int_0^{2\pi} d\varphi' P_n(\cos\gamma)\big[\sin\theta'(\sin\varphi' + i\cos\varphi')\mathbf{e}_z - \cos\theta'(i\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y)\big]\times$$
$$\times\left\{H^{(2)}_{n+1/2}(kr)\int_{R_s}^{r} r'^{5/2}J_{n+1/2}(kr')f(r')dr' + J_{n+1/2}(kr)\int_r^{\infty} r'^{5/2}H^{(2)}_{n+1/2}(kr')f(r')dr'\right\}. \tag{13}$$

Учтем теперь, что, согласно [22],

$$\big[\sin\theta'(\sin\varphi' + i\cos\varphi')\mathbf{e}_z - \cos\theta'(i\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y)\big] = \big[-P_1^1(\cos\theta')(\sin\varphi' + i\cos\varphi')\mathbf{e}_z - P_1(\cos\theta')(i\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y)\big]$$

и используем известное [23] разложение:

$$P_n(\cos\gamma) = P_n(\cos\theta)P_n(\cos\theta') + 2\sum_{m=1}^{n}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}P_n^m(\cos\theta)P_n^m(\cos\theta')\cos m(\varphi' - \varphi).$$

Тогда, после интегрирования выражения (13) по углам θ' и φ' получим:

$$\mathbf{A}_{\text{alt}}(\mathbf{r},t) = -\frac{2\pi^2 i\xi}{c\sqrt{r}}\sin\theta_0 e^{ikct}\big[\sin\theta(\sin\varphi + i\cos\varphi)\mathbf{e}_z - \cos\theta(i\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y)\big]\times$$
$$\times\left\{H_{3/2}^{(2)}(kr)\int\limits_{R_s}^{r} r'^{5/2}J_{3/2}(kr')f(r')dr' + J_{3/2}(kr)\int\limits_{r}^{\infty} r'^{5/2}H_{3/2}^{(2)}(kr')f(r')dr'\right\}.$$

Выражения для потенциалов **a** и $\mathbf{A}_{alt}(\mathbf{r},t)$ электромагнитного поля, создаваемого вращающимся витком тока, значительно упрощаются, если ток является поверхностным: $f(r') = \delta(r' - R_s)$. В этом случае решение уравнения можно записать в виде:

$$\mathbf{A} = -\frac{2\pi^2 i\xi}{c\sqrt{r^3}}\sin\theta_0 e^{ikct}H_{3/2}^{(2)}(kr)\big[(y + ix)\mathbf{e}_z - z(i\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y)\big]R_s^{5/2}J_{3/2}(kR_s) - \frac{4\pi\xi R_s^4}{3r^3 c}\cos\theta_0(y\mathbf{e}_x - x\mathbf{e}_y).$$

Оставим только реальную часть от этого выражения. Учитывая, что

$$ie^{ikct}H_{3/2}^{(2)}(kr) = i\sqrt{\frac{2}{\pi kr}}\left(\frac{i}{kr} - 1\right)e^{ik(ct-r)} =$$
$$= -\sqrt{\frac{2}{\pi kr}}\left\{\left[\frac{\cos k(ct-r)}{kr} - \sin k(ct-r)\right] + i\left[\frac{\sin k(ct-r)}{kr} + \cos k(ct-r)\right]\right\},$$

в результате получим:

$$\mathbf{A} = \frac{2\xi R_s^{5/2}J_{3/2}(kR_s)}{cr^2}\sqrt{\frac{2\pi^3}{k}}\sin\theta_0\left\{\left[\frac{\cos k(ct-r)}{kr} - \sin k(ct-r)\right](y\mathbf{e}_z - z\mathbf{e}_y) + \right.$$
$$\left. + \left[\frac{\sin k(ct-r)}{kr} + \cos k(ct-r)\right](z\mathbf{e}_x - x\mathbf{e}_z)\right\} - \frac{4\pi\xi R_s^4}{3r^3 c}\cos\theta_0(y\mathbf{e}_x - x\mathbf{e}_y).$$

Используя это соотношение, найдем напряженность электрического поля **E** и индукцию магнитного поля **B**, создаваемых вращающимся витком поверхностного тока:

$$\mathbf{E} = \frac{2\xi R_s^{5/2}J_{3/2}(kR_s)}{cr^2}\sqrt{2\pi^3 k}\sin\theta_0\left\{\left[\cos k(ct-r) + \frac{\sin k(ct-r)}{kr}\right](y\mathbf{e}_z - z\mathbf{e}_y) + \right.$$
$$\left. + \left[\sin k(ct-r) - \frac{\cos k(ct-r)}{kr}\right](z\mathbf{e}_x - x\mathbf{e}_z)\right\},$$

$$\mathbf{B} = \frac{2\xi}{r^5}\sqrt{\frac{2\pi^3 R_s^5}{k^3}}J_{3/2}(kR_s)\sin\theta_0\times$$
$$\times\left\{\left[\left(r^2k^2xy - kr^3 + 3krx^2 - 3xy\right)\sin k(ct-r) + \left(k^2r^4 - k^2r^2x^2 - r^2 + 3krxy + 3x^2\right)\cos k(ct-r)\right]\mathbf{e}_x + \right.$$
$$+ \left[\left(r^2k^2y^2 - k^2r^4 + r^2 + 3rkxy - 3y^2\right)\sin k(ct-r) + \left(3(ky^2r + xy) - kr^3 - r^2k^2xy\right)\cos k(ct-r)\right]\mathbf{e}_y +$$
$$\left. + \left[\left(r^2k^2yz + 3rkxz - 3yz\right)\sin k(ct-r) + \left(3rkyz + 3xz - r^2k^2xz\right)\cos k(ct-r)\right]\mathbf{e}_z\right\} +$$
$$+ \frac{4\pi\xi R_s^4}{r^5 c}\cos\theta_0\Big[z(x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y) + (2z^2 - x^2 - y^2)\mathbf{e}_z\Big]. \quad (14)$$

2. СТАТИЧЕСКОЕ ДИЛАТОННОЕ ПОЛЕ, СОЗДАВАЕМОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПУЛЬСАРА ИЛИ МАГНЕТАРА

Используя выражения (14), построим статическую часть источника, стоящего в правой части уравнения (2):

$$g_{(\psi\gamma)}(F_{ik}F^{ik})_{\text{stat}} = 2g_{(\psi\gamma)}([\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2])_{\text{stat}} = \\ = \frac{g_{(\psi\gamma)}}{k^2r^8}\Big\{\alpha^2[2k^2r^4 - 6k^2z^2r^2 + 5r^2 - 3z^2] + \\ + 2\alpha_1^2k^2[r^2 + 3z^2]\Big\},$$

где для сокращения записи коэффициентов введены обозначения:

$$\alpha = 2\xi J_{3/2}(kR_s)\sqrt{(\frac{2\pi^3R_s^5}{kc^2})}\sin\theta_0,$$
$$\alpha_1 = -\frac{4\pi R_s^4\cos\theta_0}{3c}.$$

Тогда уравнение (2) для статического поля Ψ примет вид

$$\Delta\Psi = \frac{g_{(\psi\gamma)}}{k^2r^8}\Big\{\alpha^2[2k^2r^4 - 6k^2z^2r^2 + 5r^2 - 3z^2] + \\ + 2\alpha_1^2k^2[r^2 + 3z^2]\Big\}.$$

Частное решение этого уравнения вне нейтронной звезды (при $r > R_S$) имеет вид

$$\Psi = \frac{g_{(\psi\gamma)}}{k^2}\times \\ \times\Big\{\frac{\alpha^2}{2k^2r^6}\Big[r^2 - z^2 + 3k^2r^2z^2 - k^2r^4\Big] + \frac{\alpha_1^2z^2}{r^6}\Big\}. \tag{15}$$

Это выражение описывает распределение статического дилатонного поля вокруг пульсара или магнетара.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показало, что электромагнитное излучение пульсаров и магнетаров не только производит генерацию дилатонов на двойной частоте их вращения, но и создает вокруг них статическое дилатонное поле, образуя некоторое гало. Так как выражение (15) не является сферически симметричным, то для электромагнитных волн это гало служит анизотропной линзой.

Все формулы в этой статье проверены с использованием компьютерной алгебры REDUCE.

Данное исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, секция №5 «Физика частиц и космология». Этап 2023–2025 гг.

[1] *Fujii Y.* // Int. J. Mod. Phys. A. **6**, 3505 (1991).
[2] *Coradeschi F.* et al. // J. High Energy Phys. **2013**, 1 (2013).
[3] *Astashenkov M.O., Denisov V.I., Denisova I.P.* // Ученые записки физического ф-та Московского ун-та. **3**, 2530102 (2025).
[4] *Blum K.* et al. // J. High Energy Phys. **2015**, 1 (2015).
[5] *Denisova I.P.* // Gravitation Cosmol. **27**, 392 (2021).
[6] *Denisov V.I., Denisova I.P., Einiev E.T.* // Eur. Phys. J. C. **82**, 311 (2022).
[7] *Astashenkov M.O.* et al. // J. Cosmol. Astropart. Phys. **2024**, 066 (2024).
[8] *Astashenkov M.O., Vshivtseva P.A., Einiev E.T.* // Phys. Scr. **100**, 085312 (2025).
[9] *Denisov V.I., Garmaev B.D., Denisova I.P.* // Phys. Rev. D. **104**, 055018 (2021).
[10] *Denisov V.I.* et al. // Gravitation Cosmol. **30**, 160 (2024).
[11] *Dantsev G.A.* et al. // Gravitation Cosmol. **31**, 174 (2025).
[12] *Bedda A., Denisov V., Denisova I., Gavrish O.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **89**, 633 (2025).
[13] *Huang S.* et al. // Phys. Scr. **97**, 105303 (2022).
[14] *Banerjee D.* et al. // Phys. Rev. Lett. **125**, 081801 (2020).
[15] *Murayama H.* et al. // Eur. Phys. J. C. **15**, 298 (2000).
[16] *Hessels J.W.T., Ransom S., Stairs I.H., Freire P., Camilo F.* // Science. **311**, 1901 (2006).
[17] *Inada T.* et al. // Phys. Rev. Lett. **118**, 071803 (2017).
[18] *Landau L.D., Lifshitz E.M.* The Classical Theory of Fields. Butterworth-Heinemann, 1975.
[19] *Manchester R.N.* et al. // Astron. J. **129**, 1993 (2005).
[20] *Bateman A., Erdelyi A.* Higher Transcendental Functions. Vol. 2. New York: McGraw-Hill, 1953.
[21] *Gradshtein I.S., Ryzhik I.M.* Tablitsy integralov, ryadov i proizvedenii. Moscow: Nauka, 1971.
[22] *Vshivtseva P.A., Denisov V.I., Denisova I.P.* // Theor. Math. Phys. **166**, 186 (2011).
[23] *Bateman A., Erdelyi A.* Higher Transcendental Functions. Vol. 1. New York: McGraw-Hill, 1953.

Study of Static Fields of Axion-Like Particles in the Vicinity of a Rotating Neutron Star

A. V. Bedda[1,2,a], **M. O. Astashenkov**[1,2], **P. A. Vshivtseva**[1,2], **V. I. Denisov**[1,2]

[1] *Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University*
Moscow 119991, Russia
[2] *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University*

Moscow 119991, Russia
E-mail: [a] *bedda.andrew@yandex.ru*

The static component of the axion-like field generated by a rotating neutron star — a pulsar or a magnetar — has been calculated. It is shown that this static field is distributed anisotropically around the star, forming a dilatonic halo. It is concluded that for electromagnetic waves, this halo will act as an anisotropic lens.

PACS: 14.80.-j
Keywords: axion-like field, pulsar, magnetar, dilaton halo, surface current.
Received 07 October 2025.
English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2026. **81**, No. . Pp. .

Сведения об авторах

1. Бедда Андрей Витальевич —аспирант физического факультета МГУ; e-mail: bedda.andrew@yandex.ru.
2. Асташенков Михаил Олегович — выпускник аспирантуры физического факультета МГУ; e-mail: mixa.astash@yandex.rumail.
3. Вшивцева Полина Александровна —канд. физ.-мат. наук, зам. декана физического факультета МГУ; e-mail: vshivtsevapa@my.msu.ru.
4. Денисов Виктор Иванович —доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой квантовой теории и физики высоких энергий физического факультета МГУ; тел. (495)-939-16-47, e-mail: vid.msu@yandex.ru.