Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 3, с. 177 – 183

Звездная эволюция и аксионоподобные частицы: новые ограничения и указания из анализа шаровых скоплений в данных Gaia DR3

С. В. Троицкий[1)]

Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 октября 2024 г.
После переработки 6 декабря 2024 г.
Принята к публикации 11 декабря 2024 г.

Аксионоподобные частицы (ALP) – это гипотетические псевдоскалярные бозоны, естественным образом появляющиеся в расширениях Стандартной модели. Их взаимодействие с обычной материей и излучением подавлено, что затрудняет их обнаружение в лабораторных экспериментах. Однако эти частицы, образующиеся в недрах звезд, могут обеспечивать дополнительный механизм потери энергии, потенциально влияя на звездную эволюцию. Известные методы поиска таких эффектов включают в себя измерение свойств красных гигантов и гелиевых звезд в шаровых скоплениях. Здесь мы используем опубликованные каталоги звезд, отобранных в качестве членов семи шаровых скоплений на основе параллаксов и собственных движений, измеренных инструментом *Gaia* (Data Realease 3). Используя ранее выведенные теоретические соотношения и новые данные, мы находим ограничение сверху на константу связи ALP с электронами, $g_{ae} < 5.2 \times 10^{-14}$ (95 % CL), и указание (3.3σ) на ненулевую константу связи ALP с фотонами, $g_{a\gamma} = \left(6.5^{+1.1}_{-1.3}\right) \times 10^{-11}$ ГэВ$^{-1}$. Учитывая точность современных наблюдательных данных, в будущем необходимо уточнить ограничения на ALP с помощью более сложных анализов.

DOI: 10.31857/S0370274X25020012, EDN: XRTCRP

1. Введение. Во многих расширениях Стандартной модели (СМ) физики частиц предсказываются аксионоподобные частицы (ALP). Они являются псевдоголдстоуновскими бозонами в двухмасштабных теориях, в которых глобальная $U(1)$ симметрия нарушается как спонтанно (порождая эффективное взаимодействие между ALP и фотонами, а также, возможно, с другими частицами СМ), так и явно (обеспечивая небольшую массу ALP). Эти два масштаба могут быть либо связаны друг с другом, как в случае канонического аксиона из квантовой хромодинамики, либо оставаться двумя независимыми параметрами модели для общего случая. Как теория, так и эксперимент указывают на то, что эти частицы слабо взаимодействуют с обычным веществом и излучением, что затрудняет их экспериментальное обнаружение. Однако их эффекты можно наблюдать в астрофизике, см. обзоры и дальнейшие ссылки в [1–3]. Одним из известных подходов является поиск влияния ALP на звездную эволюцию. Тепловым образом образуясь в центральных областях звезд, эти гипотетические частицы могут свободно вылетать наружу, унося энергию. Помимо прямых поисков таких ALP, образующихся в Солнце, можно рассмотреть влияние потерь энергии на эволюцию других звезд, наблюдаемых в их совокупности.

Особый интерес представляют звезды на поздних стадиях эволюции в шаровых звездных скоплениях (ШС), где они имеют схожий возраст и химический состав [4]. Прежде чем в центре начнутся реакции слияния гелия, звезда проходит стадию красного гиганта, и дополнительные потери энергии могут задержать гелиевую вспышку. В результате самый яркий красный гигант может стать ярче, чем ожидалось, смещая положение вершины ветви красных гигантов (TRGB) на диаграмме цвет–звездная величина. Последующая стадия горения гелия (HB), когда звезда переходит на горизонтальную ветвь той же диаграммы, становится короче в случае больших потерь, а число звезд на этой ветви, N_{HB}, уменьшается по сравнению со стандартным случаем. Обе наблюдательные величины используются для ограничения констант связи ALP уже несколько десятилетий.

Звездная астрометрия и фотометрия претерпели революцию в последние годы, когда стали доступны данные миссии *Gaia* [5]. В ранних версиях данных, такие тесно заполненные звездами поля, как ШС, не были хорошо разрешены, но последний выпуск данных (DataRelease 3, DR3) [6], вместе со специальными исследованиями ШС на его основе, открыва-

1)e-mail: st@ms2.inr.ac.ru

ет возможность использовать эти высокоточные данные для ограничения физики ALP. Это и является целью настоящей работы.

2. Данные. В серии недавних работ [7–12], Гончаров и др. определили списки отдельных звезд – членов 14 галактических ШС, используя параллаксы и собственные движения *Gaia*. Для 7 из этих 14 скоплений, см. табл. 1, в [9–11] опубликованные списки идентификаторов этих звезд по *Gaia* DR3. Мы использовали эти списки для извлечения фотометрии звезд-членов скопления из базы данных https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dr3. Для согласованности с предыдущими исследованиями мы используем каталог синтетической фотометрии [14], чтобы получить звездные величины в цветах $UBVRI$, доступных для более ярких объектов, которые включают все красные гиганты и звезды НВ в интересующих нас скоплениях. Мы также используем содержание железа [Fe/H] и цветовые поправки $E(B-V)$, приведенные в [9–11], поправку на поглощение A_V в полосе V из [15] (модель А) и расстояния d до ШС из [13], с соответствующими статистическими и систематическими неопределенностями.

3. Анализ. Мы следуем рекомендациям [16] при анализе TRGB и [17] при анализе НВ для отдельных ШС. Комбинация данных обсуждается ниже в разделе 3.4.

3.1. Определение параметров эволюции.

(i) TRGB. Соответствующим параметром является болометрическая абсолютная величина TRGB, $M_{\rm bol}^{\rm (tip)}$, которая определяется следующим образом. Выбирается самый яркий красный гигант и определяется его абсолютная величина в V-диапазоне, $V_0 = V - \mu - A_V$, по наблюдаемой величине V и модулю расстояния $\mu = 5\log_{10}(d/(10\ \text{пк}))$. Следуя [16], мы берем болометрическую поправку b из [18], где она табулирована как функция от [Fe/H] и $(V-I)_0 \approx V - I + 1.25E(B-V)$ [16]. Тогда абсолютная болометрическая величина самого яркого красного гиганта равна $M_{\rm bol}^{(0)} = V_0 + b$.

Это еще не все, потому что TRGB определяется не самым ярким красным гигантом в настоящее время, а самой яркой точкой, которой этот красный гигант может достичь в своей эволюции. Это решается введением поправки $\delta(n)$, определяемой моделированием в [16] и зависящей от числа n красных гигантов с величинами V не слабее $V_0 + 2.5^m$. Наконец, находим $M_{\rm bol}^{\rm (tip)} = M_{\rm bol}^{(0)} - \delta(n)$.

(ii) НВ-звезды. Соответствующим параметром является отношение $R = N_{\rm HB}/N_{\rm RGB}$ числа $N_{\rm HB}$ звезд НВ к числу $N_{\rm RGB}$ звезд в верхней части ветви красных гигантов на диаграмме цвет–звездная величина для скопления. $N_{\rm RGB}$ определяется как число красных гигантов с абсолютной величиной V ярче, чем нулевая величина НВ $M_{\rm ZAHB}$. Последняя величина оценивается по формуле (1) из [19] для заданной металличности [M/H], которая, в свою очередь, оценивается по [Fe/H] с помощью формулы (2) из [16]. Отделить красные гиганты от асимптотических гигантов и определить горизонтальную ветвь на диаграмме необходимо визуально.

3.2. Связь с константами взаимодействия ALP.

(i) TRGB и электронная константа. С учетом имеющихся ограничений сверху на константы взаимодействия ALP с различными частицами можно увидеть, что наиболее сильное влияние на эволюцию красных гигантов окажет возможное взаимодействие ALP a с электронами e, которое входит в лагранжиан как взаимодействие Юкавы,

$$\mathcal{L}_{ae} = g_{ae} a \bar{e} \gamma_5 e.$$

В работе [16], $M_{\rm bol}^{\rm (tip)}$ был получен из моделирования для различных значений g_{ae} и [M/H]. Поскольку это гладкая функция, мы используем интерполяцию ее значений с рис. 4 в [16].

(ii) НВ-звезды и фотонная константа. Если пренебречь g_{ae} (ниже мы увидим, что это предположение оправдано результатами нашего анализа TRGB), то доминирующий вклад в потери энергии в НВ-звездах будет связан со взаимодействием $g_{a\gamma}$ ALP с двумя фотонами,

$$\mathcal{L}_{a\gamma} = -\frac{1}{4} g_{a\gamma} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu},$$

где $F_{\mu\nu}$ – тензор напряженности электромагнитного поля, а $\tilde{F}^{\mu\nu}$ – его дуальный тензор. В системе единиц физики частиц размерность $g_{a\gamma}$ равна обратной массе. Мы используем соотношение, предложенное в работе [17] на основе численного моделирования,

$$R = 6.26\, Y - 0.41 \left(\frac{g_{a\gamma}}{10^{-10}\ \text{ГэВ}^{-1}} \right)^2 - 0.12, \qquad (1)$$

где Y – начальная доля гелия в звездном веществе, см. ниже.

3.3. Неопределенности. Перечислим источники неопределенностей, которые вносят вклад в определение R и $M_{\rm bol}^{\rm (tip)}$ для отдельных ШС. За исключением неопределенности, связанной с Y, они складываются в квадратурах, чтобы найти ошибки определения двух наблюдаемых величин, приведенные ниже.

(i) Статистические неопределенности. И R, и $M_{\rm bol}^{\rm (tip)}$ страдают от наличия только конечного числа звезд в ШС. Чтобы оценить соответствующую статистическую неопределенность для R, мы предположим, что $N_{\rm HB}$ и $N_{\rm RGB}$ следуют статистике Пуассона.

Таблица 1. Шаровые скопления, использованные в данной работе: названия NGC, ссылки, количество звезд, идентифицированных в *Gaia* DR3, число звезд с опубликованной синтетической фотометрией *Gaia*, расстояние из [13], металличность из [9–11] (неопределенность установлена в 0.1, если не указана) и параметры эволюции, определенные здесь, с их статистическими неопределенностями (см. раздел 3)

NGC	Ссылка	N_{Gaia}	$N_{\rm synt}$	Расстояние, кпк	[Fe/H]	$M_{\rm bol}^{\rm (tip)}$	R
288	[9]	3923	439	8.99 ± 0.09	-1.3 ± 0.1	-2.770 ± 0.065	1.403 ± 0.139
362	[9]	4139	442	$8,83 \pm 0,10$	-1.3 ± 0.1	-3.547 ± 0.086	1.742 ± 0.185
6218	[9]	6231	830	5.11 ± 0.05	-1.3 ± 0.1	-3.804 ± 0.102	2.900 ± 0.367
6362	[10]	5069	582	7.65 ± 0.07	-1.04 ± 0.07	-3.000 ± 0.067	1.446 ± 0.155
6723	[10]	2207	373	$8,27 \pm 0.10$	$-1.09 \pm 0,06$	-3.591 ± 0.076	0.905 ± 0.098
6397	[11]	17312	5281	$2,482 \pm 0.019$	-1.8 ± 0.1	-3.806 ± 0.086	1.306 ± 0.138
6809	[11]	8828	724	5.348 ± 0.052	-1.7 ± 0.1	-3.387 ± 0.098	1.035 ± 0.132

Для $M_{\rm bol}^{\rm (tip)}$ этот эффект учитывается неопределенностями в $\delta(n)$, представленными в [16].

(ii) Неопределенности параметров. Неопределенности в расстояниях, металличности и цветовых поправках были приведены вместе с их значениями. Здесь мы предполагаем, что они следуют гауссовым распределениям. Мы используем неопределенности, оцененные в [16], для болометрических поправок.

(iii) Теоретические неопределенности. В настоящем исследовании используются упрощенные численные соотношения из работ [16, 17], основанные на численном моделировании, выполненном в рамках определенных предположений. Соответствующая теоретическая неопределенность в $M_{\rm bol}^{\rm (tip)}$ была оценена в [16] как 0.038^m; мы здесь, однако, используем более консервативную оценку 0.12^m из [20]. Последняя оценка учитывает возможные вариации массы звезд, покидающих главную последовательность в настоящее время, связанные с содержанием гелия.

В отношении R многие неопределенности сокращаются, и теоретические неопределенности для R невелики [21, 22]. Основная теоретическая неопределенность связана с численным описанием конвекции. Она была исследована в работе [23]; мы оцениваем эту систематическую неопределенность как 4.5 % в R и учитываем в анализе.

(iv) Содержание гелия. Как видно из формулы (1), R сильно зависит от содержания гелия Y, которое трудно измерить в конкретных источниках. Поскольку ШС являются старыми объектами без позднего звездообразования [4], часто предполагается, что содержание гелия в них близко к первичному, $Y_{\rm BBN} = 0.245 \pm 0.003$ [24]. В очень немногих случаях Y в ШС удалось определить спектроскопически. К ним, в частности, относится NGC 6397, ближайшее из семи используемых нами скоплений, для которого $Y = 0.241 \pm 0.004$ [25], в полном согласии с $Y_{\rm BBN}$. Первичные значения Y являются консервативными для поиска ALP, поскольку при тех же R для больших Y потребуется большее $g_{a\gamma}$. Мы приводим результаты для $Y = Y_{\rm BBN}$ как основные и показываем, как они меняются с ростом Y, в разделе 4.

3.4. Объединение измерений. Чтобы учесть ансамбль измерений для разных ШС, которые имеют разную металличность, мы используем байесовский подход, используя условия $g_{ae} \geq 0$ и $g_{a\gamma} \geq 0$ в качестве приор. Пусть g – одна из этих констант связи; обозначим за x соответствующий параметр эволюции, измеряемый как $x_i \pm \delta x_i$ в i-м ШС. Теоретическое значение наблюдаемой величины для данного скопления задается функцией $x_{\rm th}(k_i, g)$ от g и значения k_i для этого скопления. А именно, для $g = g_{ae}$, $x = M_{\rm bol}^{\rm (tip)}$, $k_i = [{\rm M/H}]_i$, а функция $x_{\rm th}(k_i, g) \equiv \equiv M_{\rm bol}^{\rm (tip)}([{\rm M/H}]_i, g_{ae})$ взята из [16], см. раздел 3.2(i). Для $g = g_{a\gamma}$, $x = R$, $k_i = Y$ и $x_{\rm th}(k_i, g) \equiv R(Y, g_{a\gamma})$ дается выражением (1).

Мы вводим функцию правдоподобия

$$L(g) = \theta(g) \prod_i P(x_i|g),$$

где $\theta(g)$ – тета-функция Хевисайда, а $P(x_i|g)$ – гауссова функция распределения вероятностей (PDF), центрированная на $(x_i - x_{\rm th}(k_i, g))$ и имеющая ширину δx_i. После построения $L(g)$ наилучшее значение g соответствует максимальному значению L. Доверительный интервал для g при уровне достоверности ξ определяется условием $L(g) > L_0$ таким, что

$$\int\limits_{L(g)>L_0} L(g)\, dg = \xi \int\limits_{-\infty}^{\infty} L(g)\, dg. \qquad (2)$$

4. Результаты. Значения $M_{\rm bol}^{\rm (tip)}$ и R, полученные здесь, представлены в табл. 1 вместе с другими параметрами семи отдельных скоплений. Как и в предыдущих исследованиях, например, в табл. 2 в [26], они демонстрируют значительный разброс, который может быть изучен в будущем с большим количеством ШС. Основные результаты настоящей работы получены из анализа правдоподобия, описанного в разделе 3.4. На рисунках 1 и 2 представлены полученные профили L для g_{ae} и $g_{a\gamma}$, соответственно. Наш анализ отдает предпочтение $g_{ae} = 0$

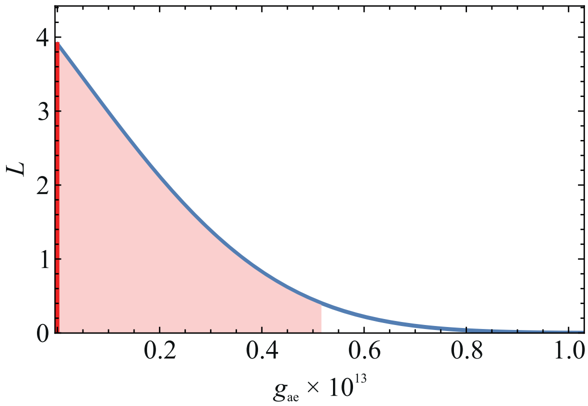

Рис. 1. (Цветной онлайн) Профиль нормированной функции правдоподобия L для g_{ae}, полученный в настоящем исследовании. L максимальна при $g_{ae} = 0$, а заштрихованная область представляет 95 % CL диапазон разрешенных констант связи

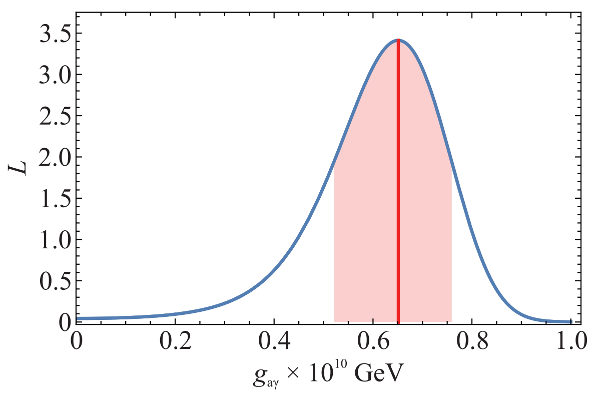

Рис. 2. (Цветной онлайн) Профиль нормированной функции правдоподобия L для $g_{a\gamma}$, полученный в настоящем исследовании для $Y = Y_{\mathrm{BBN}}$. Значение $g_{a\gamma}$, которое максимизирует L, показано вертикальной линией, а заштрихованная область представляет 68 % CL диапазон разрешенных констант связи

как наилучшему значению и устанавливает ограничение сверху $g_{ae} < 5.2 \times 10^{-14}$ (95 % CL), в то время как в наиболее консервативном предположении $Y = Y_{\mathrm{BBN}}$, ненулевое значение $g_{a\gamma} = \left(6.5^{+1.1}_{-1.3}\right) \times$ $\times\, 10^{-11}$ ГэВ$^{-1}$ (68 % CL неопределенность) является предпочтительным. Уровень достоверности, с которым отвергается $g_{a\gamma} = 0$ при $Y = Y_{\mathrm{BBN}}$, можно определить, подставив $L_0 = L(0)$ в ур. (2), что дает $1 - \xi = 1.0 \times 10^{-3}$, что соответствует 3.3σ для гауссовой статистики. Это наблюдение устойчиво по отношению к теоретическим неопределенностям: требуется искусственное увеличение модельных неопределенностей в R в 21 или 5 раз, чтобы снизить значимость до одной или двух сигм соответственно. Результаты для больших содержаний гелия представлены на рис. 3. Как и другие результаты, связанные

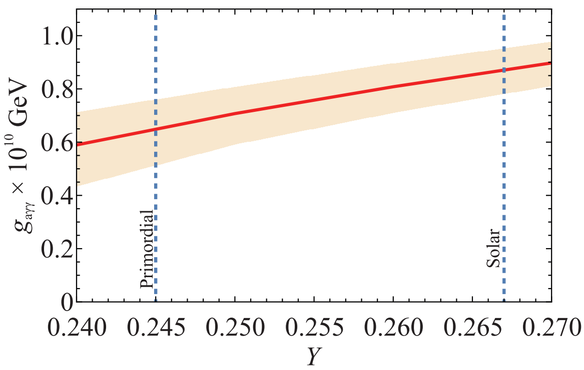

Рис. 3. (Цветной онлайн) Наилучшее соответствие (сплошная линия) и 68 % CL допустимый (заштрихованная область) для ALP-фотонной константы связи $g_{a\gamma}$ для различных предположений о содержании гелия Y. Вертикальные пунктирные линии указывают первичное и солнечное значения Y

с потерями звездной энергии, полученные в данной работе, не зависят от массы ALP m при условии, что она намного меньше температуры в звездных интерьерах (∼кэВ).

5. Обсуждение. Взаимодействие ALP с обычным веществом может быть изучено с помощью множества подходов, обзор которых можно найти, например, в [27]. Их можно разделить на четыре группы.

Лабораторные эксперименты. Они обычно обеспечивают наиболее надежные, хотя и слабые, ограничения на константы взаимодействия.

Лабораторный поиск астрофизических ALPs. К ним относятся экспериментальные поиски ALP, образующихся в Солнце в результате хорошо изученных процессов в его центральной области, а также различные прямые поиски ALP в качестве частиц темной материи (в предположении, что темная материя состоит из ALP, что в общем случае не так).

Астрофизические поиски, не опирающиеся на модели магнитного поля. Среди них преобладают исследования потерь энергии звездами на различных этапах эволюции, включая взрывы сверхновых. Они основаны на предположениях о процессах в звездных недрах, которые качественно являются надежными, но при этом допускают количественную модельную зависимость. Настоящее исследование относится к этой группе.

Поиск ALP-фотонной конверсии в астрофизических магнитных (B) полях. Эта конверсия может проявляться в различных особенностях высокоэнергетических спектров астрофизических объектов, включая подавление или отсутствие такового, нерегулярности и т.д. Эти ограничения часто являются самыми сильными среди четырех групп, но они зависят от предполагаемых значений и конфигураций плохо известных космических магнитных полей, и соответствующие неопределенности могут быть большими, см., например, [28, 29].

Чтобы представить наши результаты в контексте, мы сравним их (см. табл. 2 для g_{ae} и табл. 3 для $g_{a\gamma}$) с наиболее строгими ранее опубликованными ограничениями в каждой из четырех групп. Читателя, интересующегося более широким спектром ограничений, мы отсылаем к [24, 30], где приведены десятки других результатов. Для определенности мы фиксируем $m = 10^{-8}$ эВ для нескольких случаев, когда результаты зависят от массы.

Таблица 2. Наиболее строгие ограничения на g_{ae}, полученные различными методами. Предполагается, что $g_{a\gamma} = 0$ и $m = 10^{-8}$ эВ. Ограничение XENONnT приведено на уровне 90 % CL, другие ограничения – на уровне 95 % CL

ALP-электронная константа			
Группа	Эксперимент (техника)	Ссылка	g_{ae}, 10^{-13}
Лаборатория	Крутильный маятник	[31]	< 74500
Солнце	XENONnT	[32]	< 19
Звезды	TRGB	[16]	< 1.48
Данная работа			< 0.52

Таблица 3. Наиболее строгие ограничения (95 % CL для верхних пределов) на $g_{a\gamma}$, полученные различными методами. Предполагается, что $g_{ae} = 0$ и $m = 10^{-8}$ эВ

ALP-фотонная константа			
Группа	Эксперимент (техника)	Ссылка	$g_{a\gamma}$, 10^{-11} ГэВ$^{-1}$
Лаборатория	OSQAR	[33]	< 3550
Солнце	CAST	[34, 35]	< 5.7
звезды	AGB-звезды	[23]	< 4.7
Поле B	Пульсары	[36]	< 0.4
Данная работа			$6.5^{+1.1}_{-1.3}$

Сравнение показывает, что наш верхний предел на g_{ae} сильнее, чем ранее полученные. Это может быть связано с более эффективным отбором членов ШС с помощью данных *Gaia*, что уменьшает вклад звезд, не относящихся к ШС и проектирующихся на направление ШС. Наше ограничение противоречит указаниям на ненулевое значение $g_{ae} = 1.6^{+0.29}_{-0.34} \times 10^{-13}$ из анализа охлаждения белых карликов [37].

Ненулевое значение $g_{a\gamma}$, предпочитаемое нашими результатами, согласуется с предыдущими лабораторными и, с небольшим разрывом, солнечными и звездными ограничениями. Примечательно, что они согласуются с предыдущими исследованиями, которые использовали параметр R и давали слабые указания на $g_{a\gamma} > 0$. В частности, в [17] найдено наилучшее значение $g_{a\gamma} = \left(4.5^{+1.2}_{-1.6}\right) \times 10^{-11}$ ГэВ$^{-1}$ и установлено 95 % CL ограничение $g_{a\gamma} < 6.6 \times 10^{-11}$ ГэВ$^{-1}$. В работе [23] более сильный верхний предел, см. табл. 3, был получен из исследований звезд ветви асимптотических гигантов (AGB), а параметр HB звезд R снова указывал ненулевое значение $g_{a\gamma} \sim (4-7) \times 10^{-11}$ ГэВ$^{-1}$. Однако некоторые ранее опубликованные астрофизические исследования, основанные на предположениях о величине и пространственной структуре космических магнитных полей, приводили более сильные верхние пределы, так что наши результаты находятся в противоречии с этими модельно-зависимыми ограничениями.

Некоторые наблюдения источников гамма-излучения при очень высоких или сверхвысоких энергиях позволяют предположить, что Вселенная может быть более прозрачной, чем ожидалось, и это может потребовать новой физики (см. обзоры и дальнейшие ссылки в статьях [38, 39] и, например, [40–43] для описания недавних продвижений). Это может найти свое объяснение в преобразовании энергичного фотона в ALP в магнитном поле вблизи источника и обратном преобразовании в фотон вблизи наблюдателя [44, 45]. Значения $g_{a\gamma}$, подходящие для такого объяснения, $(4-9) \times 10^{-11}$ ГэВ$^{-1}$, хорошо согласуются с полученными в настоящей работе.

Повышенная точность по сравнению с предыдущими исследованиями объясняется преимуществами данных *Gaia* DR3, которые перевешивают малую статистику выборки скоплений. Эти преимущества включают в себя примерно удвоенную точность полученных с помощью параллаксов расстояний DR3 по отношению к различным индикаторам расстояний, использовавшимся ранее, и уменьшение числа звезд поля на диаграмме цвет–звездная величина. Учитывая резкое повышение точности астрометрии ШС, необходимо улучшить моделирование звездной эволюции, которое лежит в основе данного исследования и в настоящее время доминирует в бюджете ошибок. Прямое моделирование наблюдаемых величин, учитывающее больше потенциальных вариаций звездных моделей (включая описание конвекции), должно быть применено к большему числу наблюдавшихся *Gaia* ШС. Моделирование, проведенное полностью в терминах цветов *Gaia*, позволило бы еще больше снизить неопределенности, связанные с промежуточными этапами анализа. Эти пути развития мы оставляем на дальнейшее исследование.

Хотя настоящее исследование интерпретируется в терминах констант взаимодействия ALP, на самом деле оно ограничивает только аномальные потери энергии на определенных этапах звездной эволюции. Причиной этих потерь может быть и другая физика, включая другие гипотетические частицы, свойства нейтрино и т.д. Эти сценарии могут быть ограничены аналогично ALP по данным *Gaia* для ШС.

6. Выводы. Мы провели поиск нестандартного охлаждения красных гигантов и звезд с горением гелия в семи галактических шаровых скоплениях, основываясь на выборе членов ШС из работ [9–11] по данным *Gaia* DR3. Мы не нашли указаний на такое дополнительное охлаждение у красных гигантов и интерпретировали это как ограничение сверху на константу связи ALP с электронами, самое сильное на сегодняшний день. Напротив, охлаждение звезд, сжигающих гелий, не согласуется с нулевой константой связи ALP с фотонами на уровне 3.3σ. Предпочтительный диапазон этой константы согласуется с предыдущими указаниями из звездной эволюции и из прозрачности Вселенной для гамма-излучения, но противоречит некоторым модельно зависимым астрофизическим ограничениям, основанным на предположениях о космических магнитных полях. Возвращение положительного указания на $g_{a\gamma} \neq 0$ мотивирует дальнейшие, более детальные исследования, которые уже ведутся.

Автор признателен К. Постнову и анонимному рецензенту за интересные обсуждения деталей звездной эволюции и соответствующих систематических неопределенностей, а также Г. Рубцову за наглядное объяснение байесовского подхода в контексте настоящей работы. Эта работа была начата и в основном выполнена во время международного семинара “Кварки-2024” в Переславле, и атмосфера семинара, а также дискуссии с его участниками, заслуживают большой благодарности.

В данной работе использовались открытые данные миссии Европейского космического агентства (ESA) *Gaia* (https://www.cosmos.esa.int/gaia), обработанные Консорциумом *Gaia* по обработке и анализу данных (DPAC, https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium). Финансирование DPAC осуществлялось национальными учреждениями, в частности учреждениями, участвующими в Многостороннем соглашении *Gaia*.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант 22-12-00253.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. G. G. Raffelt, *Stars as laboratories for fundamental physics: The astrophysics of neutrinos, axions, and other weakly interacting particles*, University of Chicago Press, Chicago (1996).
2. L. Di Luzio, M.Fedele, M. Giannotti, F. Mescia, and E. Nardi, JCAP **02**, 035 (2022).
3. A. Caputo and G. Raffelt, PoS **454**, 041 (2024).
4. A. Renzini and F. F. Pecci, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **26**, 199 (1988).
5. T. Prusti, J. de Bruijne, A. Brown et al. (Gaia), Astron. Astrophys. **595**, A1 (2016).
6. A. Vallenari, A. Brown, T. Prusti et al. (Gaia), Astron. Astrophys. **674**, A1 (2023).
7. G. A. Gontcharov, A. V. Mosenkov, and M. Y. Khovritchev, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **483**, 4949 (2019).
8. G. A. Gontcharov, M. Y. Khovritchev, and A. V. Mosenkov, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **497**, 3674 (2020).
9. G. A. Gontcharov, M. Y. Khovritchev, A. V. Mosenkov, V. B. Il’in, A. A. Marchuk, S. S. Savchenko, A. A. Smirnov, P. A. Usachev, and D. M. Poliakov, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **508**, 2688 (2021).
10. G. A. Gontcharov, M. Y. Khovritchev, A. V. Mosenkov, V. B. Il’in, A. A. Marchuk, D. M. Poliakov, O. S. Ryutina, S. S. Savchenko, A. A. Smirnov, P. A. Usachev, J.-W. Lee, C. Camacho, and N. Hebdon, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **518**, 3036 (2023).
11. G. A. Gontcharov, C. J. Bonatto, O. S. Ryutina, S. S. Savchenko, A. V. Mosenkov, V. B. Il’in, M. Y. Khovritchev, A. A. Marchuk, D. M. Poliakov, A. A. Smirnov, and J. Seguine, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **526**, 5628 (2023).
12. G. A. Gontcharov, S. S. Savchenko, A. A. Marchuk, C. J. Bonatto, O. S. Ryutina, M. Y. Khovritchev, V. B. Il’in, A. V. Mosenkov, D. M. Poliakov, and A. A. Smirnov, Res. Astron. Astrophys. **24**, 065014 (2024).
13. H. Baumgardt and E. Vasiliev, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **505**, 5957 (2021).
14. P. Montegriffo, M. Bellazzini, F. De Angeli et al. (Gaia), Astron. Astrophys. **674**, A33 (2023).

15. E. B. Amôores, R. M. Jesus, A. Moitinho, V. Arsenijevic, R. S. Levenhagen, D. J. Marshall, L. O. Kerber, R. Künzel, and R. A. Moura, Mon. Not. R. Astron. Soc. **508**, 1788 (2021).
16. O. Straniero, C. Pallanca, E. Dalessandro, I. Domínguez, F. R. Ferraro, M. Giannotti, A. Mirizzi, and L. Piersanti, Astron. Astrophys. **644**, A166 (2020).
17. A. Ayala, I. Domínguez, M. Giannotti, A. Mirizzi, and O. Straniero, Phys. Rev. Lett. **113**, 191302 (2014).
18. G. Worthey and H.-C. Lee, Astrophys. J. Suppl. **193**, 1 (2011).
19. A. Recio-Blanco, G. Piotto, F. de Angeli, S. Cassisi, M. Riello, M. Salaris, A. Pietrinferni, M. Zoccali, and A. Aparicio, Astron. Astrophys. **432**, 851 (2005).
20. A. Serenelli, A. Weiss, S. Cassisi, M. Salaris, and A. Pietrinferni, Astron. Astrophys. **606**, A33 (2017).
21. L. Di Luzio, M. Fedele, M. Giannotti, F. Mescia, and E. Nardi, Phys. Rev. Lett. **125**(13), 131804 (2020).
22. F.Tognini, G. Valle, M. Dell'Omodarme, S. Degl'Innocenti, and P. G. Prada Moroni, Astron. Astrophys. **679**, A75 (2023).
23. M. J.Dolan, F. J. Hiskens, and R. R. Volkas, JCAP **10**, 096 (2022).
24. S. Navas, C. Amsler, T. Gutsche et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **110**, 030001 (2024).
25. A. Mucciarelli, L. Lovisi, B. Lanzoni, and F. R. Ferraro, Astrophys. J. **786**, 14 (2014).
26. M. Salaris, M. Riello, S. Cassisi, and G. Piotto, Astron. Astrophys. **420**, 911 (2004).
27. I. G. Irastorza and J. Redondo, Prog. Part. Nucl. Phys. **102**, 89 (2018).
28. M. Libanov and S. Troitsky, Phys. Lett. B **802**, 135252 (2020).
29. L.-Q. Gao, X.-J. Bi, J. Li, and P.-F. Yin, arXiv:2407.20118 (2024).
30. C. O'Hare, https://cajohare.github.io/AxionLimits/, July (2020).
31. W. A. Terrano, E. G. Adelberger, J. G. Lee, and B. R. Heckel, Phys. Rev. Lett. **115**, 201801 (2015).
32. E. Aprile, K. Abe, F. Agostini et al. (XENONnT), Phys. Rev. Lett. **129**, 161805 (2022).
33. R. Ballou, G. Deferne, M.Finger et al. (OSQAR), Phys. Rev. D **92**, 092002 (2015).
34. V. Anastassopoulos, S. Aune, K. Barth et al. (CAST), Nature Phys. **13**, 584 (2017).
35. K. Altenmüller, V. Anastassopoulos, S. Arguedas-Cuendis et al. (CAST), arXiv:2406.16840 (2024).
36. D. Noordhuis, A. Prabhu, S. J. Witte, A. Y. Chen, F. Cruz, and C. Weniger, Phys. Rev. Lett. **131**, 111004 (2023).
37. M. Giannotti, I. G. Irastorza, J. Redondo, A. Ringwald, and K. Saikawa, JCAP **10**, 010 (2017).
38. S. V. Troitsky, JETP Lett. **105**, 55 (2017).
39. G. Galanti and M. Roncadelli, Universe **8**, 253 (2022).
40. G. Galanti, L. Nava, M. Roncadelli, F. Tavecchio, and G. Bonnoli, Phys. Rev. Lett. **131**, 251001 (2023).
41. S. V.Troitsky, Pis'ma v ZhETF **116**, 745 (2022).
42. S. Troitsky, JCAP **01**, 016 (2024).
43. M. A.Kudenko and S. V. Troitsky, JETP Lett. **119**, 335 (2024).
44. M. Simet, D. Hooper, and P. D. Serpico, Phys. Rev. D **77**, 063001 (2008).
45. M. Fairbairn, T. Rashba, and S. V. Troitsky, Phys. Rev. D **84**, 125019 (2011).